ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ МЕХАНИКИ

(ДОКЛАДЫ IV ВСЕРОССИЙСКОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ)

Томск, 5-7 октября 2004 г.

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

РОССИЙСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ РАКЕТНЫХ И АРТИЛЛЕРИЙСКИХ НАУК

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ СОВЕТА ПО ГОРЕНИЮ И ВЗРЫВУ РАН

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ
МАТЕМАТИКИ И МЕХАНИКИ ПРИ ТОМСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ МЕХАНИКИ

(ДОКЛАДЫ IV ВСЕРОССИЙСКОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ)

Томск, 5-7 октября 2004 г.

Издательство Томского университета
2004

УДК 523.44; 531.3; 532.546; 533.6; 539.3
ББК 22.251; 22.253; 22.62
Ф 947
Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Доклады
Ф947 конференции. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. 438 с.
ISBN 5-7511-1605-4

Сборник содержит материалы докладов Всероссийской конференции, посвященной фундаментальным и прикладным проблемам современной механики. Материалы сгруппированы в соответствии с работавшими на конференции секциями: пленарные доклады; 1) горение и химическая газодинамика; 2) механика деформируемого твердого тела; 3) газодинамика многофазных течений; 4) динамика полета и небесная механика; 5) тепломассообмен и гидроаэромеханика.

Для специалистов, работающих в перечисленных областях.

УДК 523.44; 531.3; 532.546; 533.6; 539.3
ББК 22.251; 22.253; 22.62

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Сопредседатели:
Богоряд И.Б. – профессор, директор НИИ ПММ при ТГУ
Морозов Н.Ф. – действительный член РАН, С-Петербургский университет
Ученый секретарь:
Жаровцев В.В. – снс, ученый секретарь НИИ ПММ
Члены оргкомитета:
Архипов В.А. – профессор, зав. отделом НИИ ПММ
Бартенев В.А. – профессор, зам. Генерального конструктора НПО «Прикладная механика им. М.Ф. Решетнева»
Бордовицына Т.В. – профессор, зав. отделом НИИ ПММ
Бутов В.Г. - профессор, зав. лабораторией НИИММ
Герасимов А.В. - профессор, зав. отделом НИИ ПММ
Глазунов А.А. - профессор, зав. отделом НИИ ПММ
Зинченко В.И. – профессор, зам. Главы Администрации Томской области
Исаков Г.Н. – д.т.н., зав. отделом НИИ ПММ
Козлов Е.А. – профессор, зам. директора НИИ ПММ
Крайко А.Н. – профессор, зав. отделом ЦИАМ
Липанов А.М. – действительный член РАН, директор ИПМ УрО РАН
Максимов Ю.М. – профессор, зав.отелом СМК ТНЦ СО РАН
Платова Т.М. – профессор Томского университета
Рабинович Б.И. – профессор, гл. научный сотрудник ИКИ РАН
Фомин В.М. – член – корр. РАН, директор ИТПМ СО РАН
Хоменко Ю.П – профессор, зам. директора НИИПММ
Швецов Г.А. – профессор, зам. директора ИГ им. акад. М.А. Лаврентьева СО РАН
Шрагер Э.Р. – профессор, декан ФТФ Томского госуниверситета

ISBN 5-7511-1605-4 © НИИ прикладной математики и механики, 2004

ПРЕДИСЛОВИЕ

5-7 октября 2004 г. в Томске в НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете проводилась IV Всероссийская научная конференция «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики».

Работали следующие секции и подсекции:

1. Горение и химическая газодинамика:
   1.1. Воспламенение и горение конденсированных систем,
   1.2. Внутренняя баллистика;
2. Механика деформируемого твердого тела (МДТТ):
   2.1. Динамические и статические задачи МДТТ,
   2.2. Комплексные задачи МДТТ;
3. Газодинамика многофазных течений:
   3.1. Экспериментальные и инженерные подходы в исследовании многофазных сред в технических устройствах,
   3.2. Моделирование многофазных течений в каналах и соплах энергоустановок;
4. Динамика полета и небесная механика:
   4.1. Механика космического полета и небесная механика,
   4.2. Компьютерные технологии при проектировании космических аппаратов;
5. Тепломассообмен и гидроаэромеханика.

На 22 заседаниях, в том числе на 2 пленарных, было заслушано и обсуждено 230 докладов. Большая часть из них вошла в настоящий сборник.

В работе конференции приняли участие специалисты из 40 НИИ, вузов и организаций, представляющих 22 города России.

Проведение конференции поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 04-01-10097).

БОРТОВЫЕ АЛГОРИТМЫ НАВИГАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЕ ПО СИГНАЛАМ КОСМИЧЕСКИХ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ ГЛОНАСС И GPS

Бартенев В.А., Гречкосеев А.К., Ислентьев Е.В.
ФГУП "НПО прикладной механики им.академика М.Ф. Решетнева"
662972, г. Железногорск, ул. Ленина, 52,
тел. (39197) 64246, факс (39197) 22635
E-mail: islentev@npopm.ru

В данной статье предлагается использовать для высокоточного определения параметров орбиты космических аппаратов на геостационарной орбите (КА на ГСО) навигационные измерения его бортовой аппаратуры по космическим навигационным системам (КНС) ГЛОНАСС и GPS.

КА на ГСО находятся на орбитах, лежащих значительно выше орбит НКА из состава КНС ГЛОНАСС и GPS, и поэтому вне непрерывного навигационного поля этих систем.

Вместе с тем часть излучаемых НКА навигационных радиосигналов не экранируется Землей и образует за ней разрывное навигационное поле, имеющее структуру пересекающихся кольцевых полос. Ширина этих полос зависит от энергетических характеристик радиолинии (в частности, от коэффициентов усиления приемных антенн и чувствительности аппаратуры потребителя, а также от диаграмм направленности передающих антенн НКА ГЛОНАСС и GPS) и определяет количество и продолжительность сеансов радионавигации.

Поэтому навигация КА на ГСО с использованием стандартных алгоритмов навигации потребителя КНС не представляется возможной.

На рис. 1 приводятся границы зон взаимной радиовидимости КА на ГСО с НКА КНС ГЛОНАСС. При таком способе навигации одновременно видимые потребителем (КА на ГСО) НКА находятся внутри конической поверхности, определяемой максимальным и минимальным надирным углом потребителя (т.е. углом между направлениями на НКА и на центр Земли).

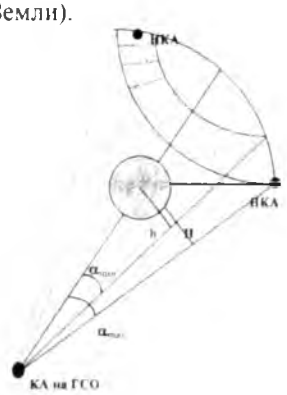


Рис. 1. Границы зон взаимной радиовидимости НКА и КА на ГСО

Как показало проведенное моделирование, количество одновременно радиовидимых НКА с КА на ГСО изменяется от 0 до 4. В таблице представлен процент времени, в течение которого данное количество НКА находится в зоне радиовидимости КА на ГСО.

Количество радиовидимых НКА ГЛОНАСС с КА на ГСО

	1	2	3	4	5
% времени	96	73	28	10	0

Следует также отметить, что интервалы времени, когда в зоне радиовидимости находится 4 НКА, как правило, непродолжительны и значительно разнесены во времени. Это усложняет проведение сеансов измерений псевдодальности и радиальной скорости между КА на ГСО и НКА, что делает практически невозможным мгновенное высокоточное определение положения и вектора скорости КА на ГСО, а также ухода БШВ КА на ГСО относительно системной шкалы времени КНС ГЛОНАСС.

Рассмотрим модель движения КА на ГСО, модель измерения навигационных параметров и алгоритм оценивания, которые используются в бортовых системах перспективных КА разработки НПО прикладной механики.

Движение центра масс КА на ГСО описывается в неособенных элементах вида

$$(p, g, h, f, q, l),$$

где p – фокальный параметр орбиты, $g = e\sin(\Omega+\omega)$, $h = e\cos(\Omega+\omega)$,

$f = \sin\Omega\,\mathrm{tg}\left(\frac{i}{2}\right)$, $q = \cos\Omega\,\mathrm{tg}\left(\frac{i}{2}\right)$, $l = \Omega+\omega+\nu$,

$e, i, \Omega, \omega, \nu$ – эксцентриситет, наклонение, долгота восходящего узла, аргумент перигея, истинная аномалия орбиты. Уравнения движения КА на ГСО в неособенных элементах более предпочтительны (по быстродействию и точности) для численного интегрирования, чем аналогичные уравнения в прямоугольных элементах. Численное интегрирование уравнений движения производится методом Адамса 7-го порядка с разгоном по схеме Рунге – Кутта 4-го порядка.

Модель движения КА на ГСО учитывает возмущения от нецентральности гравитационного поля Земли (гармоники до 4,4 включительно), гравитационного притяжения Солнца и Луны, радиационного давления Солнца и тяги бортовых двигателей КА на ГСО. Данная модель движения обладает достаточной точностью для расчета опорного положения КА на ГСО, при этом может функционировать на бортовой ЭВМ КА на ГСО.

Модель измерения псевдодальности между потребителем и НКА записывается в следующем виде:

$D_{изм}(t) = D_{геом}(t) + c \times \delta t + \delta D_{апп} + \delta D_{ост}$,

где: $D_{изм}(t)$ – измеренная псевдодальность между потребителем и НКА; $D_{геом}(t)$ – геометрическая

дальность между потребителем и НКА; c – скорость света; δt – уход бортовой шкалы времени КА на ГСО относительно системной шкалы времени НКА ГЛОНАСС/GPS; $\delta D_{\text{апп}}$ – погрешность измерения псевдодальности, обусловленная характеристиками спутниковой аппаратуры потребителя; $\delta D_{\text{ост}}$ – остаточная погрешность измерения псевдодальности, обусловленная немоделируемыми эффектами.

В силу значительной сложности точного моделирования величины δt в качестве измеряемого параметра используется разность двух измеренных на один момент времени псевдодальностей [1]:

$$D_{ij,\text{изм}}(t) = D_{i,\text{изм}}(t) - D_{j,\text{изм}}(t).$$

где $D_{i,\text{изм}}(t)$ и $D_{j,\text{изм}}(t)$ – измеренные псевдодальности между i-м НКА и КА на ГСО и между j-м НКА и КА на ГСО соответственно. В разнице псевдодальностей основная составляющая величины δt (из-за ухода БШВ КА на ГСО) вычитается и остается только малая составляющая, обусловленная расхождением БШВ двух НКА.

Уточнение параметров движения КА непосредственно по измерениям псевдодальности возможно, но только с применением адаптивных алгоритмов, в которых уточняются еще и параметры модели для величины δt.

Для определения текущего положения КА на ГСО используется динамический фильтр Калмана. В качестве вектора уточняемых параметров выступает вектор поправок к текущему положению КА на ГСО, заданному в виде кеплеровых элементов:

$$\Delta Q_k = (\Delta a_k, \Delta e_k, \Delta i_k, \Delta \Omega_k, \Delta \omega_k, \Delta E_k)$$

на момент времени t_k.

В качестве измеряемых параметров выступает вектор, сформированный из измерений разностей псевдодальностей между КА на ГСО и парой НКА.

Кеплеровы элементы для уточнения использованы потому, что для них достаточно просто вычислить аналитические частные производные от вектора измеряемых по вектору уточняемых параметров в рамках модели движения КА на ГСО в центральном поле сил. Использование частных производных, рассчитанных по более полной модели движения КА, нецелесообразно в силу сложности их расчета на бортовой ЭВМ КА на ГСО и достаточной точности аналитических частных производных.

При использовании фильтра Калмана для оценки текущего вектора параметров движения КА на ГСО возникает проблема уменьшения диагональных элементов ковариационной матрицы, которая приводит к расходимости процесса оценивания. Для устранения данного эффекта диагональные элементы ковариационной матрицы усиливались при помощи показательной функции [2,3] и ограничивались по своему минимальному значению.

Для оценки точности определения текущего вектора кинематических параметров (ВКП) КА на ГСО было проведено программное моделирование. Измерения моделировались только по КНС ГЛОНАСС, так как она является системой российского производства и поэтому предпочтительна для использования на КА российского производства. Кроме того, передающая антенна НКА ГЛОНАСС имеет большую мощность передаваемого сигнала, чем антенна НКА GPS, и, следовательно, обеспечиваются большие временные интервалы радиовидимости между КА на ГСО и НКА ГЛОНАСС.

Ниже представлены графики погрешности определения координат и скоростей КА на ГСО в прямоугольной системе координат.

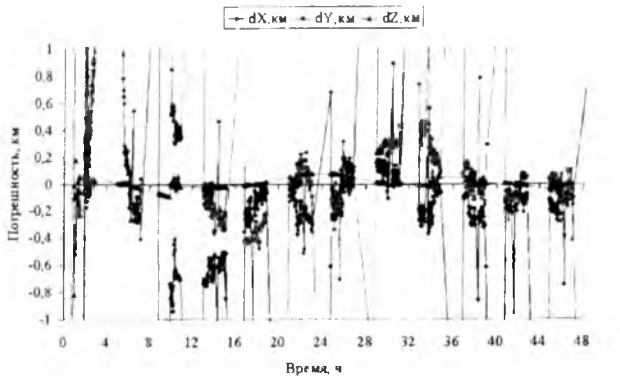


Рис. 2. Погрешность определения текущего положения КА на ГСО

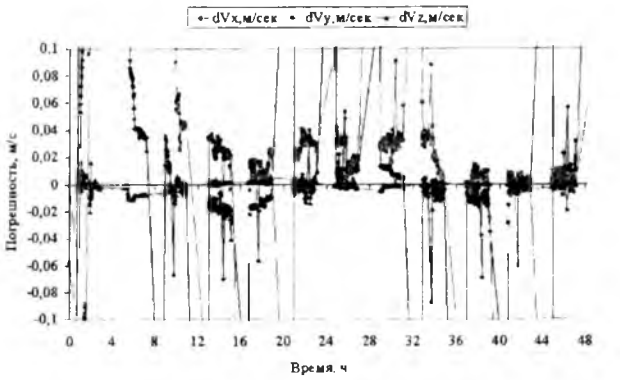


Рис. 3. Погрешность определения текущей скорости КА на ГСО

Как видно из полученных графиков, погрешность определения текущего положения КА на ГСО при наличии в зоне радиовидимости не менее 2 НКА не превышает 500 м, а погрешность определения текущей скорости КА на ГСО не превышает 5 см/с . Выбросы в погрешности определения текущего положения и скорости КА на ГСО относятся к интервалам, где отсутствуют измерения и бортовой алгоритм навигации работает только в режиме прогнозирования последней оценки ВКП КА на ГСО.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ислентьев Е.В, Гречкосеев А.К. Определение параметров орбит геостационарных космических аппаратов по сигналам навигационных систем ГЛОНАСС и GPS //Изв. вузов. Приборостроение, Том 47, №4. 2004. СПб: А-принт.

2. Гришин Ю.П., Казаринов М.Ю.Динамические системы, устойчивые к отказам. М.: Радио и связь, 1985.

3. Сейдж Э., Мелс Дж.Теория оценивания и ее применение в связи и управлении. /Пер. с англ.; под ред. Б.Р.Левина. М.: Связь, 1976.

ВИХРЕВОЕ ДВИЖЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ СОСУДЕ С РАДИАЛЬНЫМИ РЕБРАМИ

Богоряд И.Б., Лаврова Н.П.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина,36,
тел. (3822)529-642, факс(3822)529-547
E-mail:adm@niipmm.tsu.tomsk.ru

Численным методом решается задача о нестационарном движении вязкой несжимаемой жидкости во вращающемся вокруг продольной оси сосуде в форме прямого кругового цилиндра с радиальными ребрами или в торе прямоугольного поперечного сечения.

Анализ динамического взаимодействия жидкости с подвижным твердым телом, полость которого она заполняет, представляет интерес с точки зрения обоснования математической модели космического аппарата с жидкостным реактивным двигателем. Построению таких моделей и способам расчета соответствующих гидродинамических коэффициентов в случае, когда в полости имеются ребра, посвящен ряд исследований [1–3]. Эти и некоторые другие работы существенно опираются на феноменологическую модель нестационарных вихревых течений при обтекании ребра [1]. Она позволяет получить количественную оценку вихревой составляющей энергии жидкости и скорости диссипации энергии жидкости без решения необходимых задач гидродинамики, но с привлечением специальных экспериментальных зависимостей.

Предложенное в данной работе численное решение гидродинамической задачи позволяет получить количественную информацию о структуре и эволюции вихревого течения жидкости в результате обтекания радиального ребра завихренным потоком.

Постановка задачи. Вязкая несжимаемая жидкость целиком заполняет вращающийся сосуд с полостью в форме прямого кругового цилиндра (или соосных цилиндров) с радиальными ребрами ($b/R_0 \sim \sim 10^{-1}$, b – ширина ребра, R_0 – радиус внешнего цилиндра). Зависимость скорости вращения сосуда от времени $\omega_x(t)$ считается известной. Вводится предположение о том, что относительная высота цилиндра H/R_0 и число Рейнольдса такие, что влияние днища и крышки сосуда на характер течения основной массы жидкости несущественное. В этом случае движение жидкости можно считать двумерным, не зависящим от координаты x связанной с сосудом цилиндрической системы координат 0, x, r, θ.

Течение жидкости подчиняется уравнениям Навье – Стокса и неразрывности

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + \frac{1}{2}\frac{\partial u^2}{\partial r} - u_\theta\left(\mathrm{rot}_1\bar{u} + 2\omega_x\right) + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} - \nu\left(\Delta u_r - \frac{u_r}{r^2} - \frac{2}{r^2}\frac{\partial u_\theta}{\partial\theta}\right) = \omega_x^2 r,$$

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + \frac{1}{2r}\frac{\partial u^2}{\partial\theta} + u_r\left(\mathrm{rot}_1\bar{u} + 3\omega_x\right) + \frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial\theta} - \nu\left(\Delta u_\theta - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2}\frac{\partial u_r}{\partial\theta}\right) = -\omega_x r, \qquad \mathrm{div}\bar{u} = 0,$$

где $\bar{u} = \{u_r, u_\theta\}$ – вектор относительной скорости жидкости; $\mathrm{rot}_1\bar{u} = \bar{i}\cdot\mathrm{rot}\bar{u} = \frac{\partial u_\theta}{\partial t} + \frac{u_\theta}{r} + \frac{1}{r}\frac{\partial u_r}{\partial\theta}$

Остальные обозначения обычные.

Уравнение неразрывности в (1) заменяется уравнением Пуассона для давления

$$\frac{1}{\rho}\Delta p = -2\left[\left(\frac{\partial u_r}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r}\right)^2\right] - 2\left[\mathrm{rot}_1\bar{u}\left(\omega_x + \frac{\partial u_\theta}{\partial r}\right) - \omega_x^2\right].$$

Как показано в [4], такая замена эквивалентна, если начальное (t=0) состояние жидкости удовлетворяет уравнению неразрывности во всей области Q, занятой жидкостью, а при t>0 – на её границах.

В качестве краевых условий на твердых границах заданы условия прилипания для скорости и нормальные производные давления. Процесс развивается из состояния синхронного движения жидкости и полости при t=0: $u_r=u_\theta=0$.

Метод решения. Задача решается конечно-разностным методом на регулярной сетке, аппроксимирующей дифференциальные уравнения и краевые условия с первым порядком точности по времени и по пространственным координатам. На каждом временном шаге поля скоростей и давления уточняются итерированием по методу последовательной верхней релаксации.

Результаты расчетов. Расчеты проведены для двух форм полостей: прямой круговой цилиндр с четырьмя равностоящими ребрами и тор

прямоугольного поперечного сечения с шестью парами так же равностоящих ребер на внешнем (радиуса R_0) и внутреннем (радиуса r_0) цилиндрах. Геометрические разрезы назначены такими же, как в [3]: в первом случае R_0 = 0.175 м, b = 0.034 м; во втором – R_0 = 0.20 м, r_0 = 0.14 м, b = 0.02 м. При разностной аппроксимации эти размеры, а также толщина ребер задаются кратными шагам сетки Δr и $\Delta\theta$. Вследствие периодичности решения по углу θ с периодом $2\pi/N$ (N – число ребер или пар ребер), решение разыскивается в области $r_0 \le r \le R_0$, $0 \le \theta \le \pi/N$. Расчеты проводились на сетке 200x200 для цилиндра и 100x300 для тора при $\nu \sim 10^{-5}$ м^2/с. При $\nu < 5\cdot10^{-6}$ м^2/с обеспечить устойчивость счета на достаточно продолжительном промежутке времени интегрирования (t > 3.0 с) не удалось. Однако численный эксперимент показал, что варьирование ν в пределах $(10^{-6}...3\cdot10^{-5})$ м^2/с (это соответствует числам Re, вычисленным по R_0, порядка 10^3) к заметным возмущениям решения не приводит: уже при этих числах Re вклад вязких эффектов в суммарную завихренность мал в сравнении с завихренностью, вызванной обтеканием кромок ребер [2].

На рис. 1 приведены поля скоростей при равномерном (ω_x =1.5 с$^{-1}$) вращении цилиндра, причем, а соответствует времени начала формирования вихря с подветренной стороны ребра (t=1.0 с), б – началу формирования вихря с наветренной стороны (t=1.2 с).

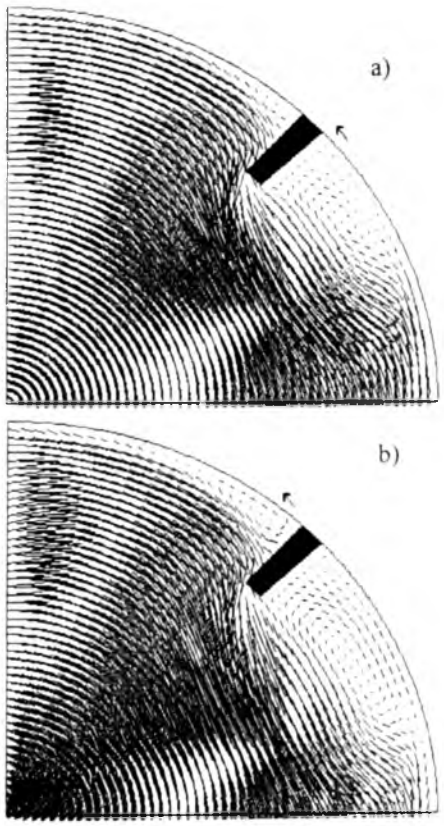


Рис. 1. Поля скоростей жидкости при равномерном вращении цилиндра

Установлено, что за промежуток времени ≈ 3с вовлечение жидкости в синхронное вращение (u_0, u_θ → 0) не происходит. В большей части области течения процесс носит характер нерегулярного вихревого движения и только в «тени» ребер жидкость имеет малые относительные скорости.

Поле скоростей жидкости, представленное на рис. 2, соответствует моменту времени t=0.9 с. при раскрутке цилиндра с постоянным ускорением $\dot{\omega}_x$ = 1.5 с$^{-2}$ и когда скорость вращения цилиндра ω_x достигает величины 1.35 с$^{-1}$.

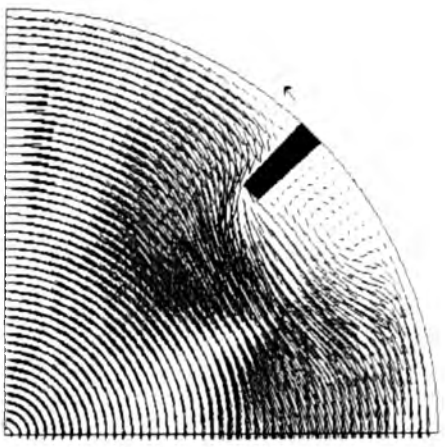


Рис. 2. Поле скоростей жидкости при равноускоренном вращении цилиндра

Рис. 3 иллюстрирует течение жидкости в режиме торможения цилиндра ($\omega_x(0) = 1.5$с$^{-1}$, $\dot{\omega}_x = -1.0$с$^{-2}$). Поле скоростей жидкости соответствует времени t=0.9 с и скорости цилиндра ω_x = 1.2 с$^{-1}$.

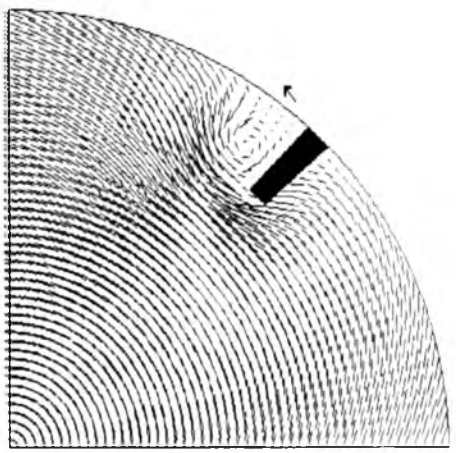


Рис. 3. Поле скоростей жидкости в режиме торможения цилиндра

На рис.4–6 показаны поля скоростей жидкости во вращающейся тороидальной полости прямоугольного сечения. В течение 1.3 с тор из

состояния покоя разгоняется с ускорением 1.5 $с^{-1}$ (рис. 4 – t = 0.65 с, $\omega_z = 0.97\ с^{-1}$). Далее до момента времени t =1.8 с сосуд вращается с постоянной скоростью $\omega_z = 2.0\ с^{-1}$ (рис. 5 – t = 1.8 с), после чего начинается процесс торможения тора (рис.6 – t =2.45 с, $\omega_z = 1.0\ с^{-1}$, $\omega_z = -1.50\ с^{-2}$).

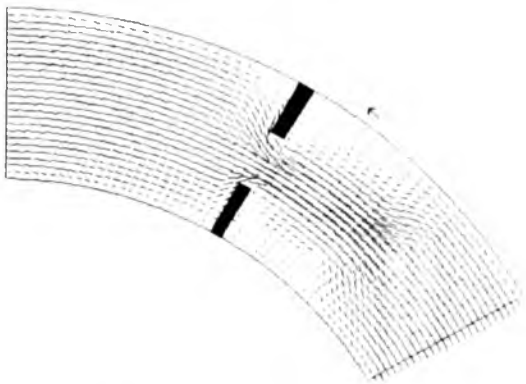


Рис. 4. Поле скоростей жидкости при равноускоренном вращении тора

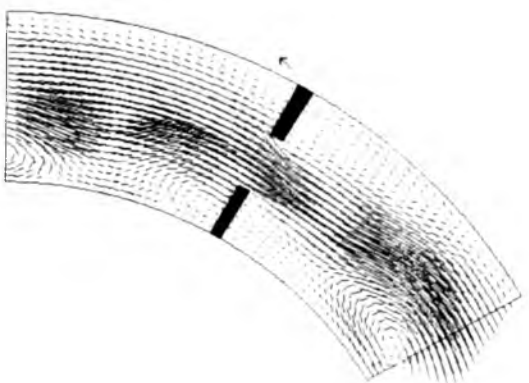


Рис. 5. Поле скоростей жидкости при равномерном вращении тора

Рис. 6. Поле скоростей жидкости в режиме торможения тора

О достоверности полученных расчетных данных можно судить по результатам их сравнения с экспериментом [3], приведенным на рис. 7.

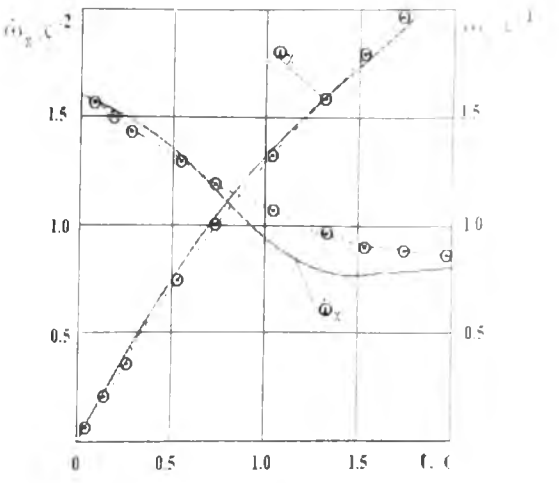


Рис. 7. Зависимости ω_z (t) и ω_z (t) при раскрутке цилиндрической полости моментом постоянной величины. – Θ – эксперимент, ——— – расчет)

Расчетные данные получены в результате интегрирования уравнения вращения твердого тела, содержащего в полости жидкость:

$$(I^0 + I)\dot{\omega}_z + \rho \int_Q \frac{d}{dt}(ru_\theta)dQ = M_{вн} + M_S,$$

совместно с уравнениями движения жидкости (1). Здесь I^0+I – суммарный момент инерции твердого тела и затвердевшей жидкости; Q – объем жидкости; S – боковая поверхность полости; $M_{ВН}$ – момент внешних сил; M_S – момент сил вязкого трения, определяемый формулой

$$M_S = -\rho R_0 \nu \int_S \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r}\right)_{r=R_0} dS.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Роговой В.М., Черемных С.В. Динамическая устойчивость космических аппаратов с ЖРД. М.: Машиностроение, 1975. 152 с.

2. Рабинович Б.И., Лебедев В.Г., Мытарев А.П. Вихревые процессы и динамика твердого тела. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1992. 296 с.

3. Рабинович Б.И., Клишев О.П., Мытарев А.П., Чурилов Г.А. Математическая модель космического аппарата с полостями, частично заполненными жидкостью. Режим нестационарного вращения // Полет. 2003. №10. С. 50–56.

4. Васенин И.М., Сидонский О.Б., Шрагер Г.Р. Численное исследование движения вязкой жидкости со свободной поверхностью. ДАН СССР.1974. Т. 217, №2. С. 296–298.

МЕТОД АСИМПТОТИЧЕСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ В ТРЕХМЕРНЫХ ЗАДАЧАХ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ ДЛЯ СЛОИСТЫХ КОНСТРУКЦИЙ

Горынин Г.Л., Немировский ., Ю.В.
Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1,
тел. (3822) 410259, факс (3822) 410347
E-mail: gsibadi@hmansy.wsnet.ru

Современные технологические процессы позволяют создавать конструкционные элементы из существенно различающихся материалов, поэтому задача расчета многослойных конструкций на изгиб и кручение является актуальной. Методы расчета многослойных упругих балок и пластин, разработанные ранее, являлись существенно приближенными и базировались в основном на введении гипотез о характере распределения перемещений и напряжений по толщине. Обзор и анализ наиболее значимых работ можно найти, например в [1]. Однако для однородных конструкций были разработаны методы, которые давали точное решение этих задач в пространственной постановке для некоторых типов нагрузок в постановке пространственной теории упругости [2–3]. Одновременно получили развитие асимптотические методы, которые учитывали малость некоторых линейных размеров конструкций сравнительно с другими размерами [4–5].

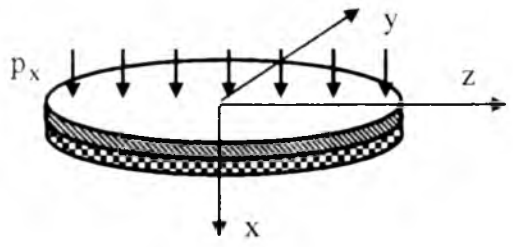


Рис. 1 Слоистая плита под действием распределенной нагрузки

В данной работе излагается метод асимптотического расщепления, разработанный авторами, который является своеобразным синтезом указанных подходов для расчета слоистых конструкций. С одной стороны, он является асимптотическим методом. С другой стороны, для некоторого класса нагрузок он дает точное решение пространственной задачи теории упругости, при этом точные решения, полученные для однородных конструкций с помощью ранее разработанных методов, как правило, получаются и с его помощью. Одновременно с тем наиболее распространенные теории, основанные на введении гипотез, получаются на его основе как первые асимптотические приближения. Покажем применение метода асимптотического расщепления на примере задачи изгиба многослойной плиты.

1. Постановка задачи

Рассмотрим плиту постоянной толщины, состоящую из произвольного числа слоев, выполненных из различных упругих материалов, упругие характеристики которых, может быть, непрерывно меняются по глубине плиты (рис. 1). Начало координат поместим на верхней поверхности плиты. Слои нумеруем сверху вниз, i – номер текущего слоя, s – число слоев, u_α – перемещение точки в направлении оси α; λ_i, μ_i – упругие постоянные Ламе для каждого слоя.

Пусть $\widetilde{u}$ – характерное значение для перемещения u; h – толщина плиты и L – ее размер вдоль оси z; $\widetilde{\lambda}$ – характерное значение постоянной Ламе. Будем рассматривать только такие плиты, для которых величина $\varepsilon = h/L$ является малым параметром, а размеры вдоль осей y и z имеют одинаковый порядок. Перейдем к безразмерным переменным и функциям, для простоты не меняя их обозначения:

$$x \leftrightarrow x/h,\ y \leftrightarrow y/L,\quad z \leftrightarrow z/L,\ u_\alpha \leftrightarrow u_\alpha/\widetilde{u},$$
$$\lambda_i \leftrightarrow \lambda_i/\widetilde{\lambda},\ \mu_i \leftrightarrow \mu_i/\widetilde{\lambda},\ \sigma_{\alpha\beta} \leftrightarrow \sigma_{\alpha\beta}/\widetilde{\sigma},$$
$$q \leftrightarrow q/\widetilde{\sigma},\quad \widetilde{\sigma} = \widetilde{\lambda}\widetilde{u}/\widetilde{h},\ \alpha,\beta \in \{x,y,z\}.$$

Потребуем выполнения линейных уравнений равновесия внутри плиты и на ее верхней и нижней поверхностях:

$$\frac{\partial\sigma_{\alpha x}}{\partial x} + \varepsilon\frac{\partial\sigma_{\alpha y}}{\partial y} + \varepsilon\frac{\partial\sigma_{\alpha z}}{\partial z} = 0,\quad \alpha \in \{x,y,z\};\quad (1)$$

$$\sigma_{xx} = -q_t,\ \sigma_{yx} = 0,\ \sigma_{xz} = 0 \qquad \text{при } x = 0,$$

$$\sigma_{xx} = q_b,\quad \sigma_{yx} = 0,\ \sigma_{xz} = 0 \qquad \text{при } x = 1,\quad (2)$$

где $q_t(y,z)$, $q_b(y,z)$ – поперечные нагрузки на верхней (top) и нижней (bottom) поверхностях. На границе между слоями компоненты тензора напряжения σ_{xy}, σ_{zx} и σ_{xx} непрерывны:

$$(\sigma_{\alpha x})_{i-1} - (\sigma_{\alpha x})_i = 0,\ \alpha \in \{x,y,z\},\ i = 2,s.\quad (3)$$

Одновременно должны быть непрерывны компоненты вектора перемещения:

$$(u_\alpha)_{i-1} - (u_\alpha)_i = 0,\ \alpha \in \{x,y,z\},\ i = 2,s.\quad (4)$$

Считаем, что материал каждого слоя подчиняется закону Гука:

$$(\sigma_{\alpha\beta})_i = \lambda_i\theta\delta_{\alpha\beta} + 2\mu_i e_{\alpha\beta},\quad \text{где } \theta = \sum_{\gamma=1}^{3} e_{\gamma\gamma},$$

$$\lambda_i = \frac{\nu_i E_i}{(1-2\nu_i)(1+\nu_i)},\ \mu_i = \frac{E_i}{2(1+\nu_i)},\qquad (5)$$

где $e_{\alpha\beta}$ – компоненты линейного тензора деформаций; E_i, ν_i – модуль Юнга и коэффициент Пуассона для i-го слоя. Задача (1)–(5) является полукраевой [6], т.к. на боковой кромке плиты краевые условия не заданы.

Примем для перемещений и напряжений следующие правила аппроксимации, выбор которых

основан на исследованиях, проведенных в работе [6]:

$$\left(u_\alpha\right)_i^{(n)} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial \alpha}\left[\sum_{k=0}^{n-1}\left(U_{i,k}^{\gamma}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right)\right],$$

$$\left(u_x\right)_i^{(n)} = u_0^{(n)} + \sum_{k=1}^{n}\left(U_{i,k}^{x}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right),$$

$$U_{i,0}^{\gamma} = -(x - c_0),\ \alpha \in \{y,z\}; \qquad (6)$$

$$\left(\sigma_{xx}\right)_i^{(n)} = \sum_{k=2}^{n}\left(\tau_{xx}\right)_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)},$$

$$\left(\sigma_{yz}\right)_i^{(n)} = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z}\left[\sum_{k=1}^{n-1} 2\mu_i U_{i,k-1}^{\gamma}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right],$$

$$\left(\sigma_{yy}\right)_i^{(n)} = \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left[\sum_{k=1}^{n-1}\left(\tau_{mm}\right)_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right] +$$

$$+ \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[\sum_{k=1}^{n-1}\left(\tau_{ss}\right)_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right],$$

$$\left(\sigma_{zz}\right)_i^{(n)} = \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left[\sum_{k=1}^{n-1}\left(\tau_{ss}\right)_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right] +$$

$$+ \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[\sum_{k=1}^{n-1}\left(\tau_{mm}\right)_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right],$$

$$\left(\sigma_{\alpha x}\right)_i^{(n)} = \varepsilon \frac{\partial}{\partial \alpha}\left[\sum_{k=1}^{n-1}\left(\tau_{\gamma x}\right)_i^{(2k+1)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right],$$

$$\alpha \in \{y,z\}, \qquad (7)$$

где c_0 – некоторая константа; n – номер асимптотического приближения; $u_0^{(n)}(y,z)$ – функция прогиба; $U_{i,k}^{x}, U_{i,k}^{\gamma}$ – характеристические функции вектора перемещения; $\left(\tau_{xx}\right)_i^{(2k)}$, $\left(\tau_{mm}\right)_i^{(2k)}$, $\left(\tau_{ss}\right)_i^{(2k)}$, $\left(\tau_{\gamma x}\right)_i^{(2k+1)}$ – характеристические функции тензора напряжений, которые зависят только от переменной x. В формулах (7) использован m - кратный оператор Лапласа

$$\Delta^{(m)} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)^m.$$

Будем считать, что функция прогиба $u_0^{(n)}(y,z)$ равняется перемещению в поперечном направлении точек плиты, лежащих на расстоянии x_0 от ее верхней поверхности:

$$u_0^{(n)}(y,z) = u_i^{(n)}\Big|_{x=x_0} \qquad (8)$$

Из формул (6), (8) следует выполнение равенства

$$U_{i,k}^{x}\Big|_{x=x_0} = 0,\ k = 1,n. \qquad (9)$$

Считаем, что нагрузки на верхней и нижней поверхностях пропорциональны между собой и представлены в виде

$$q_t = k_t p_x,\ q_b = k_b p_x,\ k_t + k_b = 1; \qquad (10)$$

$$\sum_{k=1}^{n}\varepsilon^{2k} D_{k-1}\Delta^{(k)}u_0^{(n)} = p_x, \qquad (11)$$

где $D_{k-1}\ (k = 2,n)$ – некоторые константы; p_x суммарная нагрузка, действующая на обе поверхности плиты; k_t, k_b – коэффициенты вклада нагрузки, приложенной к верхней и нижней поверхности соответственно.

2. Краевые задачи по толщине плиты

Предположим, что характеристические функции тензора напряжения связаны с характеристическими функциями вектора перемещения следующим образом:

$$\left(\tau_{mm}\right)_i^{(2k)} = \left(\lambda_i + 2\mu_i\right)U_{i,k-1}^{\gamma} + \lambda_i\frac{dU_{i,k}^{x}}{dx},$$

$$\left(\tau_{ss}\right)_i^{(2k)} = \lambda_i\left(U_{i,k-1}^{\gamma} + \frac{dU_{i,k}^{x}}{dx}\right),$$

$$\left(\tau_{xx}\right)_i^{(2k)} = \lambda_i U_{i,k-1}^{\gamma} + \left(\lambda_i + 2\mu_i\right)\frac{dU_{i,k}^{x}}{dx},\ \left(\tau_{\gamma x}\right)_i^{(1)} = 0,$$

$$\left(\tau_{\gamma x}\right)_i^{(2k+1)} = \mu_i\left(\frac{dU_{i,k}^{\gamma}}{dx} + U_{i,k}^{x}\right),\ k = 1,n \qquad (12)$$

Кроме того, для характеристических функций потребуем выполнения равенств:

во внутренних точках каждого слоя плиты

$$\frac{d}{dx}\left(\left(\tau_{xx}\right)_i^{(2k)}\right) + \left(\tau_{\gamma x}\right)_i^{(2k-1)} = 0,$$

$$\frac{d}{dx}\left(\tau_{\gamma x}\right)_i^{(2k+1)} + \left(\tau_{mm}\right)_i^{(2k)} = 0,\ i = 1,s; \qquad (13)$$

на верхней и нижней поверхностях плиты

$$\left(\tau_{xx}\right)_1^{(2k)} = -k_t D_{k-1},\ \left(\tau_{\gamma x}\right)_1^{(2k+1)} = 0 \quad \text{при } x = 0,$$

$$\left(\tau_{xx}\right)_s^{(2k)} = k_b D_{k-1},\ \left(\tau_{\gamma x}\right)_s^{(2k+1)} = 0 \quad \text{при } x = 1, \qquad (14)$$

на границах между слоями плиты

$$\left(\tau_{\gamma x}\right)_{i-1}^{(2k+1)} = \left(\tau_{\gamma x}\right)_i^{(2k+1)},\ \left(\tau_{xx}\right)_{i-1}^{(2k)} = \left(\tau_{xx}\right)_i^{(2k)},$$

$$U_{i-1,k}^{x} = U_{i,k}^{x},\quad U_{i-1,k}^{\gamma} = U_{i,k}^{\gamma},$$

$$x = h_i,\ i = 2,s,\ k = 1,n, \qquad (15)$$

где h_i – координата по оси x границы между слоями с номерами i и $i-1$. Равенства (12) – (15) образуют краевую задачу для каждого характеристического номера k. Если проинтегрировать уравнения (13) по всей толщине плиты и учесть условия (14)–(15) и последнее равенство (10), то получим необходимые условия разрешимости этих краевых задач:

$$\sum_{i=1}^{s}\int_{h_i}^{h_{i+1}}\left(\tau_{mm}\right)_i^{(2k)}dx = 0,$$

$$D_{k-1} = -\sum_{i=1}^{s}\int_{h_i}^{h_{i+1}}\left(\tau_{\gamma x}\right)_i^{(2k-1)}dx. \qquad (16)$$

Последнее равенство дает формулу для ранее неизвестного коэффициента D_{k-1}. Если второе уравнение (13) умножить на величину $(x-c_0)$ и проинтегрировать его по частям с учетом условий (14)–(15), то получим равенство

$$D_k = -\sum_{i=1}^{s}\int_{h_i}^{h_{i+1}} (x-c_0)(\tau_{mm})_i^{(2k)}dx, \qquad (17)$$

исходя из которого, величину D_k будем называть характеристической изгибной жесткостью с характеристическим номером k.

Из равенств (12) следует равенство

$$(\tau_{mm})_i^{(2k)} - (\tau_{ss})_i^{(2k)} = 2\mu_i U_{i,k-1}^{\gamma}. \qquad (18)$$

3. Асимптотическая выполнимость 3-мерных уравнений теории упругости

Используя формулы для перемещений (6), вычислим компоненты линейного тензора деформаций и подставим их вместе с формулами (6)–(7) в равенства полукраевой задачи (1)–(5); при этом учтем выполнение равенств (10)–(15). Тогда получим, что равенства (1)–(4) выполняются тождественно. Закон Гука (5) выполняется тождественно только для компоненты $(\sigma_{xx})_i^{(n)}$, а для остальных компонент – приближенно:

$$(\sigma_{yy})_i^{(n)} - (\lambda_i + 2\mu_i)(\varepsilon_{yy})_i^{(n)} - \lambda_i(\varepsilon_{xx})_i^{(n)} - \lambda_i(\varepsilon_{zz})_i^{(n)} =$$
$$= -\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2}\left[(\tau_{mm})_i^{(2n)}A^{(n)}\right] + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[(\tau_{ss})_i^{(2n)}A^{(n)}\right]\right)\varepsilon^{2n},$$

$$(\sigma_{zz})_i^{(n)} - (\lambda_i + 2\mu_i)(\varepsilon_{zz})_i^{(n)} - \lambda_i\left((\varepsilon_{xx})_i^{(n)} + (\varepsilon_{yy})_i^{(n)}\right) =$$
$$= -\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2}\left[(\tau_{ss})_i^{(2n)}A^{(n)}\right] + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left[(\tau_{mm})_i^{(2n)}A^{(n)}\right]\right)\varepsilon^{2n},$$

$$(\sigma_{yz})_i^{(n)} - 2\mu_i(e_{yz})_i^{(n)} = -\frac{\partial^2}{\partial y\partial z}\left[2\mu_i U_{i,n-1}^{\gamma}A^{(n)}\right]\varepsilon^{2n}$$

$$(\sigma_{\alpha x})_i^{(n)} - 2\mu_i(e_{\alpha x})_i^{(n)} = -\mu_i U_{i,n}^{x}\frac{\partial}{\partial\alpha}\Delta^{(n)}u_0^{(n)}\varepsilon^{2n+1}$$
$$, \quad A^{(n)} = \Delta^{(n-1)}u_0^{(n)}, \quad \alpha \in \{y,z\}. \qquad (19)$$

Из равенств (19) следует, что если существует число K такое, что произвольного n существует функция прогиба $u_0^{(n)}(y,z)$, являющаяся решением уравнения поперечного изгиба (11), для которой выполняются условия

$$\frac{\partial}{\partial\alpha}\Delta^{(n)}u_0^{(n)} = \frac{1}{\varepsilon^4}O\left(K^{2n+1}\right), \quad \Delta^{(n)}u_0^{(n)} = \frac{1}{\varepsilon^4}O\left(K^{2n}\right),$$
$$K\varepsilon < 1, \qquad (20)$$

то компоненты вектора перемещений и тензора напряжений, вычисляемые по формулам (6)–(7), составляют формальное асимптотическое решение полукраевой задачи (1)–(5). Причем каждое формальное асимптотическое приближение с номером n имеет порядок аппроксимации $O\left((K\varepsilon)^{2n-4}\right)$.

4. Уравнение поперечного изгиба слоистой плиты

Наименьшее значение номера асимптотического приближения, при котором уравнение (11) имеет смысл, n=2:

$$\Delta^{(2)}u_0^{(2)} = p_x/\varepsilon^4 D_1. \qquad (21)$$

Уравнение (21) – это известное уравнение Софи Жермен, которое таким образом выведено из пространственных уравнений теории упругости в качестве уравнения для первого асимптотического приближения функции прогиба плиты с произвольным числом упругих слоев. Следует особо подчеркнуть, что при выводе этого уравнения, в отличие от технической теории изгиба плит, гипотеза прямой нормали Кирхгофа-Лява не использовалась.

Запишем уравнение изгиба (11) для $n=3$ и воспользуемся равенствами (17):

$$\varepsilon^2\beta_1\Delta^{(3)}u_0^{(3)} + \Delta^{(2)}u_0^{(3)} = \frac{p_x}{\varepsilon^4 D_1}, \quad D_k = \beta_{k-1}D_1, \qquad (22)$$

где β_{k-1} – коэффициент связи первой и k-й характеристических жесткостей. Уравнение изгиба (22) совпадает с уравнением Тимошенко-Доннелла, которое было выведено Доннеллом для однослойной плиты путем учета действия касательных перерезывающих напряжений на основе классической теории пластин [7].

Уравнения (22) и (11) являются сингулярными возмущениями уравнения С. Жермен (21). Поэтому общие решения этих уравнений можно рассматривать как совокупность сингулярных и регулярных возмущений решений уравнения (21). Условия (20), достаточные для существования асимптотического решения, выполняются не для всех решений (22), а только для тех, которые являются регулярными возмущениями уравнения С. Жермен. Для получения этих решений дифференциальный оператор, стоящий в левой части уравнения (11), представим как последовательное выполнение двух операторов:

$$\left(1 + \sum_{k=3}^{n}\varepsilon^{2(k-2)}\beta_{k-2}\Delta^{(k-2)}\right)\Delta^{(2)}u_0^{(n)} = \frac{p_x}{\varepsilon^4 D_1}. \qquad (23)$$

Левый оператор является регулярным возмущением тождественного оператора. Если обратный к нему оператор представить в виде формального асимптотического ряда, то при его применении все сингулярные решения пропадут, а для получения регулярных достаточно решить уравнение

$$\Delta^{(2)}u_0^{(n)} = \left(1 + \sum_{k=3}^{n}\varepsilon^{2(k-2)}\beta_{k-2}\Delta^{(k-2)}\right)^{-1}\frac{p_x}{\varepsilon^4 D_1}. \qquad (24)$$

5. Краевые условия на кромке плиты

Используем обозначения для внутренних усилий в плите

$$Q_{\alpha x} = \int_0^1 \sigma_{\alpha x} dx\,,\quad M_{\alpha\beta} = \int_0^1 (x - c_0)\sigma_{\alpha\beta} dx\,,$$

$$N_{\alpha\beta} = \int_0^1 \sigma_{\alpha\beta} dx\,. \qquad (25)$$

Формулы для асимптотических приближений внутренних усилий получаются путем подстановки равенств (7) в выражения (25). Для рассмотрения пространственной задачи изгиба слоистой плиты следует к уравнениям полукраевой задачи (1)–(5) добавить условия на кромке плиты. По краю плиты будем задавать обычные краевые условия классической теории пластин:

шарнирное опирание – $M_n = 0\,,\ u_0^{(n)} = 0\,;$

жесткое защемление – $\dfrac{du_0^{(n)}}{dn} = 0\,,\ u_0^{(n)} = 0\,.$ (26)

Таким образом, решение исходной задачи о поперечном изгибе в приближении с номером n расщепляется на последовательное решение двух задач. Первая задача связана с нахождением характеристических функций тензора напряжения слоистой плиты, являющихся функциями переменной x, с последующим нахождением характеристических жесткостей D_k. Во второй задаче (24), (26) определяется функция прогиба $u_0^{(n)}$, с помощью которой могут быть определены перемещения и компоненты тензора напряжения в асимптотическом приближении с номером n для любой точки рассмотренной плиты по формулам (6)–(7).

В частном случае, когда поперечная нагрузка p_x является m-гармонической функцией, обратный оператор из формулы (24) представим в виде конечной суммы, содержащей степени оператора Лапласа. В этом случае, как это очевидно следует из равенства (24), функция прогиба $u_0^{(n)}$ является (m+2)-гармонической функцией. При выполнении неравенства

$$n \ge m + 2 \qquad (27)$$

правые части равенств (19) обнуляются и, следовательно, формулы (6) дают точное решение пространственной задачи теории упругости (1)–(5), (26) об изгибе слоистой плиты с произвольным числом слоев. Ранее точное решение для однослойной плиты в случае m-гармонической нагрузки было получено Лурье [2] с помощью символического метода.

6. Полярная система координат

В некоторых случаях удобно использовать полярную систему координат в плоскости плиты

$$y = r\cos\varphi\,,\quad z = r\sin\varphi\,. \qquad (28)$$

Формулы (6)–(7) в полярной системе координат имеют вид

$$(u_r)_i^{(n)} = \varepsilon\frac{\partial}{\partial r}\left[-(x - c_0)u_0^{(n)} + \sum_{k=1}^{n-1}\left(U_{i,k}^{\gamma}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right)\right]$$

$$(u_\varphi)_i^{(n)} = \varepsilon\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left[-(x - c_0)u_0^{(n)} + \sum_{k=1}^{n-1}\left(U_{i,k}^{\gamma}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right)\right].$$

$$(u_x)_i^{(n)} = u_0^{(n)} + \sum_{k=1}^{n}\left(U_{i,k}^{x}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right); \qquad (29)$$

$$(\sigma_{rr})_i^{(n)} = \frac{\partial^2}{\partial r^2}\left[\sum_{k=1}^{n}(\tau_{mm})_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right] +$$

$$+\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)\left[\sum_{k=1}^{n}(\tau_{ss})_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right].$$

$$(\sigma_{r\varphi})_i^{(n)} = \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)\left[\sum_{k=1}^{n}2\mu_1 U_{i,k-1}^{\gamma}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right].$$

$$(\sigma_{\varphi\varphi})_i^{(n)} = \frac{\partial^2}{\partial r^2}\left[\sum_{k=1}^{n}(\tau_{ss})_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right] +$$

$$+\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)\left[\sum_{k=1}^{n}(\tau_{mm})_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right].$$

$$(\sigma_{xx})_i^{(n)} = \sum_{k=2}^{n}(\tau_{xx})_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)},$$

$$(\sigma_{rx})_i^{(n)} = \varepsilon\frac{\partial}{\partial r}\left[\sum_{k=1}^{n}(\tau_{\gamma x})_i^{(2k+1)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right],$$

$$(\sigma_{\varphi x})_i^{(n)} = \varepsilon\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left[\sum_{k=1}^{n}(\tau_{\gamma x})_i^{(2k+1)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right]. \qquad (30)$$

Из равенств (25) и выражений (30) легко получаются формулы для внутренних усилий в цилиндрической системе отсчета

$$(M_{rr})^{(n)} = -\frac{\partial^2}{\partial r^2}\left[\sum_{k=1}^{n}D_k\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right] -$$

$$-\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)\left[\sum_{k=1}^{n}(I_{ss})^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right].$$

$$(M_{r\varphi})^{(n)} = -\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)\left[\sum_{k=1}^{n}\left(D_k - (I_{ss})^{(2k)}\right)\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right]$$

$$(M_{\varphi\varphi})^{(n)} = -\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)\left[\sum_{k=1}^{n}D_k\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right] -$$

$$-\frac{\partial^2}{\partial r^2}\left[\sum_{k=1}^{n}(I_{ss})^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right],$$

$$(Q_{rx})_i^{(n)} = \varepsilon\frac{\partial}{\partial r}\left[\sum_{k=1}^{n}(G_{\gamma x})^{(2k+1)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right],$$

$$(Q_{\varphi x})^{(n)} = \varepsilon\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left[\sum_{k=1}^{n}(G_{\gamma x})^{(2k+1)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right],$$

$$(N_{r\varphi})^{(n)} = \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)\left[\sum_{k=1}^{n}(G_{ss})^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right],$$

$$(N_{rr})^{(n)} = -\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)\left[\sum_{k=1}^{n}(G_{ss})^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right].$$

$$(N_{\varphi\varphi})_i^{(n)} = -\frac{\partial^2}{\partial r^2}\left[\sum_{k=1}^{n}(G_{ss})_i^{(2k)}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k-1)}u_0^{(n)}\right]. \quad (31)$$

В формулах (31) использованы интегральные характеристики характеристических функций

$$(I_{ss})_i^{(2k)} = -\sum_{i=1}^{s}\int_{h_i}^{h_{i+1}}(x-c_0)(\tau_{ss})_i^{(2k)}dx,$$

$$(G_{ss})_i^{(2k)} = -\sum_{i=1}^{s}\int_{h_i}^{h_{i+1}}(\tau_{ss})_i^{(2k)}dx. \quad (32)$$

Рассмотрим осесимметричную задачу, в этом случае функция прогиба и поперечная нагрузка зависят только от радиуса r. Предположим, что поперечная нагрузка p_x является многочленом четной степени 2m, тогда

$$\Delta^{(k)}p_x = 0, \quad k \ge m+1, \quad (33)$$

т.е поперечная нагрузка является (m+1) гармонической функцией. Тогда в соответствии со сказанным выше формулы для перемещений

$$(u_x)_i^{(n)} = u_0^{(n)} + \sum_{k=1}^{n}\left(U_{i,k}^{x}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right),$$

$$(u_r)_i^{(n)} = \varepsilon\frac{d}{dr}\left[-(x-c_0)u_0^{(n)} + \sum_{k=1}^{n-1}\left(U_{i,k}^{\gamma}\varepsilon^{2k}\Delta^{(k)}u_0^{(n)}\right)\right]$$

$$(u_\varphi)_i^{(n)} = 0, \quad n \ge m+3, \quad (34)$$

основанные на решениях уравнения (24) для функции прогиба, образуют точное решение пространственной полукраевой задачи (1)–(5).

Круглые и кольцевые пластины. Рассмотрим кольцевую пластину под действием равномерно распределенной нагрузки, приложенной к ее верхней и нижней поверхностям. Для получения точного решения полукраевой задачи (1)–(5) достаточно взять n=3. Уравнение изгиба (22) имеет общее решение

$$u_0^{(3)} = \frac{p_x}{\varepsilon^4 D_1}\left(c_1 + c_2 r^2 + c_3\ln r + c_4 r^2\ln r + \frac{r^4}{64}\right), \quad (35)$$

где c_i – константы интегрирования.

Для получения компонент тензора напряжений для круглой слоистой плиты под действием равномерной нагрузки воспользуемся формулами (30), для этого подставим в них функцию прогиба (35):

$$(\sigma_{rr})_i^{(3)} = \frac{p_x}{\varepsilon^2 D_1}\left((\tau_{mm})_i^{(2)}\left(2c_2 + \frac{3}{16}r^2\right) + (\tau_{mm})_i^{(4)}\frac{\varepsilon^2}{2} + (\tau_{ss})_i^{(2)}\left(2c_2 + \frac{r^2}{16}\right) + (\tau_{ss})_i^{(4)}\frac{\varepsilon^2}{2}\right),$$

$$(\sigma_{\varphi\varphi})_i^{(3)} = \frac{p_x}{\varepsilon^2 D_1}\left((\tau_{mm})_i^{(2)}\left(2c_2 + \frac{r^2}{16}\right) + (\tau_{mm})_i^{(4)}\frac{\varepsilon^2}{2} + (\tau_{ss})_i^{(2)}\left(2c_2 + \frac{r^2}{16}\right) + (\tau_{ss})_i^{(4)}\frac{\varepsilon^2}{2}\right),$$

$$(\sigma_{rx})_i^{(3)} = \frac{p_x}{\varepsilon D_1}\frac{E_i}{1-\nu_i^2}\left((x-0.5)^2 - 0.25\right)\frac{r}{4},$$

$$(\sigma_{xx})_i^{(3)} = (\tau_{xx})_i^{(4)}\frac{p_x}{D_1}, \quad (\sigma_{r\varphi})_i^{(3)} = 0. \quad (36)$$

Для круглой пластины, шарнирно опертой по контуру, справедливы равенства

$$c_3 = c_4 = 0, \quad u_0^{(3)}\Big|_{r=1} = 0, \quad (M_{rr})_i^{(3)}\Big|_{r=1} = 0. \quad (37)$$

Из двух последних равенств (37) однозначно определяются константы c_1, c_2. Формулы (35)–(36) дают точное решение пространственной задачи теории упругости об изгибе шарнирно опертой пластины с произвольным числом слоев под действием равномерно распределенной нагрузки.

Однородная однослойная плита. Пусть нагрузка равномерно распределена на верхней и нижней поверхностях плиты. Краевые задачи (12)–(15) для однородной однослойной плиты при k=1,2 имеют очевидные решения (номер слоя опускаем):

$$U_1^x = \frac{\nu}{(1-\nu)}\frac{(x-0.5)^2}{2}, \quad (\tau_{xx})^{(2)} = 0,$$

$$(\tau_{mm})^{(2)} = -\frac{E}{1-\nu^2}(x-0.5), \quad (\tau_{ss})^{(2)} = \nu(\tau_{mm})^{(2)},$$

$$(\tau_{\gamma x})^{(3)} = \frac{E}{1-\nu^2}\left(\frac{(x-0.5)^2}{2} - \frac{1}{8}\right), \quad k_t^q = k_b^q = 0.5,$$

$$(\tau_{xx})^{(4)} = -\frac{E}{1-\nu^2}\left(\frac{(x-0.5)^3}{6} - \frac{1}{8}(x-0.5)\right),$$

$$(\tau_{ss})^{(4)} = \frac{\nu E}{1-\nu^2}\left(\frac{(x-0.5)^3}{6} - \frac{1}{8}\frac{1}{1-\nu}(x-0.5)\right),$$

$$(\tau_{mm})^{(4)} = \frac{E}{1-\nu^2}\left(\frac{(x-0.5)^3}{3} - \frac{1}{8}\frac{2-\nu}{1-\nu}(x-0.5)\right),$$

$$U_1^{\gamma} = \frac{2-\nu}{1-\nu}\frac{(x-0.5)^3}{6} - \frac{0.25}{1-\nu}(x-0.5),$$

$$D_2 = \beta_1 D_1, \quad \beta_1 = \frac{1.2-0.45\nu}{6(1-\nu)},$$

$$(I_{ss})^{(4)} = \frac{\nu(0.4+0.1\nu)}{4(1-\nu)}D_1. \quad (38)$$

Подставим формулы (38) в выражения для коэффициентов (37) и далее в равенство (35), тогда функция прогиба принимает следующий вид

$$u_0^{(3)} = \frac{1}{64}\frac{p_x}{\varepsilon^4 D_1}\left(\left(\frac{(5+\nu)}{(1+\nu)} + 4\frac{0.8+0.1\nu+0.1\nu^2}{(1-\nu^2)}\varepsilon^2\right) - \left(\frac{2(3+\nu)}{(1+\nu)} + 4\frac{0.8+0.1\nu+0.1\nu^2}{(1-\nu^2)}\varepsilon^2\right)r^2 + r^4\right). \quad (39)$$

Формула (39) совпадает с прогибом средней поверхности круглой плиты при той же нагрузке, по-

лученным с помощью символического метода [2]. Если в формуле (39) пренебречь слагаемыми, содержащими вторую степень параметра ε, то функция прогиба совпадет с функцией прогиба, получаемой на основе гипотезы Кирхгофа–Лява.

Формулы (36) с помощью характеристических функций (38) принимают вид

$$(\sigma_{rr})^{(3)} = \frac{3p_x}{\varepsilon^2}\left((x-0.5)\frac{(3+\nu)}{4}\left(1-r^2\right)+\right.$$
$$\left.+\left((2+\nu)\frac{(x-0.5)^3}{3}-\frac{1}{20}(2+\nu)(x-0.5)\right)\varepsilon^2\right),$$
$$(\sigma_{r\varphi})^{(3)} = \frac{3p_x}{\varepsilon}\left((x-0.5)^2-0.25\right)r,$$
$$(\sigma_{\varphi\varphi})^{(3)} = -\left(2(x-0.5)^3-1.5(x-0.5)\right)p_x. \quad (40)$$

Формула (40) для компоненты $(\sigma_{rr})^{(2)}$ полностью совпадет с решением, полученным с помощью подбора функции напряжения в виде полинома [8] и с решением, полученным символическим методом [2]. Продольные усилия, действующие в плоскости плиты, тождественно равны нулю:

$$(N_{rr})^{(3)} = 0, \quad (N_{r\varphi})^{(3)} = 0.$$

Таким образом, предложенный метод позволяет строить не только асимптотические решения пространственной задачи изгиба слоистых неоднородных плит, но и точные решения в случае полигармонических нагрузок. При этом для однородных однослойных плит полученные решения совпадают с результатами, полученными другими известными методами.

Применение данного метода к задачам термоупругого изгиба и кручения слоистых балок и балок, лежащих на упругом основании, а также к пространственным динамическим задачам изложено в работах [9]–[13].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев А.Н., Немировский Ю.В. Многослойные анизотропные оболочки и пластины: Изгиб, устойчивость, колебания. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 2001. 288 с.
2. Лурье А.И. Пространственные задачи теории упругости. М.: Гостехиздат, 1955. 540 с.
3. Джанелидзе Г.Ю. Задача Альманзи // Тр. Ленингр. политехн. ин-та. Динамика и прочность машин. 1960. №210. С. 25–38.
4. Агаловян Л.А. Асимптотическая теория анизотропных пластин и оболочек. М.: Наука, 1997. 414 с.
5. Гольденвейзер А.Л. Построение приближенной теории изгиба пластинки методом асимптотического интегрирования уравнений теории упругости // Прикл. математика и механика. 1962. Т.26, вып.4. С. 668–686.
6. Горынин Г.Л., Немировский Ю.В. Поперечный изгиб многослойных плит в трехмерной постановке //Численные методы решения задач теории упругости и пластичности: Труды XVIII Межреспубликанской конференции, ИТПМ СО РАН, Кемерово./ Под ред. В.М. Фомина. – Новосибирск: Нонпарель, 2003. С. 230–244.
7. Доннелл Л.Г. Балки, пластины, оболочки. М.: Наука, 1982. 567 с.
8. Тимошенко С.П. Теория упругости. М.: ОНТИ, ГТТИ, 1934. 452 с.
9. Горынин Г.Л. Асимптотическая теория расчета композитных балок на упругом основании в трехмерной постановке // Известия вузов. Нефть и газ. 2004. № 3. С. 89–96.
10. Горынин Г.Л., Немировский Ю.В. Расчет напряженного состояния слоистых балок произвольного поперечного очертания // Докл. III Всерос. конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. С. 152–153.
11. Горынин Г.Л., Немировский Ю.В. Кручение составных стержней в 3-мерной постановке // Сб. трудов 6-й Всероссийской научной конференции «Краевые задачи и математическое моделирование». – Новокузнецк. НФИ КемГУ, 2003. Т.1. С. 24–31.
12. Горынин Г.Л., Немировский Ю.В. Метод асимптотического расщепления в задаче о гармонических колебаниях композитной балки // Труды Всероссийской научной конференции «Математическое моделирование и краевые задачи». Часть 1. Самара: СамГТУ, 2004. С. 63–67.
13. Горынин Г.Л., Немировский Ю.В. Асимптотическая теория расчета многослойных армированных балок при низких температурах // Тр. II-го Евразийского симпозиума по прочности материалов и машин для регионов холодного климата, EURASTRENCOLD-2004. Часть III. Якутск: Изд-во СО РАН, ЯФГУ, 2004. С. 50–60.

ПРОБЛЕМЫ НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗАДАЧИ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД

Гуткин М.Ю.[1], Кривцов А.М.[1], Морозов Н. Ф.[2], Семенов Б.Н.[2]

[1] Институт проблем машиноведения РАН
199178, Санкт-Петербург, В.О., Большой пр., 61.
[2] Санкт-Петербургский государственный университет
199178, Санкт-Петербург, В.О., Университетская наб.,7/9,
тел./факс (812)4286989
E-mail: semenov@bs1892.spb/edu

Анализ развития науки и техники в последние десятилетия свидетельствует о том, что наибольший прогресс связан с проникновением технологий на микро- и наноуровень. Если XX в. можно назвать веком макромасштабов, то XXI в., по-видимому, пройдет под флагом "микро" и будет ознаменован реальным (а не чисто теоретическим) вторжением человечества в микромир. Свидетельством этого являются интенсивно ведущиеся во всех индустриально развитых странах мира теоретические и экспериментальные исследования в области нанотехнологии. При исследовании проблем нанотехнологии постоянно возникают общемеханические вопросы, связанные с разрушением, прочностью, отслоением, дефектами, неустойчивостью нанообъектов. В этой ситуации механике как фундаментальной науке очень важно не оставаться в стороне от этого процесса, а использовать весь свой огромный запас знаний и методов для построения промежуточного звена, связывающего микро- и макромир, столь необходимого современной науке. В связи с этим дебатируется вопрос о возможности участия механиков в осуществлении и обосновании указанных работ. Эти обсуждения не случайны. Механика за свою многовековую историю накопила и разработала мощнейшие методы исследования. Однако при переходе на микро- и наноуровень далеко не все понятия классической механики могут оставаться без изменения, их использование требует особой осторожности, а в некоторых случаях и серьезного пересмотра. Наибольшую дискуссию вызывает вопрос о возможности применения методов механики сплошных сред к объектам, размеры которых сравнимы с межатомными расстояниями. Среди ученых-механиков нет единого взгляда на эту проблему. Одна часть ученых считает, что методы механики сплошных сред неприменимы к нанопроблемам, другая часть, напротив, придерживается мнения, что это возможно в полном объеме. Представляется, что, как обычно, истина лежит где-то посередине: методы механики возможно применять к задачам нанотехнологии, но они нуждаются в определенной модификации.

Приведем некоторые примеры применения методов классической механики к проблемам наномеханики, в частности, учет влияния наномасштаба на механические свойства структур, моделирование процесса формирования неуглеродных нанотрубок.

Масштабный эффект на наноуровне

Часто при описании физико-механических свойств наноструктур принимается, что основные механические характеристики наноразмерного масштабного уровня совпадают со значениями, полученными из макроскопических экспериментов. Однако когда речь идет о структурах, содержащих всего несколько слоев атомов, не может не сказываться противоречие между очевидной дискретностью рассматриваемого объекта и континуальностью его описания. Несоответствие между значениями модулей упругости, полученных из микро- и макроэкспериментов отмечалось многими исследователями [1,2]. На основании рассмотрения двумерных кристаллов, бесконечно протяженных в одном направлении и имеющих конечное число атомарных слоев в другом, можно показать [3], что в определении размера нанообъекта существует принципиальный произвол, приводящий к неоднозначности многих макроскопических характеристик, таких как напряжение, модуль Юнга, удельная объемная энергия деформирования. Для величин, явно не зависящих от способа определения размера нанообъекта, данная неоднозначность не проявляется. Это относится, например, к коэффициентам Пуассона и энергии деформирования, отнесенной к единице массы. Однако и для этих величин дискретность наноструктур приводит к значительному отклонению в значении модулей упругости от их макроскопических значений; так, для особо тонких нанокристаллических пленок модули упругости могут в два раза отличаться от своих макроскопических значений. Можно показать, что масштабный эффект, связанный с дискретностью наноструктур, значительно сильнее, чем эффеты, связанные с учетом поверхностных напряжений [4]. Важным свойством наноструктур является также то, что форма и размеры нанокристалла вносят дополнительную анизотропию в его упругие свойства.

Определение изгибной жесткости нанообъектов

Многие нанообъекты, в частности нанотрубки, могут подвергаться большим деформациям, не теряя при этом упругих свойств. Анализ изгибного деформирования наноструктур показывает [5], что изгибная жесткость на наноуровне может быть определена однозначно, однако ее связь с модулями упругости материала оказывается, вообще говоря, отличной от принятой в классической механике. При расчете напряженно-деформированного состояния нанотрубок часто используется теория упругих оболочек, учитывающая только силовое взаимодействие между формирующими трубку атомами. Однако существование однослойных нанотрубок свидетельствует о необходимости учета моментного взаимодействия между атомами. Ис-

пользование моментного взаимодействия на наноуровне позволяет с единых позиций описать упругое деформирование однослойных и многослойных наноструктур, определить поправку к изгибной жесткости, не обращающуюся в ноль для однослойных нанообъектов [6].

Методы частиц и молекулярной динамики

Метод частиц состоит в представлении тела совокупностью взаимодействующих частиц (материальных точек или твердых тел), движущихся согласно законам классической механики. С математической точки зрения задача сводится к численному решению задачи Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Одним из наиболее хорошо разработанных вариантов этого метода является метод молекулярной динамики [7], где в качестве частиц выступают атомы и молекулы, составляющие материал. В настоящее время потенциалы межатомного взаимодействия для важнейших материалов достаточно хорошо известны, а современные многопроцессорные вычислительные системы позволяют рассматривать объемы материала размером до кубического микрометра, что соответствует примерно миллиарду частиц (куб $1000\times1000\times1000$ частиц). Таким образом, метод молекулярной динамики позволяет моделировать с высокой степенью точности практически любые наноструктуры, что делает его важнейшим теоретическим инструментом, необходимым для успешного развития нанотехнологий. Фактически для нанообъектов метод молекулярной динамики становится таким же основным методом расчета, как метод конечных элементов на макроуровне. Для описания больших объемов материала уже невозможно придерживаться молекулярной концепции, и частицы должны представлять собой элементы более крупного масштабного уровня (мезоуровня), такие, как, например, зерна материала. Такой подход начал интенсивно развиваться в последние годы в механике [8] как альтернатива континуальному описанию материалов при сильном деформировании и разрушении. Подобный метод часто по традиции также называют молекулярной динамикой, хотя более правильно говорить о динамике мезочастиц.

Учет моментного взаимодействия на наноуровне

Парные потенциалы взаимодействия, такие, как потенциал Леннарда-Джонса, Ми или Морзе, широко применяются для моделирования молекулярных систем. Они имеют ясный физический смысл и, несмотря на свою простоту, позволяют на качественном уровне описать свойства многих веществ. Однако хорошо известно, что они имеют принципиальные недостатки, не позволяющие использовать их более широко. Одним из важнейших недостатков является то, что парные потенциалы, как правило, могут обеспечить устойчивость только плотноупакованных кристаллических решеток. Однако многие наноструктуры образованы кристаллическими решетками с низкой плотностью упаковки – таковы, например, решетки графита и алмаза; низкую плотность упаковки имеют решетки, образующие фулерены и углеродные нанотрубки. Традиционное решение этой проблемы состоит в применении многочастичных потенциалов взаимодействия. Однако форма подобных потенциалов оказывается весьма сложной, а физический смысл входящих в них констант туманным. Альтернативный подход состоит в учете моментного вклада в межатомное взаимодействие. Можно показать [9], что учет парного моментного взаимодействия (дополнительно к парному силовому) может обеспечить устойчивость кристаллических структур с низкой плотностью упаковки. Моментное взаимодействие имеет ясный физический смысл, что делает его более предпочтительным, чем многочастичное взаимодействие.

Представляется, что подобный подход позволит смоделировать большинство существующих наноструктур и, более того, сделает возможным описание перехода от одной структуры к другой без изменения закона взаимодействия.

Особенности пластической деформации в нанокристаллических материалах

Структурные особенности типичных нанокристаллических материалов (НКМ) с размером зерна порядка 5–30 нм, в частности, малый размер зерен, большая (иногда до 50%) объемная доля межзеренной фазы и высокая пористость этой фазы, приводят к тому, что в НКМ ведущую роль играют те механизмы пластической деформации, которые в обычных крупнозернистых материалах проявляются достаточно редко, при особых условиях нагружения. К таким механизмам относят интенсивное межзеренное скольжение, диффузионную ползучесть по границам зерен и их тройным стыкам, а также ротационную деформацию [10, 11]. Активизация этих механизмов отражается на макроскопических характеристиках образцов НКМ. К наиболее ярким эффектам можно отнести отклонения от классического закона Холла–Петча, который устанавливает линейную зависимость предела текучести или напряжения течения материала от обратного квадратного корня из размера зерна, $\tau_y \sim kd^{-1/2}$, где k – коэффициент Холла–Петча, справедливую для большинства крупнозернистых материалов. Испытания на микротвердость уже первых образцов нанокристаллических металлов, полученных в конце 80-х годов прошлого века, показали значительные отклонения от закона Холла–Петча: k сильно уменьшался [12, 13] или даже менял знак [14, 15]. В последующие годы эти первые наблюдения получили подтверждение в большом количестве экспериментов (см. обзоры в [10, 11]), и проблема их объяснения стала весьма актуальной, причем дискуссия ведется до сих пор. Существующие на сегодня теоретические модели можно разделить на две основные группы

К первой группе относятся модели, рассматривающие НКМ как композитный материал, состоящий из кристаллитной (внутризеренной) и зернограничной фаз. Иногда в рассмотрение в качестве

отдельных фаз включаются также тройные стыки границ зерен и четверные узлы тройных стыков. Предел текучести такого композита записывается по какому-либо правилу смеси, как сумма пределов текучести каждой из фаз, домноженных на весовые коэффициенты, которые в простейшем случае выбираются как объемные доли фаз, составляющих композит. Например, в одной из первых таких моделей [16] для внутризеренной фазы брался предел текучести обычного поликристалла, удовлетворяющего закону Холла–Петча, а для межзеренной фазы – аналогичное соотношение с малыми поправочными множителями, учитывающими повышенную пористость границ зерен. Правило смеси, записанное по аналогии с правилом смеси для модуля сдвига композита с хаотически ориентированными включениями в виде сплющенных эллипсоидов (границ зерен), позволило описать нелинейную зависимость $\tau_s \sim kd^{-1/2}$, достигающую максимума и затем убывающую в области малых d. Эта зависимость показала хорошее соответствие с результатами экспериментов [13, 14]. Подробный разбор этой и более поздних моделей приведен в [1,10].

Вторую группу составляют модели, основанные на детальном анализе физических механизмов пластичности в НКМ. Здесь можно выделить модели, описывающие изменения в поведении решеточных дислокаций в нанозернах (например, [17]), развитие межзеренного скольжения и миграции тройных стыков границ зерен [18], диффузионную ползучесть по границам зерен [19] и по их тройным стыкам [20]. Заметим, что в моделях последних лет [18–20] стали использоваться статистические методы, основанные на учете логнормального распределения зерен по размерам и предположения о том, что в относительно более крупных зернах пластическая деформация осуществляется путем обычного скольжения решеточных дислокаций, а в более мелких – одним из перечисленных механизмов. Усредненные выражения для предела текучести таких НКМ со случайным размером зерна показали хорошее соответствие с экспериментальными данными. В то же время в такого рода моделях пока не нашли отражения такие важные факторы, как остаточная пористость по границам зерен, зарождение и скольжение частичных решеточных дислокаций, двойникование, распад малоугловых границ зерен, появление новых зерен и их вращение. Как показывают последние экспериментальные исследования и компьютерное моделирование, все эти явления в той или иной степени проявляются при деформации НКМ [11]. В настоящее время делаются первые попытки построения теоретических моделей, нацеленных на описание действия этих механизмов пластичности в НКМ, причем как в двумерной [11, 21–24], так и в трехмерной [25] постановке. В последнем случае речь идет о моделях гетерогенного зарождения скользящих петель различных (частичных решеточных, полных решеточных и зернограничных) дислокаций на уже существующих в НКМ дислокационных петлях.

Другой интересной и важной особенностью НКМ является то, что некоторые из них оказываются способны к сверхпластической деформации, причем при более низких температурах и более высоких скоростях деформации, чем традиционные мелкозернистые сплавы [26, 27]. При этом поведение напряжения течения в процессе деформации качественно отличается от случая обычных материалов – сверхпластическая деформация НКМ сопровождается очень сильным упрочнением, при котором напряжение течения достигает очень высоких значений, и последующим длительным разупрочнением, которое заканчивается разрушением образца. Теоретические модели этих процессов были недавно предложены в работах [28, 29]. Они основаны на исследовании поведения зернограничных дислокаций, скользящих по границам зерен и вступающих друг с другом в реакции на их тройных стыках. В результате таких реакций на тройных стыках формируются сидячие зернограничные дислокации с увеличивающимся вектором Бюргерса, которые препятствуют скольжению новых зернограничных дислокаций. Это обеспечивает сильное упрочнение материала [28]. С другой стороны, скольжение зернограничных дислокаций приводит к миграции тройных стыков и увеличению угла раствора между границами зерен в стыке, что ведет к разупрочнению материала. Построенные теоретические зависимости напряжения течения от деформации [29] находятся в хорошем качественном соответствии с результатами измерений. Количественного согласия удается достичь при учете испускания сидячими зернограничными дислокациями полных скользящих решеточных дислокаций, которые обеспечивают локальную аккомодацию упругой энергии системы [30]. Нерешенной пока проблемой является учет возможности роста нанозерен в процессе сверхпластической деформации, отмеченного в некоторых экспериментах [27].

Моделирование процесса формирования неуглеродных нанотрубок

Впервые нанотрубки были обнаружены в 1991 г. при электродуговом разряде между графитовыми углеродами. С этого времени начинаются интенсивные исследования их свойств и способов получения. Благодаря своим необычным свойствам нанотрубки нашли широкое практическое применение и стали основой многих технологических решений. Однако с момента открытия нанотрубок перед исследователями стоит ряд вопросов, важных для перспектив их практического использования, связанных с природой и механизмом их формирования, прогнозированием их физико-механических свойств. Ответ на некоторые из этих вопросов может быть получен в рамках механики. Существуют различные способы получения неуглеродных нанотрубок [31]. В рамках этой статьи продемонстрируем применение методов механики сплошных сред к задачам нанотехнологии на примере моделирования процесса формирования неуглеродных нанотрубок, основанный на принципе свертывания нанопленок, например на основе InGaAs/GaAs,

используемых для создания масок для полупроводве оксидов (например, MgO/SiO_2), которые могут использоваться в качестве наполнителей при изготовлении композитов, и других. В [32–34] был предложен способ создания трехмерных наноструктур на основе свободных напряженных гетероплёнок. Технологическое решение задачи изготовления подобных структур основано на способности напряженных наномасштабных структур к самоорганизации. Неуглеродные нанотрубки представляют собой двух - или многослойные структуры с отличающимися по слоям постоянными кристаллических решеток. Процесс изготовления подобных нанотрубок может быть схематично описан следующим образом: на подложку через тонкий промежуточный слой последовательно наносятся наномасштабные слои с различными постоянными кристаллической решетки. В простейшем случае двуслойной структуры верхний слой имеет меньшую постоянную решетки, чем расположенный под ним слой. В результате образуется напряженная наногетероструктура, которая удерживается в плоском состоянии подложкой. Затем вспомогательный слой удаляется, например, травлением или каким-либо иным способом, и после освобождения от удерживающих связей предварительно напряженный бислой сворачивается в трубку, диаметр которой может быть оценен через величину рассогласования кристаллических решеток и параметры (толщины и упругие постоянные) образующих его слоев. Заметим, что в силу наномасштабности слоев используемые при моделировании постоянные материала отличаются от объемных постоянных и должны соответствовать данному масштабу наноструктуры. Управляя процессом отслоения, можно обеспечить устойчивость формирования нанотрубки. Процесс отслоения бислоя от подложки может быть рассмотрен как процесс разрушения, инициированный ослаблением связей между бислоем и подложкой. При этом возможно определение условий, при которых может начаться процесс отслоения, а также нахождение геометрических параметров сформировавшейся нанотрубки [35]. Описание собственно динамики процесса отслоения в рамках механики разрушения является сложной математической задачей. Однако в этом случае наномасштабность слоя несколько упрощает задачу и дает возможность в рамках "балочной" модели разрушения методами классической механики при помощи уравнений Лагранжа второго рода смоделировать процесс сворачивания двухслойной сверхнапряженной пластины в нанотрубку. Ограничиваясь всего двумя лагранжевыми переменными– длиной отслоившейся части и текущей кривизной образующейся нанотрубки, – удается описать динамику процесса и оценить влияние свойств и толщин слоев на формируемую наноструктуру [36]. Управляя скоростью отслоения на основе построенного решения, возможно определить максимальную скорость отслоения, обеспечивающую устойчивость формирования нанотрубки. Обычно процессы отслоения происходят в жидкой среде. Скорость

никовых наногетероструктур [1,4], или же на осно формирования нанотрубки зависит от лобового сопротивления жидкости и присоединенной массы, влияние которых может быть учтено введением в правую часть уравнения обобщенных сил, определяемых сопротивлением среды закручиванию напряженного слоя в нанотрубку. Сформировавшаяся нанотрубка может состоять из нескольких витков исходного напряженного гетеослоя, на поверхностях которого могут возникать значительные контактные напряжения, существенно влияющие на физико-химические свойства нанотрубки

На основе решения уравнений динамики тонкой спиральной оболочки предложен способ экспериментального определения изгибной жесткости нанооболочек [37]

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быков Д.Л., Коновалов Д.Н. Особенности сопротивления вязкоупругих материалов при потере устойчивости тонкостенных конструкций //Труды XXXVI Межд. Семинара «Актуальные проблемы прочности»', Витебск, 2000. С. 428-433.
2. Байдаровцев Ю.П., Савенков Г.Н., Тарасенко В.А. Метод определения прочностных характеристик ультратонких слоев // Высокомолекулярные соединения. Серия А. 1999.Т. 41, №8. С. 1302
3. Кривцов А.М., Морозов Н.Ф. О механических характеристиках наноразмерных объектов // Физика твердого тела. 2002. Т. 44, №12. С. 2158-2163.
4. Кривцов А.М., Морозов Н.Ф. Две причины проявления масштабного фактора при описании механических свойств наноструктур // Сборник статей к 90-летию со дня рождения А. Ю. Ишлинского/ Под ред. Д.М. Климова. М.: Физматлит. 2003. С. 485-488.
5. Иванова Е.А., Кривцов А.М., Морозов Н.Ф. Особенности расчета изгибной жесткости нанокристаллов // Докл. РАН. 2002. Т. 385, №4. С. 494-496.
6. Иванова Е.А., Кривцов А.М., Морозов Н.Ф., Фирсова А.Д. Учет моментного взаимодействия при расчете изгибной жесткости наноструктур // Докл. РАН. 2003. Т. 391, №6. С. 455-458.
7. Allen M. P., Tildesley A. K. Computer simulation of liquids. Oxford: Clarendon Press, 1987.
8. Кривцов А.М., КривцоваН.В. Метод частиц и его использование в механике деформируемого твердого тела //Дальневосточный математический журнал. 2002. Т. 3, №2. С. 254-276.
9. Иванова Е.А., Кривцов А.М., Морозов Н.Ф., Фирсова А.Д. Описание кристаллической упаковки частиц с учетом моментных взаимодействий // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2003. №4. С. 110-127.
10. Гуткин М.Ю., Овидько И.А.. Физическая механика деформируемых наноструктур. Т. 1. Нанокристаллические материалы. СПб.: Янус, 2003. 194 с.
11. Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A.. Plastic Deformation in Nanocrystalline Materials. Berlin; Heidelberg;New York, Springer, 2004. 197 p.

12 Nieman G.W., Weertman J.R., Siegel R.W. Microhardness of nanocrystalline palladium and copper produced by inert-gas condensation // Scr. Metall. 1989 Vol. 23, №12, P.2013-2018.
13. C.Jang [J.S., Koch C.C. The Hall-Petch relationship in nanocrystalline iron produced by ball milling // Scr. Metall. Mater. 1990/ Vol. 24, №8. P.1599-1604.
14 Chokshi A.H., Rosen A., Karch J., Gleiter H. On the validity of the Hall-Petch relationship in nanocrystalline materials // Scr. Metall. 1989. Vol. 23, №10. P. 1679-1684.
15. Lu K., Wei W.D., Wang J.T. Microhardness and fracture properties of nanocrystalline Ni-P alloy // Scr. Metall. Mater. 1990 Vol. 24, №.12. P. 2319-2323.
16. V.G.Gryaznov V.G., Gutkin , Romano A.E., L.I.Trusov. On the yield stress of nanocrystals // J. Mater.Sci. 1993/ Vol. 28, №16. P. 4359-4365.
17. Pande C.S., Masumura R.A.. Processing and Properties of Nanocrystalline Materials/ Ed. C. Suryanarayana, J.Singh, F.H.Froes. Warrendale, PA, TMS, 1996/ 387 p.
18 Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A., Pande C.S.: Yield stress of nanocrystalline materials: Role of grain boundary dislocations, triple junctions and Coble creep // Phil. Mag. 2004/ Vol .84, № 9. P. 847- 863.
19. Masumura R.A., Hazzledine P.M., Pande C.S. Yield stress of fine grained materials // Acta Mater. 1998. Vol. 46, №.13. P. 4527-4534.
20. Fedorov A.A., Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A.. Triple junction diffusion and plastic flow in fine-grained materials // Scr. Mater. 2002. Vol. 47, №.1. P. 51-55.
21. Bobylev S.V., Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A. Decay of low-angle tilt boundaries in deformed nanocrystalline materials // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004/ Vol. 37, №.2. P. 269-272.
22. Bobylev S.V., Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A.. Transformations of grain boundaries in deformed nanocrystalline materials // Acta mater. 2004. Vol. 52, №13. P. 3793-3805.
23. Гуткин М.Ю., Овидько И.А., Скиба Н.В. Эмиссия частичных дислокаций границами зерен в нанокристаллических металлах // ФТТ. 2004. Т. 46, №11. С. 1975-1985.
24. Бобылев С.В., Гуткин М.Ю., Овидько И.А. Цепной распад малоугловых границ наклона в нанокристаллических материалах // ФТТ. 2004. Т. 46, №11. С. 1986-1990.
25. Гуткин М.Ю., Овидько И.А. Зарождение дислокационных петель и пластическая деформация нанокристаллических материалов // Изв. АН: МТТ. 2004 (в печати).
26. McFadden S.X., Mishra R.S., Valiev R.Z. et al. Low-temperature superplasticity in nanostructured nickel and metal alloys // Nature. 1999. Vol. 398. № 6729. P. 684-686.
27. Mukherjee A.K.. An examination of the constitutive equation for elevated temperature lasticity // Mater. Sci. Eng. A. 2002. Vol. 322. P. 1-22.
28. Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A.,.Skiba N.V. Strengthening mechanism for high-strain-rate superplasticity in nanocrystaline materials // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36, №12. P. 47-50.
29. Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A., Skiba N.V. Strengthening and softening mechanisms in nanocrystalline materials under superplastic deformation // Acta mater. 2004. Vol. 52, №6, P. 1711-1720.
30. Гуткин М.Ю., Овидько И.А., Скиба Н.В. Зернограничное скольжение и эмиссия решеточных дислокаций в нанокристаллических материалах при сверхпластической деформации // ФТТ/ 2004 (в печати).
31 Ивановский А.Л. Неуглеродные нанотрубки: синтез и моделирование // Успехи химии. 2002. 71(3). С. 203-223.
32. Prinz V.Ya., Grutzmacher D., Beyer A. et al. A new technique for fabricating three dimensional micro- and nanostructures of various shapes //Nanotechnology. 2001. Vol. 12, №4. P. 399-402.
33. Prinz V.Ya., Chekhovskiy A.V.,Preobrazhenskii V.V. et al. A technique for fabricating InGaAs/GaAs nanotubes of precisely controlled lengths.// Nanotechnology. 2002. Vol. 13, №2. P. 231-233.
34. Принц В.Я. Трехмерные самоформирующиеся наноструктуры на основе свободных напряженных гетероструктур// Известия вузов, Физика. 2003. Т.6. С. 35-43.
35. Морозов Н.Ф., Семенов Б.Н., Товстик П.Е. Моделирование методами механики сплошных сред процесса формирования нанообъектов// Физическая наномеханика. 2002. Т.5, №3. С. 3-8
36. Зегжда С.А., Морозов Н.Ф., Семенов Б.Н. Динамика отслоения предварительно напряженной тонкой двухслойной пластины// Механика твердого тела. 2003. №3. С. 173-178
37. Иванова Е.А., Морозов Н.Ф. Об одном подходе к экспериментальному определению изгибной жесткости нанооболочек//Докл. РАН. 2004 (в печати).

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В МНОГОСЛОЙНЫХ КОНСТРУКЦИЯХ С ОГНЕЗАЩИТОЙ

Исаков Г.Н.

НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529880; факс (3822) 529547, E-mail:isak@niipmm.tsu.ru

В настоящее время одной из основных задач обеспечения пожарной безопасности и повышения огнестойкости конструкций различного назначения при воздействии высокоинтенсивных тепловых источников являются разработка и применение теплозащитных материалов [1,2]. Установлено, что наилучшими теплоизоляционными свойствами обладают вспучивающиеся [3–5] (а особенно многослойные [6]) материалы многофункционального назначения. Такие материалы при тепловом нагружении способны увеличиваться по толщине в десятки и более раз [1,3–6], в результате образуется высокопористый теплозащитный слой с очень малой теплопроводностью, предохраняющей стенку конструкции от разрушения. Рост номенклатуры таких материалов и увеличение затрат на проведение тепловых испытаний с целью их сертификации и прогнозирования ставят задачу комплексного исследования [6], что позволяет оптимизировать их теплозащитные свойства, компонентный состав и расположение слоев в покрытиях при их проектировании для конкретных типов изделий с учетом различных законов теплообмена с внешней средой.

Методология комплексного исследования. Стратегия проведения комплексного исследования включает экспериментальное изучение механизмов разрушения и вспучивания вновь разрабатываемых материалов, их физико-химических свойств и создание на их основе достаточно наукоемких математических моделей, позволяющих оптимизировать состав и пространственное расположение слоев с целью создания эффективной теплозащиты.

В течение последнего десятилетия реализация этого подхода осуществляется в отделе аэромеханики и теплофизики НИИ ПММ при Томском госуниверситете при изучении физико-химических процессов, протекающих во вспучивающихся теплозащитных материалах с органическими [3,5–7] и неорганическими [6,8,9] связующими. В частности, изучены закономерности макрокинетики и тепломассопереноса в огнезащитных покрытиях на основе хлорсульфированного полиэтилена и терморасширяющегося графита. Выявлено, что процессы термодеструкции связующего и вспучивания протекают в одном и том же температурном интервале. Наложение этих процессов, а также высокая пористость теплозащитного слоя существенно усложняют идентификацию наблюдаемых физико-химических процессов при решении обратных задач [5,6].

Методы экспериментального исследования. Для изучения физико-химических процессов в полимерных связующих используется реакционная ячейка, куда помещается исследуемый образец в виде таблетки из вспучивающегося материала с начальной толщиной ~ $6\cdot10^{-3}$ м [3,5]. Ячейка представляет собой полый цилиндр и позволяет изучать процессы термодеструкции и вспучивания только в продольном направлении с выполнением условия симметричности. Линейный нагрев реакционной ячейки осуществляется в потоке высокотемпературного газа (азота) [3,5], измеряются температура в центре образца, на оси полого цилиндра и на границе контакта образца со стенкой цилиндра.

Температурные измерения во времени, проведенные с помощью микротермопар [3,5,10], показали, что термодеструкция материала СГК-1 протекает с объемным тепловыделением и в качественном отношении аналогична твердофазной реакции при воспламенении К-веществ [10]. По-видимому, идут окислительные процессы хлором при разложении хлорсульфированного полиэтилена [5]. Адиабатические режимы протекания таких реакций хорошо изучены и были использованы при нахождении нулевых приближений по кинетическим параметрам. Для определения теплофизических характеристик, кратности вспучивания и потери массы в зависимости от температуры использовался метод стабилизированных состояний [11–13], модификация которого для высокопористых материалов разработана в [5,12]. Уточнение производилось из решения одно- и двухмерных обратных задач тепломассопереноса [5–7].

Для изучения влияния параметров внешней среды на процессы вспучивания и тепломассопереноса реакционная ячейка помещалась в бомбу постоянного давления [14,15], а эксперимент автоматизировался с помощью пневмоавтоматики. Возможности эксперимента: диапазон давлений – $1\div10\ 10^5$ Па; состав среды – азот, воздух, аргон; диапазон тепловых потоков – $5\cdot10^3 \div 5\cdot10^5$ Вт/м^2. Опытные данные о теплозащитных свойствах вспучивающихся материалов позволили получить выражение для скорости вспучивания в условиях противодавления [15] и формулу для эффективной теплопроводности пористого слоя [14,15].

Для проведения массовых тепловых испытаний многослойных конструкций с огнезащитой в лабораторных (установки с электроподогревом [3,7,10], газовые горелки [10]) и полигонных (горящий штабель из древесины [16]) условиях использовались

металлические подложки в виде пластин и цилиндров. Трехслойный огнезащитный материал наносился на подложку, тыльная сторона которой теплоизолировалась [5,6]. Были исследованы тепло- и огнезащитные материалы на основе хлорсульфированного полиэтилена (СТК-1 [5,6]; ТТИС 1,2 [7]) и экологически чистые огнезащитные покрытия испарительного типа (ОПП [6,17], ОВКП-2 [8,9]). Получены систематические опытные данные по температурным полям в многослойных конструкциях [5,7], по пределам огнестойкости в различных условиях теплообмена [17], а также изучено влияние содержания влаги и отвердителей на определяемые характеристики и паспортные данные исследуемых покрытий [6].

Расчетные методы. Комплексный подход при определении теплофизических и кинетических характеристик предполагает решение обратных задач [5,7,9,12], единственность которых для сложных математических моделей [5–7] достигается за счет использования физически обоснованных нулевых приближений. Они могут быть найдены из аналитических решений простейших задач теплообмена [18] и термодеструкции [19,20], полученных методом расщепления по физическим процессам [6,7,10,13] и методом стабилизированных состояний [7,12,13]. Эти приближенные значения искомых характеристик в качестве нулевых приближений используются в полных математических моделях [5–7,9,17]

$$A_h(\omega)u = f_\delta ,$$

где ω,u – совокупность определяемых величин; A_h – разностный оператор; f_δ – исходные экспериментальные данные, заданные с погрешностью δ.

Мера адекватности:

$$\eta_\delta(A) = \sup_{f_\delta \in F_0} \inf_{u \in U} \| A_h u - f_\delta \| ,$$

где F_0 – некоторое множество состояний исследуемых процессов, которые должны быть описаны данной математической моделью. Если $\eta_\delta(A)$ больше предельно допустимой погрешности, то параметры идентифицируемой математической модели можно уточнять с помощью методов решения коэффициентных обратных задач [7,17]. На участке инертного нагрева уточняются теплофизические, а на участках с химическими реакциями – их кинетические характеристики [7,17]. Влияние темпа нагрева используется в качестве исходной информации при релаксационном анализе химических процессов [10,19,20] либо за счет глубины превращений материалов из кинетических уравнений [20].

Тепломассоперенос в электрокабелях с огнезащитой. Примером многослойной конструкции цилиндрического типа является электрокабель, в простейшем случае представляющий собой систему вложенных цилиндров из различных материалов (медь, полимеры, резина и т.п.). Обычно наружный слой выполнен из резины, которая в условиях пожара может деструктировать, воспламеняться и гореть, что приводит к авариям в системах электроснабжения [21]. Для повышения пожарной безопасности кабельных трасс используются огнезащитные покрытия (ОП) с полимерными (СТК-1 [22]) или неорганическими (ОВКП-2 [23,24]) связующими, которые наносятся на внешнюю оболочку электрокабеля. Наиболее полная математическая модель тепломассопереноса в многослойном кабеле представлена в [23,24].

Пятислойный кабель, состоящий из медного жгута (слой 1), мягкой резины (слой 2), медного жгута (слой 3), мягкой резины (слой 4) и твердой резины (слой 5), покрыт огнезащитой ОВКП-2 (слой 6) и нагревается суммарным радиационно-конвективным тепловым потоком. В процессе нагрева слой ОВКП-2 вспучивается, в результате чего координата внешней нагреваемой поверхности увеличивается. Слои моделируются пористыми реагирующими (слои 1,3) и реагирующими (слои 2,4-6) средами, состоящими из твердого наполнителя, влаги в связанном и свободном состояниях; парогазовой смеси из воздуха, пара и летучих продуктов разложения резины. Связанная и свободная влага в процессе нагрева кабеля испаряется, а свободная влага при достижении точки росы конденсируется. Кроме того, влага перемещается по порам за счет диффузии. Пар и летучие фильтруются по порам под действием градиента давления, при этом их массовая концентрация меняется с течением времени за счет диффузии в воздухе. Влияние влаги и летучих на теплофизические характеристики слоев учитывается по аддитивным формулам.

Математическая модель состоит из уравнений сохранения энергии, неразрывности, состояния и сохранения количества движения в виде линейного закона Дарси [17] для парогазовой смеси (летучие, пар, воздух); уравнений сохранения массы для наполнителя, свободной и связанной влаги; алгебраических интегралов для определения объемной доли парогазовой смеси; уравнений диффузии для массовой концентрации летучих и пара. Система перечисленных уравнений замыкается начальными и граничными условиями, в центре кабеля выполняется условие симметрии, на внутренних границах слоев – условия сопряжения, на поверхности – условия тепломассообмена с внешней средой, температура и массовая концентрация пара которой в общем случае являются переменными величинами, меняющимися по циклическому закону [17]. Остальные коэффициенты находятся из известных соотношений [2,6,17,20].

Методика численного решения включает переход к переменным Лагранжа [5,6,17], учитывающим движение границы вспученного слоя. Для решения системы уравнений параболического типа в новых переменных использовался ИИМ [25]. В результате были получены системы нелинейных алгебраических уравнений с трехдиагональными матрицами, которые решались методом прогонки с итерациями по коэффициентам с заданной точностью [17]. На внутренних границах слоев коаксиального цилиндра и на его оси использовались полученные с помощью ИИМ особые разностные уравнения, учитывающие различие в теплофизиче-

ских характеристиках слоев и особенность на оси [5,24].

Для апробации предложенной математической модели был выбран типовой электрокабель с радиусами слоев r_i, 10^{-3} м: $r_1 = 2{,}83$; $r_2 = 8$; $r_3 = 11$; $r_4 = 11{,}3$; $r_5 = 18{,}5$. Толщина слоя ОВКП-2 составляет $6 \cdot 10^{-3}$ м, а параметры конвективного теплового потока: температура $T_c = 1250$ К, коэффициент теплоотдачи $\alpha = 40$ Вт/м^2·К. Теплофизические характеристики ОВКП-2 брались из [8], для влаги и ее продуктов испарения – из [26]. Кинетические параметры терморазложения и объемного испарения – из [6,10,11,19,20].

В качестве примера на рис. 1, 2 приведены распределения температуры и давления парогазовой смеси по толщине электрокабеля в моменты времени 0, 5, 10, 20 и 30 мин (кривые 1—5).

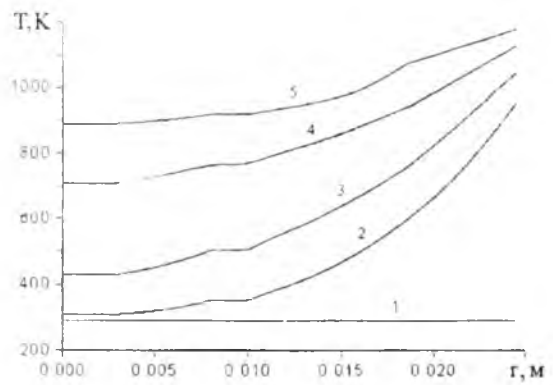


Рис. 1. Распределение температуры по толщине электрокабеля в различные моменты времени

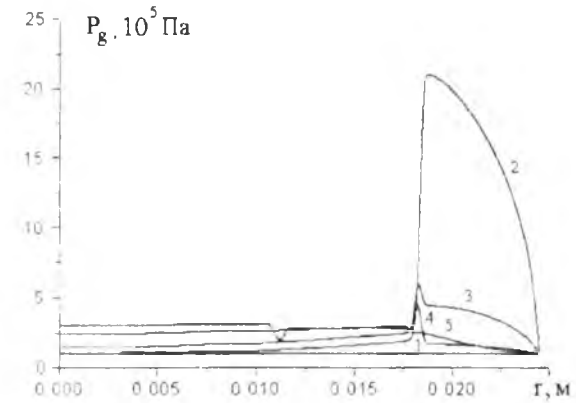


Рис. 2. Распределение давления парогазовой смеси по толщине электрокабеля в различные моменты времени

Видно, что с течением времени под влиянием температурного поля давление в слоях сначала увеличивается, а затем постепенно уменьшается в результате фильтрации продуктов терморазложения (летучие) под воздействием образующихся градиентов давления [23,24]. Максимум давления в ОП (6-й слой) сначала растет, а затем уменьшается по мере выдува продуктов испарения влаги во внешнюю среду [24]. Полученные результаты не противоречат физическим представлениям, однако требуют экспериментального подтверждения и уточнения путем решения коэффициентных обратных задач [6,7,9,10].

Тепловое состояние цилиндрического контейнера при пожаре. Для прогнозирования поведения технических объектов (например, контейнеров с грузом [27,28]) при термическом воздействии от пожара возникает необходимость расчета их теплового состояния во времени с целью оценки огнестойкости многослойной конструкции. Поскольку на границах слоев необходимо выставлять условия сопряжений [9,17,24], то задача является сопряженной. Кроме того, она нестационарная и во многих случаях двухмерная. Оценки показывают, что в серийных расчетах использование таких сложных математических моделей [23,24] нецелесообразно из-за сложных алгоритмов. Поэтому на первом этапе для первоначальных оценок температурных профилей в отдельных точках многослойного контейнера используются локально-одномерные физико-математические модели [27,28]. На рис. 3 представлены результаты для сечения "В – В" [27], когда на внешней оболочке нанесен слой СГК-1 толщиной 2 мм.

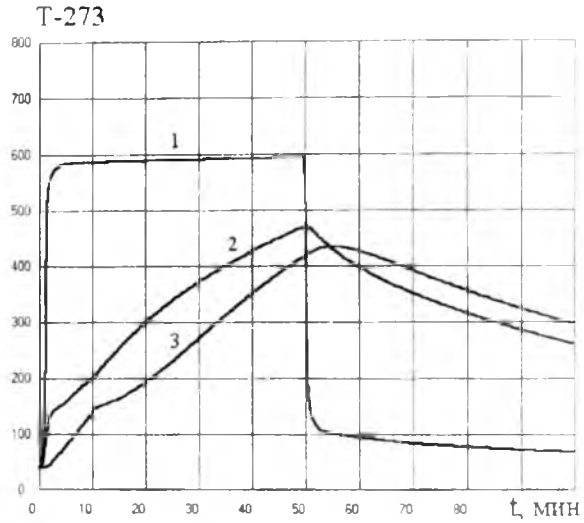


Рис. 3. Изменение температуры в отдельных точках сечения «В – В» во времени в условиях стационарного пожара. Между стенками – слой СГК-1 толщиной 2 мм. 1 – нагреваемая поверхность, 2 – внешняя оболочка, 3 – внутренняя оболочка

Из результатов расчета следует, что температура нагреваемой поверхности практически совпадает с температурой пламени (кривая 1). Слой СГК-1 на внешней поверхности значительно задерживает нагревание внешней оболочки. Наличие слоя СГК-1 в межслоевом промежутке приводит к снижению температуры внутренней на ~ 150 °С по сравнению с внешней, в то время как отсутствие СГК-1 приводит к совпадению температур внешней и внутренней оболочек в течение всего пожара.

Для расчета теплового состояния груза в виде усеченного конуса или цилиндра, который располагается в контейнере соосно, необходимо выставлять граничные условия теплообмена с внутренней оболочкой контейнера и свободно-конвективного

теплообмена в газовом зазоре между стенкой груза и оболочкой. В этом случае необходимо решать либо двухмерную задачу теплопроводности с учетом перетока тепла вдоль поверхности груза, либо решать набор локально-одномерных задач с эффективными коэффициентами переноса.

Таким образом, предлагаемый подход уже на стадии раннего проектирования существенно сокращает время и материальные затраты на отработку регламентных параметров пожаровзрывобезопасности технических объектов, максимально приближенных к реальным условиям потенциальных пожаров [27–28].

Теплозащита многослойных спускаемых аппаратов. Проблема сохранения спускаемых аппаратов (СА), возвращаемых на Землю по баллистической траектории с человеком на борту или с научно-технологическим оборудованием для космических исследований, не потеряла своей актуальности, особенно для СА малого и среднего размеров [29]. Поэтому при проектировании теплозащиты таких СА необходимо решать сопряженную задачу, связывающую аэротермобаллистические характеристики движущегося с гиперзвуковой скоростью затупленного тела с распространением тепла в многослойной оболочке.

В работе [30] решена модельная сопряженная задача прогрева осесимметричного затупленного тела с многослойной теплопроводной оболочкой (см. рис. 4), движущегося по баллистической траектории спуска с гиперзвуковой скоростью под нулевым углом атаки в атмосфере Земли.

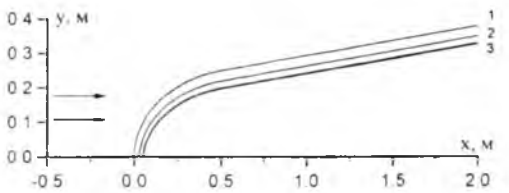


Рис. 4. Обтекаемое тело с многослойной оболочкой: 1 – пористый термостойкий материал (например, керамика); 2 – разлагающийся теплозащитный материал (например, термопласт); 3 – внутренний несущий слой, выполненный из металла (например, из стали)

Рассмотрим обтекание под нулевым углом атаки осесимметричного гладкого затупленного тела с теплопроводной проницаемой поверхностью (многослойная оболочка) гиперзвуковым потоком вязкого однородного газа при больших числах Рейнольдса. Необходимые характеристики теплообмена вдоль поверхности обтекаемого тела будем находить из решения сопряженной задачи, учитывающей взаимное влияние газовой и твердой фаз. При постоянных условиях в набегающем на тело потоке течение газа около поверхности этого тела описывается уравнениями ламинарного пограничного слоя [30,31]. Общая схема решения сопряженной задачи выглядит так:

1) задается начальная температура всей оболочки;
2) решаются уравнения пограничного слоя с известной температурой поверхности;
3) в процессе решения определяется тепловой поток вдоль поверхности;
4) в каждом теплозащитном слое по порядку, начиная с внешнего ($i = 1$), решается уравнение теплопроводности по неявной двухшаговой схеме с соответствующими номеру слоя граничными условиями, причем для внешнего слоя в граничном условии используется найденный тепловой поток;
5) с определенным в момент времени $t + \tau$ распределением температуры поверхности переходим к пункту 2.

На рис. 4 изображено спускаемое по траектории составное тело в виде затупленного по эллипсу конуса с трехслойной оболочкой. В качестве характерного размера выбрана продольная координата точки гладкой стыковки конуса и эллипсоида вращения (L=0.5 м). Оболочка представляет собой трехслойную конструкцию, внутренний несущий слой которой выполнен из стали, а два других – теплозащитные покрытия, характеристики которых приведены в [31].

В качестве примера на рис. 5 приведены профили температуры в оболочке с учетом вдува и перетекания тепла.

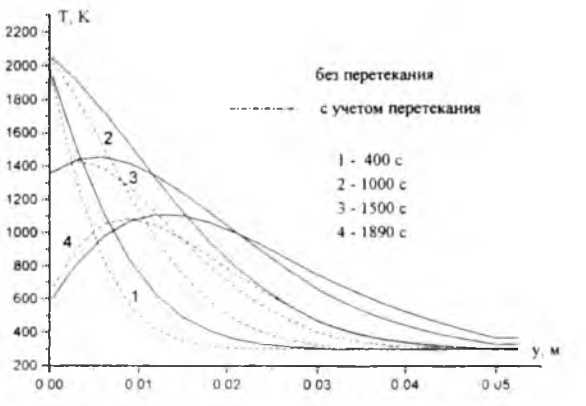


Рис. 5. Профили температуры в оболочке в лобовой точке при наличии вдува

Видно, что температура внутренней оболочки из стали толщиной $h_3 = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ м не превышает 300 К за все время спуска по заданной траектории. Аналогичное влияние перетекание тепла оказывает на распределение температуры вдоль поверхности тела для различных моментов времени при спуске.

Таким образом, рассмотренная простейшая модель гиперзвукового ламинарного обтекания осесимметричного затупленного конуса с многослойной оболочкой позволяет уже на этапе эскизного проектирования оценить влияние комбинированных способов тепловой защиты на тепловое состояние СА, спускаемого по заданной баллистической траектории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Романенков И.Г., Левитес Ф.А. Огнезащита строительных конструкций. М.: Стройиздат, 1991. 320 с.

2. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита / Под ред. А.В. Лыкова. М.: Энергия, 1976. 392 с.
3. Исаков Г.Н., Несмелов В.В. О некоторых закономерностях тепломассопереноса во вспучивающихся огнезащитных материалах // Физика горения и взрыва. 1994. Т.30, №2. С. 57-63.
4. Buckmaster J., Anderson C.E., Dziunk J. et al. A study of intumescent reaction mechanisms // J. Fire Sci 1985. Vol.3. №3. P. 161-194.
5. Исаков Г.Н., Кузин А.Я. Моделирование и идентификация процессов тепломассопереноса во вспучивающихся теплозащитных материалах // Прикладная механика и техническая физика. 1996. Т.37,
№4. С. 126-134.
6. Исаков Г.Н. Теоретические основы проектирования многослойной вспучивающейся теплозащиты с заданными свойствами // Инженерно-физический журнал. 2000. Т.73, №1. С. 52-60.
7. Исаков Г.Н., Кузин А.Я., Савельев В.Н., Ермолаев В.Ф. Определение характеристик тонкослойных теплозащитных покрытий из решения обратных задач тепло- и массопереноса // Физика горения и взрыва. 2003. Т.39, №5. С. 86-97.
8. Несмелов В.В., Гольдин В.Д., Сваровский А.Я. Комплексное исследование свойств вспучивающихся огнезащитных составов // Фундам. и прикл. проблемы соврем. мех.: Докл. Всерос. научн. конф. Томск: Изд-во ТГУ, 1998. С. 238-239.
9. Исаков Г.Н., Кузин А.Я., Сваровский А.Я. Обратные задачи макрокинетики и тепломассообмена при проектировании многослойных теплозащитных покрытий //Междунар. научн.-практ. конф.: Материалы докл. "Третьи Окуневские чтения". СПб.: БГТУ, 2002. Т.2. С. 130-133.
10. Исаков Г.Н. Тепломассоперенос и воспламенение в гетерогенных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 142 с.
11. Шленский О.Ф., Шашков А.Г., Аксенов Л.Н. Теплофизика разлагающихся материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985.
12. Исаков Г.Н., Кузин А.Я. Определение теплофизических характеристик пористых материалов // Теплообмен и теплофиз. свойства материалов: Матер. Всесоюзн. сем. Новосибирск: Ин-т теплофиз. СО РАН, 1992. С. 235-241.
13. Исаков Г.Н. Макрокинетика термо- и термоокислительной деструкции органопластика при нагреве в потоке газа // Физика горения и взрыва. 1994. Т.30, №3. С. 54-59.
14. Исаков Г.Н. Некоторые вопросы исследования и прогнозирования свойств вспучивающихся материалов для систем тепло- и огнезащиты // Теплообмен – ММФ-2000: ТМО в капиллярно-пористых телах. Минск: Изд-во АНК "ИТМО им. А.В. Лыкова" НАНБ, 2000. Т.8. С. 111-115.
15. Исаков Г.Н., Кузнецов Г.В. Тепломассообмен в деформируемых материалах // Фундам. и прикл. проблемы соврем. мех.: Докл. научн. конф. Томск: Изд-во ТГУ, 2002. С. 289-292.
16. Исаков Г.Н., Кузин А.Я., Косогов А.И. и др. Некоторые результаты полигонных испытаний огнестойкости теплозащитных покрытий // Сопряженные задачи физ. механики и экологии: Тез докл междунар. конф. Томск: Изд-во ТГУ, 1994. С. 85-86.
17. Исаков Г.Н., Кузин А.Я. Моделирование тепломассопереноса в многослойных тепло- и огнезащитных покрытиях при взаимодействии с потоком высокотемпературного газа // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34, №2. С. 82-89.
18. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высш. школа, 1967. 599 с.
19. Исаков Г.Н., Несмелов В.В. и др. К теории релаксационных процессов в разлагающихся полимерных материалах при высокоинтенсивном конвективном нагреве // Докл. АН СССР. 1984. Т.278, №5. С. 1112-1115.
20. Исаков Г.Н. Моделирование нестационарных процессов тепломассопереноса и воспламенения в реакционноспособных средах. Томск: Изд-во ТГУ, 1988. 234 с.
21. Ревякин А.М., Кашолкин Б.И. Электробезопасность и противопожарная защита в электроустановках. М.: Энергия, 1986. 160 с.
22. Зверев В.Г., Ким Л.В., Назаренко В.А. Огнезащита кабельных линий на основе применения вспучивающихся покрытий // Фундам. и прикл. проблемы соврем. мех.: Докл. научн. конф. Томск: Изд-во ТГУ, 1998. С. 218-219.
23. Исаков Г.Н., Кузин А.Я., Сваровский А.Я. Тепломассоперенос в многослойных электрокабелях с огнезащитой //Междунар. конф. "Четвертые Окуневские чтения": Тез. докладов. – СПб: БГТУ, 2004. С. 129.
24. Исаков Г.Н., Кузин А.Я., Мирошниченко Т.А. Моделирование процессов тепломассопереноса в многослойном электрокабеле с огнезащитным покрытием // Наст. сб.
25. Гришин А.М., Кузин А.Я. и др. Решение некоторых обратных задач механики реагирующих сред. Томск: Изд-во ТГУ, 1987. 246 с.
26. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
27. Исаков Г.Н., Гольдин В.Д., Викторов В.А., Усов В.Д. Тепловой расчет контейнера с грузом в условиях пожара // Наст. сб.
28. Исаков Г.Н., Гольдин В.Д., Викторов В.А., Усов В.Д. Тепловое состояние ящичной тары с заполнителем при стационарном пожаре // Наст. сб.
29. Легостаев В.П., Миненко В.Е. Пути развития малоразмерных космических аппаратов // Ракетно-космическая техника: Фундам. проблемы механики и теплообмена: Тезисы докл. междунар. науч. конф. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 1998. С.5.
30. Бородин А.И., Исаков Г.Н. Сопряженная задача аэротермобаллистики многослойного затупленного тела при входе в атмосферу Земли // Междунар. конф. «Четвертые Окуневские чтения» : Тез. докл. СПб.: БГТУ, 2004. С. 90 - 91.
31. Бородин А.И., Исаков Г.Н. О теплообмене вдоль поверхности затупленного тела с многослойной оболочкой при осесимметричном вязком гиперзвуковом обтекании // Наст. сб.

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕДЕНИЯ ПРИРОДНЫХ И ЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ И ВЗРЫВЕ

Трушков В.Г.

НИИ прикладной математики и механики
при Томском государственном университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529547, факс (3822) 529547
E-mail: trush@vlad.tomsk.ru

В конце 60-х годов в 20-м отделе НИИ прикладной математики и механики сформировалось новое научное направление исследований проблем и задач бронебаллистики, численное моделирование высокоскоростных ударных явлений в рамках математических моделей механики сплошной среды. Родоначальником этого направления и создателем группы исследователей являлась Вероника Александровна Гриднева, преподаватель Томского государственного университета. В это время задачи высокоскоростного удара твердых деформируемых тел решались только в одномерном приближении в рамках модели идеальной сжимаемой жидкости. Основное внимание уделялось осмыслению процессов высокоскоростного удара. Исследовались закономерности распространения ударных волн, а также анализировались откольные разрушения взаимодействующих тел. Расчетные программы реализовывались на ЭВМ типа М-220 и БЭСМ-4.

Более широкие возможности электронно-вычислительных машин на базе БЭСМ-6 позволили приступить к решению качественно новых задач высокоскоростного удара и взрыва, задач в двумерной постановке, т.е. исследовать процесс взаимодействия тел в 2 пространственных переменных. Это был новый этап в развитии численного моделирования высокоскоростных ударных явлений. Решение этих задач имело и сейчас имеет большое прикладное значение как при разработке средств поражения (снарядов), так и средств защиты от них.

Одновременно с совершенствованием методик расчета совершенствовалась и математическая модель численных расчетов. Основной рабочей моделью стала упругопластическая модель механики сплошной среды. Большая заслуга по внедрению этой модели в расчетную практику группы вычислителей принадлежала Александру Ивановичу Корнееву. Литературным источником явилась известная работа М. Уилкинса [1].

К началу 80-х годов томская школа численного моделирования быстропротекающих процессов в твердых деформируемых телах, состоящая из вычислителей 20-го отдела НИИ ПММ, сотрудников ММФ и ФТФ, не уступала научным школам из других российских НИИ. Группа вычислителей пополнилась учениками Татьяны Миновны Платовой. Значительно сократился разрыв с работами американских исследователей этого направления.

Численное решение прикладных задач высокоскоростного удара и взрыва в двумерной постановке поставило перед вычислителями две принципиально важные проблемы: проблема способа описания деформируемой среды, проблема расчета процессов разрушения взаимодействующих тел.

В механике сплошной среды существует два способа описания деформации материала, описание в пространственных переменных Лагранжа и в переменных Эйлера. Эти два способа эквивалентны с математической и физической точек зрения. Однако сеточные численные методы, основанные на этих подходах, имеют качественные различия.

В лагранжевых численных методах расчетная сетка впаяна в подвижный материал, она перемещается и деформируется вместе с ним. Однако движение среды, характерное для прикладных задач высокоскоростного удара и взрыва, связано с большими деформациями взаимодействующих тел, что приводит к сильному искажению расчетной сетки, т.е. к потере точности и устойчивости конечно-разностной схемы. Этим обусловливаются основные ограничения на применение лагранжевых численных методов.

В эйлеровых численных методах расчетная сетка зафиксирована в пространстве, а материал перемещается относительно узлов этой сетки. Эти методы вполне приемлемы для расчета прикладных задач с большими деформациями среды. Шаг по времени не уменьшается на протяжении всего процесса деформирования материала. Недостатком эйлеровых методик расчета является сложность их программной реализации. В первую очередь эти трудности связаны с расчетом подвижных границ, контактных и свободных поверхностей.

Проблема расчета контактных границ возникла по мере накопления опыта в решении двумерных задач высокоскоростного удара. Эта проблема заключалась в том, что первоначальные численные расчеты проводились без явного выделения контактных границ, т.е. взаимодействующие тела деформировались при условии их полного сцепления между собой.

В настоящее время проблема скольжения контактирующих материалов решена как для лагранжевых численных методов, так и для эйлеровых методик расчета. Решение этой проблемы позволило значительно улучшить качество получаемых результатов. При таком подходе взаимодействующие тела обмениваются кинетической энергией через равенство нормальных скоростей на контактных границах, а их касательные скорости на контактных поверхностях изменяются независимо друг от друга.

Появление современной компьютерной техники открыло широкие возможности для решения 3-мерных задач в лагранжевых пространственных пе-

ременных при относительно невысоких скоростях удара Проблема искажения расчетной сетки существует и в настоящее время Эйлеровые численные методы лишены этого недостатка Однако из-за сложности программной реализации эйлеровы методики расчета до сих пор не нашли применения в практике решения 3 мерных задач высокоскоростного деформирования сплошных сред

Другой принципиально важной проблемой численного моделирования задач высокоскоростного удара и взрыва является проблема расчета процессов разрушения взаимодействующих тел До 90-х годов расчет разрушений сводился лишь к прогнозированию только откольных разрушений Усилия вычислителей были направлены на адекватное применение критериев разрушения Модель разрушения как таковая отсутствовала, а критерии разрушения выполняли лишь вспомогательную функцию при моделировании процессов деформирования взаимодействующих материалов

Очень важным этапом в этом плане явилась идея о рассмотрении реальных материалов как пористых сред Используемые на практике материалы не являются идеально сплошными средами, а содержат внутри себя микропустоты – поры В связи с этим идеальная упругопластическая модель была модифицирована и заменена пористой упругопластической моделью Литературным источником этой модификации была работа Каррола и Холта [2] Позднее, в 1981 г , Джонсоном была предложена идея об использовании пористости материала в качестве меры его повреждения [3] Преимуществом этой модели является то, что процесс разрушения материала сопровождается релаксацией его напряженного состояния, т е в данном случае имеет место взаимообратная связь между процессами разрушения и деформации материала

Основные положения расчетной модели разрушения, представленные в начале 90-х годов на Международной конференции в Минске и опубликованные в работе [4], формулируются следующим образом

1 Процесс разрушения твердых деформируемых тел включает в себя по крайней мере два механизма повреждения материала – разрушение по типу сдвига и разрушение по типу отрыва

2 После разрушения материал скачкообразно меняет свои прочностные характеристики, в первую очередь предел текучести и модуль сдвига Предел прочности на растяжение становится близким к нулю, а увеличение удельного объема разрушенной среды происходит только за счет роста пор

3 Материал, разрушенный по типу отрыва, должен реально разделяться на отдельные фрагменты, т е численный алгоритм разделения тела должен быть включен в модель расчета разрушений

В работе [4], помимо изложения модели разрушения, приведены результаты численных расчетов различных механизмов пробития преград в сравнении с экспериментальными данными Владимира Фомича Толкачева Более полная модель расчета разрушений изложена в работе [5]

Ниже иллюстрируются результаты решения некоторых двумерных прикладных задач, полученных с помощью программного комплекса ИМРАС I [6], созданного в НИИ прикладной математики и механики Решение задач осуществляется эйлеровым численным методом [7], основанным на конечно-разностной схеме Мак-Кормака и методе маркеров Для описания напряженно-деформированного состояния взаимодействующих тел используется упругопластическая модель сплошной среды с учетом изменения ее пористости [5] Критерием разрушения по типу сдвига является величина удельной работы сдвиговых пластических деформаций, а мерой повреждения материала по типу отрыва служит величина относительного объема пор Предел текучести и модуль сдвига являются функциями от давления, пористости и внутренней энергии

В некоторых задачах высокоскоростного удара, помимо процессов разрушения, имеют место такие физические явления, как плавление и испарение взаимодействующих тел Эти явления учитываются с помощью широкодиапазонного уравнения состояния, разработанного сотрудником НИИ ПММ Александром Викторовичем Жуковым [8] Это интерполяционное уравнение в форме Ми-Грюнайзена автоматически учитывает переход термодинамического состояния среды из конденсированной фазы в газообразное состояние

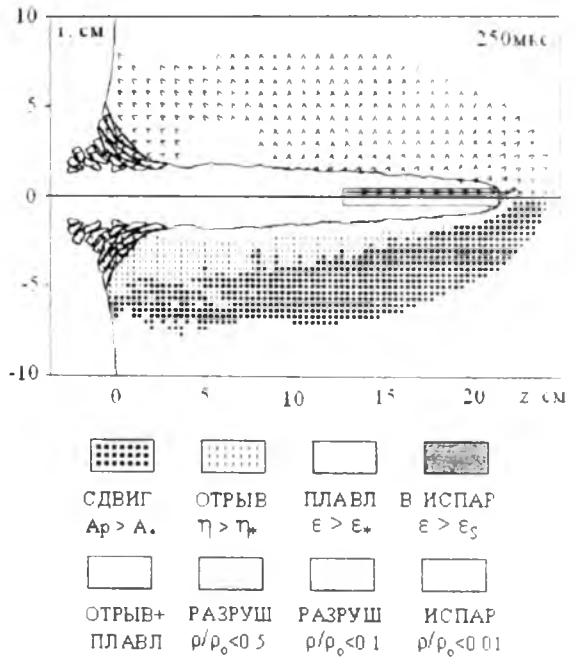


Рис 1

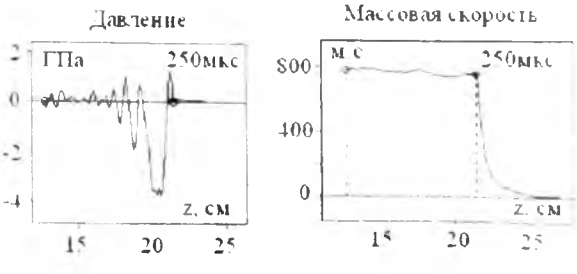


Рис 2

На рис 1 представлены результаты решения задачи о проникании стального цилиндрического ударника в ледовую полубесконечную преграду с начальной скоростью 1000 м/с В верхней полуплоскости рисунка стрелками обозначено поле массовых скоростей, в нижней части рисунка различными значками отмечены различные состояния взаимодействующих тел Под рис 1 дана краткая расшифровка этих состояний СДВИГ – материал разрушен по типу сдвига, ОТРЫВ – материал разрушен по типу отрыва, ПЛАВЛ – внутренняя энергия среды выше энергии плавления, В ИСПАР – внутренняя энергия материала выше энергии сублимации, ИСПАР – вещество находится в испаренном состоянии Характерным результатом проникания ударников в такие преграды является большая глубина каверны и большая длительность процесса К моменту времени 250 мкс уровень максимальных давлений в преграде составляет примерно 0 2 ГПа, а скорость проникания цилиндра (770 м/с) близка к скорости удара

На рис 2 приведено распределение давления и массовой скорости вдоль оси симметрии Амплитуда колебания давления в ударнике на порядок выше максимального давления в преграде Процесс проникания носит почти стационарный характер

По границе кратера лед переходит в расплавленное состояние, а его температура здесь близка к температуре испарения воды Разрушение преграды происходит по типичной схеме разрушения хрупких материалов Первоначально образуется область сдвиговых разрушений Затем эти разрушения льда трансформируются в разрушения по типу отрыва с последующей фрагментацией лицевой поверхности преграды Несмотря на относительно невысокую скорость удара, преграда в окрестности кратера подвержена большим деформациям Использование лагранжевых численных методов для решения этой задачи весьма проблематично

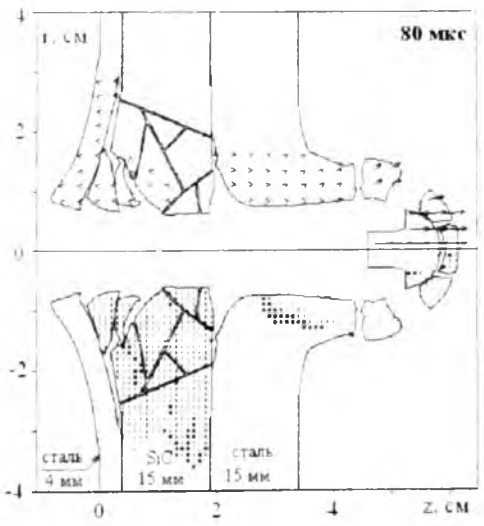


Рис 3

На рис 3 показан результат пробития слоистой преграды, содержащей слой керамического материала — карбида кремния Керамические материалы, обладая высокой твердостью и малым удельным весом, являются хорошим защитным средством от поражения снарядов и пуль Хрупкие керамические слои должны сочетаться с более пластичными элементами защитной конструкции

Задача, представленная на рис 3, решалась при следующих исходных данных Ударник цилиндр диаметром 6 мм, длиной 48 мм, материал ударника-сплав ВНЖ, скорость удара – 1357 м/с Преграда конструкция состоящая из трех слоев, первый слой– стальная пластина (мягкая сталь) толщиной 4мм, второй слой - керамика (карбид кремния) толщиной 15мм, третий слой – сталь средней твердости толщиной 15мм

После пробития первого стального слоя керамическая пластина почти полностью разрушается первоначально по типу сдвига, затем область сдвиговых разрушений трансформируется в область разрушений по типу отрыва Проникание ударника происходит уже по разрушенной керамике Однако разрушенная, но обжатая керамика обладает достаточно высоким пределом текучести, т е она способствует срабатыванию и торможению ударника В этом варианте удара керамический слой является более эффективным защитным средством по сравнению со стальным слоем эквивалентной массы

Расчетом установлено, что в результате пробития преграды остаточная скорость ударника снизилась до величины 850 м/с, а его остаточная длина уменьшилась до 12 3 мм Сравнение расчетных и экспериментальных данных, проведенных в НИИ ПММ, показало, что отклонение расчета от эксперимента по остаточной длине ударника составило 7 %, а по его конечной скорости – 5 %

В эксперименте регистрировался процесс деформирования ударника за преградой, состояние осколочного потока и конечные параметры пробития преграды, остаточная длина ударника и его остаточная скорость Хорошее согласование расчета и эксперимента говорит о том, что выбранная в расчете модель поведения керамики соответствует реальному поведению этого материала

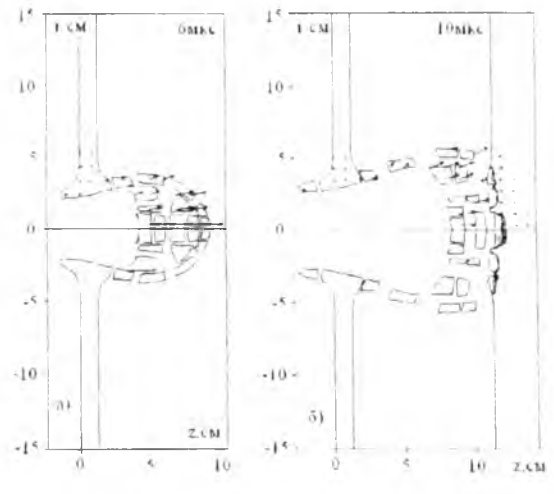


Рис 4

На рис 4 представлены результаты решения задачи о взаимодействии компактного шарового эле-

мента с экранированной преградой. Ударник стальной шар диаметром 23 мм и массой 50 г, скорость удара – 15 км/с. Преграда конструкция, состоящая из экрана и полубесконечной алюминиевой плиты, экран – алюминиевая пластина толщиной 13 мм, удаленная от плиты на расстоянии 100 мм.

В системах противометеоритной защиты космических объектов широко применяются тонкие пластины — экраны. Космическая частица в результате пробития экрана разрушается, образуя в запреградной области расширяющееся облако частиц, фрагментов ударника и экрана. Последующие преграды, воспринимая рассредоточенный удар, полностью или частично его нейтрализуют. Эта задача включает в себя два основных этапа: первый этап — пробитие экрана и формирование осколочного потока, второй этап — взаимодействие осколочного потока с основной преградой.

На рис. 4,а показан этап пробития экрана с начальной скоростью удара, равной 15 км/с. После пробития материал ударника и экрана перед ним переходит в расплавленное состояние и сильно распыляется за счет роста пор.

Плотность разлетающихся фрагментов уменьшается более чем в 10 раз. После взаимодействия с основной преградой (рис. 4,б) фрагменты сжимаются примерно до первоначального объема, а затем после вторичного расширения переходят в испаренное состояние (рис. 5,а). Глубина кратера на рис. 5,б составляет почти 3 диаметра ударника. При отсутствии экрана глубина поражения основной преграды была бы в несколько раз больше.

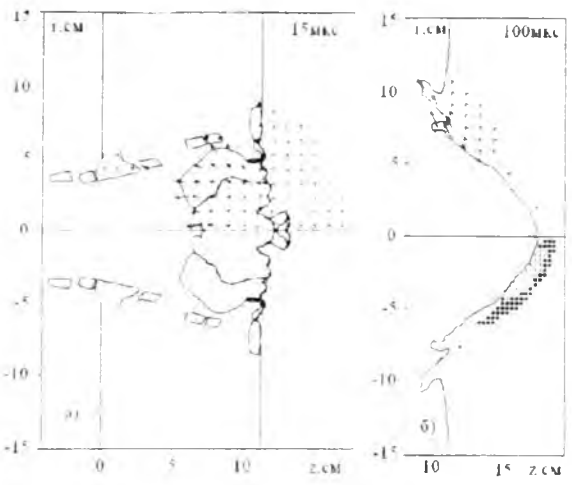


Рис. 5

В связи с существованием космических объектов, опасных с точки зрения возможного соударения с Землей, большой интерес представляет моделирование процесса взаимодействия тел кометной и астероидной природы с поверхностью Земли.

Физическая постановка задачи, результаты которой представлены на рис. 6–8, формулируется как контактное взаимодействие метеорита в форме шара с плоским полупространством горной породы. В качестве горной породы задается хрупкий материал типа гранита. В качестве ударника – метеорита – задается железный шар диаметром 10 м, скорость удара равна 10 км/с. Большой диаметр ударника вносит некоторые коррективы в численное моделирование метеоритного удара. Например, характерное время процесса измеряется уже не в микросекундах, а в миллисекундах, накопление повреждений происходит практически мгновенно и т.д.

Рис. 6

Рис. 7

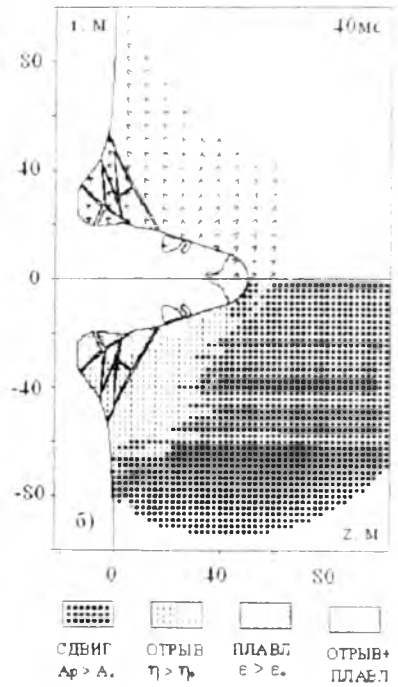


Рис. 8

К моменту времени 10 мс (рис. 6, 7) массовая скорость в преграде снизилась почти в 5 раз, а давление – в 40 раз по сравнению с первоначальными значениями этих параметров. Разрушение преграды, представленное на рис. 8, характерно для разрушения хрупких материалов. Область отрывных разрушений постепенно расширяется и принимает коническую форму. Учитывая направление массовых скоростей в этой области, можно предположить, что конечная форма кратера и его объем будут практически совпадать с областью отрывных разрушений. Следовательно, окончательные размеры кратера будут соответствовать размерам на рис. 8, т.е. будут составлять $H_{КР}/d_o = 5$, $D_{КР}/d_o = 12$, что согласуется с экспериментальными данными [9].

Ниже приводятся результаты расчетов аналогичного метеоритного взаимодействия при скорости соударения V_0 = 20 км/с. Удар с такой скоростью не доступен для экспериментальной оценки, а численное моделирование дает возможность проанализировать основные закономерности этого процесса. В этом варианте удара имеет место испарение вещества преграды вдоль поверхности кратера. Этот фактор качественно меняет общую картину проникания железного ударника в гранитное полупространство.

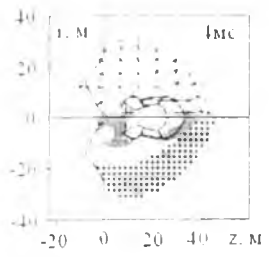


Рис. 9

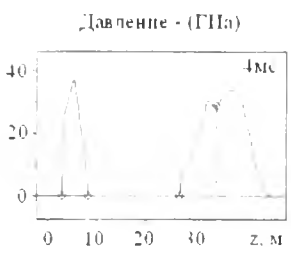


Рис. 10

На рис. 9, 10 показан этап взаимодействия ударника и преграды, связанный с испарением материала преграды. Испаренные стенки задней части кратера схлопываются на оси симметрии преграды, что приводит к формированию осевого кумулятивного эффекта. Этот эффект отражен на рис. 10 в виде заднего импульса давления и резкого перепада осевой скорости. Передний фронт кумулятивного выброса заполняет полость кратера, а в результате лицевого выброса формируется облако материала, состоящее из расплавленных, распаленных фрагментов и испаренного вещества преграды.

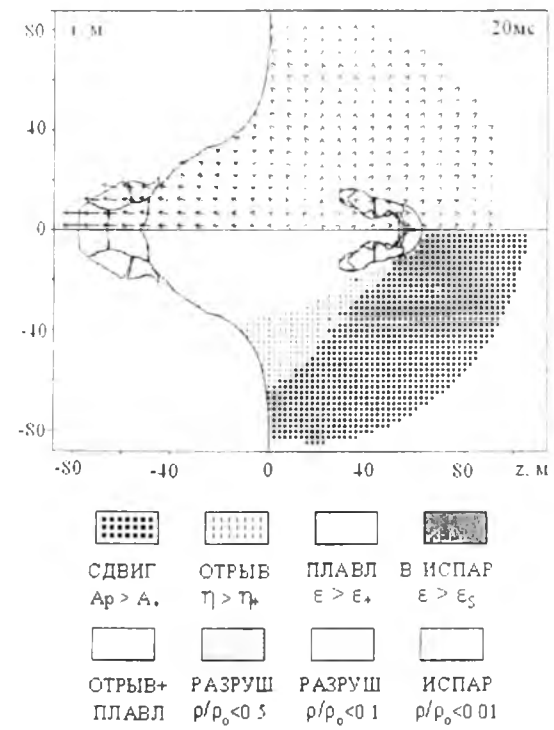


Рис. 11

Этот этап взаимодействия ударника и преграды представлен на рис. 11. Фрагменты ударника, находящиеся в испаренном и расплавленном состоянии, проникают вглубь преграды со средней скоростью Vср – 0.7 км/с. Проникание ударника происходит по типу его обтекания веществом преграды. По этим результатам с большой достоверностью можно сказать, что величина воронки определяется не глубиной проникания метеорита, а количеством выброшенного из кратера материала. При этом конденсированные остатки метеорита будут находиться ниже дна кратера.

Как было видно из представленных выше результатов, проблема фрагментации разрушенных тел играет определяющую роль в модели расчета разрушений. Следует отметить, что алгоритм фрагментации по существу является расчетным элементом модели разрушения. Отделившиеся фрагменты по своей форме и размерам не всегда совпадают с реальными осколками. Для задач в осесимметричной постановке они представляют собой тела вращения. Такие фрагменты разрушенного материала деформируются без заметных внутренних напряжений, только за счет роста пор. Они хорошо имитируют разлет распыляющейся среды, устраняя ее нефизичные деформации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уилкинс М. Расчет упругопластических течений. // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212-263.

2. Carrol M.M., Holt A.C. Static and dynamic pore-collapse relations of ductile porous materials //J.Appl.Phys.1972. Vol. 43, №4. P. 1626-1635.

3. Johnson J.N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids// J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52, №4. P. 2812-2825.

4. Толкачев В.Ф., Трушков В.Г. Математическое моделирование процесса сдвиговых и откольных разрушений при ударном взаимодействии упругопластических тел //Химическая физика. 1993. Т.12, вып. 2. С. 170-174.

5. Афанасьева С.А., Трушков В.Г. Численное моделирование метеоритного удара по горной породе и воде //Известия РАН. МТТ. 1997. № 1. С. 77-86.

6. Трушков В.Г. Программный комплекс «Численное моделирование процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел» (ПК IMPACT). Российское агентство по патентам и товарным знакам. Свидетельство об официальной регистрации программ для ЭВМ № 2003611166. М., 2003.

7. Ефремова Л.В., Корнеев А.И., Трушков В.Г. Численное моделирование процесса деформации конической облицовки // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 2. С. 110-115.

8. Жуков А.В. Интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния металлов в переменных: давление, плотность, энергия //Механика деформируемого твердого тела. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. С. 70-79.

9. Титов В.М., Фадеенко Ю.И., Швецов Г.А. Удар с высокой скоростью по горным породам //Докл. АН СССР. 1970. Т. 191, № 2. С. 298-300.

ОБЛАСТИ ПОЛНОЙ ИНТЕГРИРУЕМОСТИ В ЗАДАЧЕ N ТЕЛ

Холшевников К.В.
Астрономический институт им. В.В. Соболева СПбГУ
198904, г. Санкт-Петербург, Университетский пр., 28,
тел. (812) 428-72-98
E-mail: kvk@astro.lgu.spb.su

Введение. Построение решений классической небесно-механической задачи N тел $N \geq 3$ и исследование свойств этих решений является важнейшей проблемой математики и механики со времен Ньютона. На рубеже XIX и XX столетий было установлено отсутствие глобальных (определенных во всем фазовом пространстве) интегралов в задаче N тел даже при $N = 3$. Причина – наличие сложных, запутанных траекторий, не укладывающихся на гладкие многообразия. В то же время в задаче N тел существуют и движения простые, когда тела неограниченно удаляются друг от друга и их взаимодействие быстро убывает. Еще Ж. Шази, а позднее В.М. Алексеев приводили аргументы в пользу интегрируемости в области таких простых движений. На важность исследований неограниченных траекторий указывал и А.Н. Колмогоров. В данной работе мы рассматриваем область фазового пространства следующего вида. Система N тел разбивается на подсистемы из одиночных и тесных двойных. В невозмущенном движении одиночные и центры масс двойных разлетаются, не испытывая тесных сближений. Орбиты двойных – эллипсы малых размеров с умеренными эксцентриситетами. Основной результат: при явно сформулированных условиях на массы, а также начальные взаимные расстояния и скорости истинное движение слабо отличается от невозмущенного. Решение существует на всей оси времени, является однозначной вещественно-аналитической функцией времени и начальных данных, и может быть получено как предел последовательных приближений. В указанной области существует полный набор независимых однозначных вещественно-аналитических автономных интегралов движения.

Подчеркнем, что доказанная нами *регулярная* интегрируемость задачи N тел никоим образом не противоречит классическим результатам Брунса и Пуанкаре. У Брунса речь идет об отсутствии глобальных алгебраических интегралов. Пуанкаре указывает в фазовом пространстве область с оскулирующими эллиптическими движениями, в которой отсутствуют аналитические интегралы. Тем самым невозможна интегрируемость *глобальная*. Однако это не препятствует существованию областей, заметаемых траекториями, лежащими на торсальных аналитических инвариантных многообразиях. Если число таких многообразий достигает $6N-1$, это равносильно интегрируемости в соответствующей области.

В данной работе мы кратко излагаем эти результаты. Полное доказательство будет опубликовано в Трудах ИПА РАН.

Основная теорема. Слабовозмущенная задача нескольких тел в подходящих переменных может быть представлена системой обыкновенных дифференциальных уравнений следующего вида

$$x_i = \mu f_i(x, y), \quad y_j = \omega_j(x) + \mu g_j(x, y). \tag{1}$$

Здесь $x = (x_i)$ – вектор медленных переменных, $y = (y_j)$ – вектор быстрых переменных, $i = 1 \div n_1$, $j = 1 \div n_2$, $f = (f_i)$, $\omega = (\omega_j)$, $g = (g_j)$ – вектор-функции; μ – малый скалярный параметр.

После подходящей замены переменных уравнения примут форму

$$x_i = \mu f_i(x, y), \quad y_j = ax_j + \dots \tag{2}$$

Здесь $i = 1 \div k_1 + k_2$, $j = 1 \div k_1$, $k_1 = n_1 + n_2$, $k_2 = n_2 + n_3$, $f_{n_1+n_2+j} = g_{n_1+j}$ $(1 \leq j \leq n_3)$.

Приведем и векторную форму уравнений

$$x_t = \mu f_t(x, y), \quad \dot{y} = Ax, \tag{3}$$

где на главной диагонали прямоугольной матрицы A размера $k_1 \times (k_1 + k_2)$ стоит a, остальные элементы A равны нулю.

В пространствах $\mathbf{R}^{k_1+k_2}$ и $\mathbf{R}^{k_1}$ введем нормы, которые будем обозначать единым символом $|\cdot|$, что не приводит к путанице. Они индуцируют норму в $\mathbf{R}^{k_1+k_2} \times \mathbf{R}^{k_1}$ и расстояния в этих трех пространствах. Для вектор-функций $z(t)$, $0 \leq t < \infty$ введем норму $\|z\|_t$ при фиксированном t и равномерную норму

$$\|z\|_t = \sup_{0 \leq \tau \leq t} \|z\|_\tau.$$

Пусть $D_0 = D_{01} \times D_{02}$ – декартово произведение выпуклых компактов $D_{01} \subset \mathbf{R}^{k_1+k_2}$ и $D_{02} \subset \mathbf{R}^{k_1}$. Введем виртуальное время $t \in [0, \infty)$. Так как система (3) автономна, за начало отсчета времени можно взять эпоху $t = 0$. Наши построения легче проводить для полутраекторий, почему мы и ограничились будущим. Прошлое в автономной системе обладает теми же свойствами, а нужное впоследствии объединение прошлого и будущего легко выполнимо. Рассмотрим множество Π – декартово произведение множества непрерывных на $[0, \infty)$ функций $x(t)$ со значениями в $\mathbf{R}^{k_1+k_2}$ и множества постоянных $Y \in \mathbf{R}^{k_1}$ таких, что $(x(t), Y) \subset D$ при каждом $t \geq 0$. За D_t примем множество точек из $\mathbf{R}^{k_1+k_2} \times \mathbf{R}^{k_1}$, представимых в виде $\left(x(t), Y + \int_0^t Ax(\tau)d\tau\right)$ при $(x, Y) \in \Pi$ и фиксированном $t \in [0, \infty]$. Обозначения согласованы: $D_0 = D_t$ при $t = 0$. За D примем объединение $D = \cup D_t$ по всем $t \in [0, \infty)$. Можно показать, что D_t и D выпуклы и совпадают с множеством точек, предста-

вимых в виде $(X, Y + tAX)$ при $(X,Y) \in D_0$, при фиксированном $t \geq 0$ и при всех $t \geq 0$ соответственно.

В общем случае найдутся начальные данные из D_0 такие, что отвечающая им полутраектория покинет D. Чтобы этого не случилось, сузим область начальных данных до $D_0(r) = D_{01}(r) \times D_{02}$, где $D_{01}(r)$ – множество точек из D_{01}, отстоящих от границы D_{01} не менее чем на $r, r > 0$. Нетрудно показать, что $D_0(r)$ – выпуклый компакт. Для непустоты $D_0(r)$ потребуем

$$0 < r < \xi, \tag{4}$$

где ξ – расстояние от границы D_0 до наиболее удаленной от нее точки D_0.

Теперь мы в состоянии сформулировать основную теорему.

Теорема 1. Дана система (3) с непрерывной и удовлетворяющей условию Липшица в D функцией $f(x,y)$. Считаем f функцией виртуального времени $t \in [0,\infty)$ посредством

$$(x,y) = \left(x(t), Y + A\int_0^t x(\tau)d\tau \right).$$

Пусть при каждом t и любом выборе $x(\tau), x'(\tau)$, таких, что $(x(\tau), Y) \in \Pi, (x'(\tau), Y) \in \Pi$, справедливы неравенства

$$\begin{aligned} &\| f(x,y) \|_t \leq \Phi(t), \\ &\| f(x',y') - f(x,y) \|_t \leq \Phi_1(t) \| x' - x \|_t \\ &\qquad + \Phi_2(t) \| y' - y \|_t, \end{aligned} \tag{5}$$

причем мажоранты допускают интегральные оценки

$$\int_0^\infty \Phi(t)dt \leq C, \quad \int_0^\infty \Phi_1(t)dt \leq C_1, \quad \int_0^\infty t\Phi_2(t)dt \leq C_2. \tag{6}$$

Тогда при всех положительных r, μ, подчиненных условию (4) и

$$\mu < \frac{r}{C + r(C_1 + aC_2)}, \tag{7}$$

1. решения системы (3) с начальными данными из $D_0(r)$ продолжимы на всю полуось $t \geq 0$ и не выходят из D, принадлежа D_t при каждом t;
2. решения, начинающиеся в $D_0(r)$, можно найти, используя итерации, сходящиеся со скоростью геометрической прогрессии; сходимость к x равномерна относительно начальных данных и времени на множестве $D_0(r) \times [0,\infty)$, сходимость к y равномерна на множестве $D_0(r) \times [0,T]$ при любом $T > 0$;
3. при $t \to \infty$ переменные x стремятся к постоянным;
4. если предел вектора x отличен от нуля, то вектор y при $t \to \infty$ стремится к линейной функции времени.

Схема доказательства. Образуем последовательность приближений пикаровского типа

$$x^0 = X, \quad y^0(t) = Y + AXt,$$

$$x^{n+1}(t) = X + \mu\int_0^t f\left(x^n(\tau), y^n(\tau)\right)d\tau,$$

$$y^{n+1}(t) = Y + A\int_0^t x^{n+1}(\tau)d\tau.$$

Из условий теоремы следует

$$\| x^{n+1} - x^n \| \leq q^n \mu C, \quad \| y^{n+1} - y^n \|_t \leq q^n \mu a C t,$$

$$\| x^* - x^n \| \leq q^n \frac{\mu C}{1-q}, \quad \| x^* - x^0 \| \leq \frac{\mu C}{1-q},$$

$$\| y^* - y^n \|_t \leq q^n \frac{\mu a C t}{1-q}, \quad \| y^* - y^0 \|_t \leq \frac{\mu a C t}{1-q}.$$

Из этих неравенств следуют все утверждения теоремы.

Замечание. Исследуемые в механике уравнения движения, как правило, инвариантны относительно перемены знака времени. Система (3) переходит в себя при подстановке $t \to -t$, $x \to -x$, $y \to -y$, $f(x,y) \to f(-x,y)$. Поэтому теорема 1 остается справедливой и для прошлого, а также и для целых траекторий при естественных изменениях условий.

Разлет без сближений. Чисто качественно основную теорему можно сформулировать так: если возмущения быстро убывают со временем, то движение определено на всей полуоси (или оси) времени, причем медленные переменные стремятся к постоянным, быстрые – к линейным функциям времени; точное решение есть предел итераций пикаровского типа. Главная трудность – проверка скорости убывания возмущающих членов в правых частях уравнений. Ведь до получения решения их зависимость от времени неизвестна! Преодоление трудности основано на возможности рассмотрения возмущающих членов на виртуальных функциях от виртуального времени.

Покажем применимость развитой теории к простейшему случаю задачи N тел: быстрому разлету всех тел без сближений.

Пусть Q – система N точек Q_n масс m_n, $n = 1 \div N$, притягивающих друг друга по закону Ньютона. Обозначим через $\mathbf{x}_n, \mathbf{y}_n$ трехмерные векторы скорости и положения Q_n. Движение Q описывается системой дифференциальных уравнений

$$\dot{\mathbf{x}}_n = \mathbf{f}_n(y), \quad \dot{\mathbf{y}}_n = \mathbf{x}_n, \quad (n = 1 \div N), \tag{8}$$

где

$$\mathbf{f}_n(y) = G\sum_{k \in N(n)} m_k \frac{\mathbf{y}_{nk}}{|\mathbf{y}_{nk}|^3}. \tag{9}$$

Здесь и ниже G – постоянная тяготения; $\mathbf{x}_{nk} = \mathbf{x}_k - \mathbf{x}_n$, $\mathbf{y}_{nk} = \mathbf{y}_k - \mathbf{y}_n$ – трехмерные векторы относительной скорости и положения; $y = (\mathbf{y}_1, \ldots, \mathbf{y}_N)$, $f = (\mathbf{f}_1, \ldots, \mathbf{f}_N)$ – $3N$-мерные векторы скорости, положения и ускорения системы Q; суммирование производится по целочисленному множеству $N(n) = \{k : 1 \leq k \leq N, k \neq n\}$.

Уравнения (8) имеют форму (3) при $k_1 = 3N, k_2 = k_3 = 0$, единичной матрице A, $a = \mu = 1$. Если $i = 3n-3+s$ $(1 \le n \le N,$ $s = 1,2,3)$, то, например, x_i равно s – компоненте вектора x_n. В $\mathbf{R}^{4}$ введем норму

$$\| x \| = \max_{1 \le n \le N} | \mathrm{x}_n |, \quad | \mathrm{x}_n |^2 = x_{3n-2}^2 + x_{3n-1}^2 + x_{3n}^2.$$

Считаем $D_0 = D_0(0)$, где $D_0(r)$ – произведение трехмерных шаров

$$\| x - \bar{x} \| \le \xi - r, \quad \| y - \bar{y} \| \le \eta. \qquad (10)$$

Можно показать, что в функции виртуального времени

$$| y_{nk}(t) |^2 \ge t^2 A_{nk} - 2 | t | B_{nk} + C_{nk}. \qquad (11)$$

В частности, можно положить

$$\Phi(t) = \max_n \sum_{k \in N(n)} \frac{Gm_k}{t^2 A_{nk} - 2 | t | B_{nk} + C_{nk}},$$

$$\Phi_1 = C_1 = 0,$$

$$\Phi_2(t) = 4G \max_n \sum_{k \in N(n)} \frac{m_k}{\left(t^2 A_{nk} - 2 | t | B_{nk} + C_{nk} \right)^{3/2}}.$$

Теорема 2. При всех положительных r, ξ, η и векторах $\bar{x}, \bar{y}$, подчиненных условиям

$$C_2 < 1, \quad C < (1 - C_2) r \qquad (12)$$

1. решения системы (8) с начальными данными из $D_0(r)$ продолжимы на всю ось времени и не выходят из D, принадлежа D_t при каждом t;
2. решения, начинающиеся в $D_0(r)$, можно найти с помощью итераций, сходящихся со скоростью геометрической прогрессии; сходимость к x равномерна относительно начальных данных и времени на множестве $D_0(r) \times (-\infty, +\infty)$, сходимость к y равномерна на множестве $D_0(r) \times [-T, T]$ при любом $T > 0$;
3. при $t \to \infty$ и $t \to -\infty$ переменные x стремятся к постоянным;
4. векторы y_n (за исключением не более одного из них) стремятся к линейным функциям времени.

Разлет двойных. Пусть система Q состоит из N пар точек Q_{ns}, масс m_{ns}, $n = 1, \ldots, N; s = 1,2$. Если пары тесные, а их центры масс Q_n быстро разлетаются, то к системе Q применима теория [1]. За медленные переменные x примем скорости движения центров масс двойных и по пять кеплеровских элементов относительных орбит двойных, за быстрые – координаты центров масс и средние долготы в орбите для относительных орбит. Можно построить область начальных данных $D_0(r)$ такую, что будет выполнена следующая.

Теорема 3. Существует область $D_0(r)$ такая, что

1. решения системы с начальными данными из $D_0(r)$ продолжимы на всю ось времени и не выходят из D, принадлежа D_t при каждом t;
2. решения, начинающиеся в $D_0(r)$, можно найти с помощью итераций, которые сходятся со скоростью геометрической прогрессии; сходимость к x равномерна относительно начальных данных и времени на множестве $D_0(r) \times (-\infty, \infty)$, сходимость к y равномерна на множестве $D_0(r) \times [-T, T]$ при любом $T > 0$;
3. при $t \to \infty$ и $t \to -\infty$ переменные x (в частности, оскулирующие элементы орбит двойных) стремятся к постоянным;
4. векторы y_n (за исключением не более одного из них) и долготы y_{n1} стремятся к линейным функциям времени.

Более общий случай, когда система Q разбивается на подсистему одиночных и подсистему двойных, сводится к рассмотренному: достаточно для части двойных положить $m_{n2} = 0$.

Интегрируемость. Пусть $D_1 \subset D_2$ – непустые области пространства $\mathbf{R}^2$. Рассмотрим задачу Коши с начальными данными из D_1:

$$\dot{x} = f(x), \quad x|_{t=0} = X \in D_1, \qquad (13)$$

где $f : D_2 \to \mathbf{R}^2$ – функция гладкости σ. Решение (13) обозначим $x = h(t, X)$.

Теорема 4. Пусть решения системы (13) определены при всех $t \in \mathbf{R}$ и не выходят из D_2; существует функция $\bar{g}(x) : D_2 \to R$ гладкости σ и постоянная $c > 0$ такие, что

$$\partial g(t, X) / \partial t \ge c, \quad (t, X) \in \mathbf{R} \times D_1. \qquad (14)$$

где $g(t, X) = \bar{g}(h(t, X))$. Тогда существует инвариантная область D $(D_1 \subset D \subset D_2)$, в которой существует набор $n-1$ независимых автономных интегралов $F_i : D \to \mathbf{R}$ гладкости σ

Применяя теорему 4 к траекториям задачи N тел, удовлетворяющих условиям теоремы 2 или 3, придем к следующему утверждению.

Теорема 5. В фазовом пространстве задачи N тел существуют инвариантные области D бесконечной лебеговой меры, в которых определен полный набор $6N-1$ независимых автономных однозначных аналитических интегралов движения. Все решения в D определены при всех $t \in \mathbf{R}$; каждая орбита в D диффеоморфна прямой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 02-02-17516) и Ведущей научной школы (грант НШ-1078.2003.2).

ПОИСК НОВЫХ ПУТЕЙ ЗАЩИТЫ ОТ ТЕРРОРИСТОВ

Швецов Г.А., Матросов А.Д.

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН

630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15,

тел. (3832) 333409, факс (3832) 333332

E-mail: shvetsov@hydro.nsc.ru

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы борьба против террористов и защита различных объектов от террористических актов стала одной из наиболее актуальных проблем. Эта проблема многосторонняя и требует концентрации усилий всего мирового сообщества. Исследователи и инженеры, работающие в области механики и импульсной энергетики, могут внести существенный вклад в поиск и разработку новых путей защиты различных объектов от террористов.

В статье рассматривается один из возможных путей защиты объектов от их разрушения кумулятивными снарядами, в частности, от разрушения кумулятивными струями, образующимися при срабатывании ручных гранатометов, активно использующихся боевиками в Чечне, Афганистане, в других странах. Основная часть гранатомета — боеголовка с кумулятивным зарядом (КЗ). При детонации кумулятивных зарядов образуется металлическая кумулятивная струя (КС), которая может пробивать стены из прочной стали и бетона толщиной более десяти калибров снаряда. Разрушение стен объектов с ядерными и другими опасными веществами может привести в этом случае к большим экологическим катастрофам. Гидродинамическая теория образования кумулятивных струй и их проникания в преграды была разработана М.А. Лаврентьевым [1, 2] и независимо Г. Биркгофом с сотрудниками [3]. Без рассмотрения этой теории заметим только, что глубина проникания КС в преграды определяется в основном длиной и плотностью кумулятивной струи. Поэтому поиск путей защиты от КС связан с поиском возможности уменьшения длины и плотности КС. Один из таких путей — использование электромагнитных воздействий. Некоторым вопросам этой проблемы и посвящена данная статья.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА УСТОЙЧИВОСТЬ И РАЗРУШЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ

Принципиальная схема экспериментов приведена на рис. 1 (1 – КЗ, 2 – источник электромагнитной энергии, 3 – электроды, 4 – индуктивные датчики для измерения тока и производной тока разряда, 5 – места рентгеновской съемки). Опыты проводились с КЗ калибром от 30 до 100 мм. В качестве источника энергии в экспериментах использовалась конденсаторная батарея с зарядным напряжением до 5 кВ и емкостью до 20 мФ. При замыкании струей электродов по ней начинал протекать ток. В экспериментах изменялись значения тока (100 ÷ 500 кА), производной тока разряда ($3\cdot10^9 \div 10^{11}$ А/с), продолжительность электрического импульса, время воздействия на различные элементы струи и другие

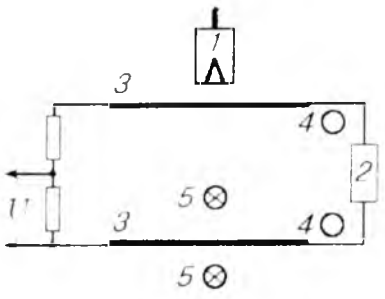


Рис. 1

параметры. Рентгенографирование КС осуществлялось в свободном полете и в алюминиевой преграде с помощью рентгеновских импульсных аппаратов ИИР-100/240 с экспозицией 100 нс. Рентгенографирование КС при воздействии и без воздействия тока производилось с точностью не хуже 0,5 мкс в одно и то же время. Дополнительно влияние электрического тока на КС отслеживалось по глубине проникания струи в преграду.

На рис. 2 приведены рентгенограммы КС в алюминиевой преграде без воздействия (*а*) и под воздействием тока $I = 450$ кА (*б*) в опытах с КЗ калибром 50 мм. Каверны к моменту съемки имели примерно одинаковые глубины. Видно, что струя, по которой пропускался ток, распалась на отдельные фрагменты.

На рис. 3,*а–в* представлены рентгенограммы КС без тока (*1*) и с током (*2*), сделанные в различные моменты времени (см. рис. 3,*д*). Видно, что в момент экспозиции (рис. 3,*а*) формы струй с током и без тока практически одинаковы. В дальнейшем они уже отличаются друг от друга. В экспериментах с током наблюдаются разрывы КС перед нижним электродом и заметное утолщение диаметра струи над разрывами (рис. 3,*в,г*). Струи с током после прохождения нижнего электрода распадаются на отдельные фрагменты, размеры которых в аксиальном направлении равняются примерно 1–3

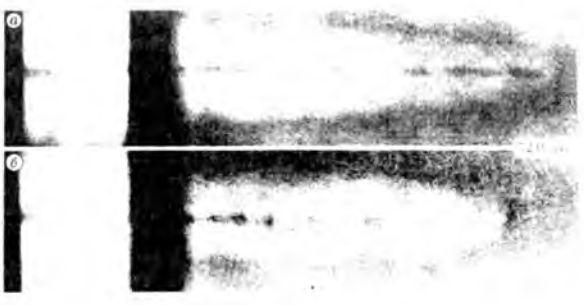


Рис. 2

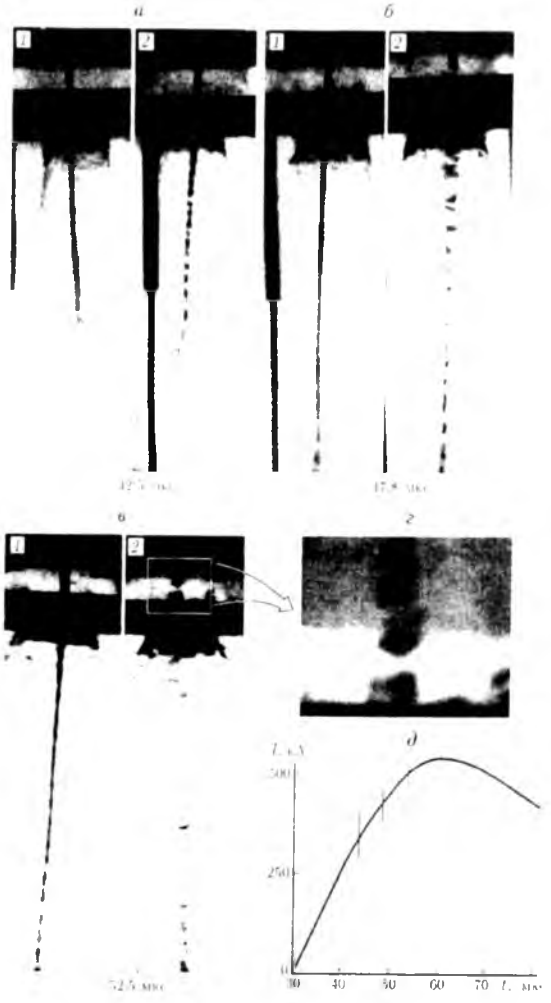


Рис. 3

диаметрам струи. Наблюдается объемное разрушение элементов, размер которых в радиальном направлении достигает 5–10 диаметров струи в тех же сечениях, что и в экспериментах без тока. На рис. 4 представлены рентгенограммы струй от КЗ калибром 100 мм в экспериментах без тока (*а*) и с током (*б*, *в*) для t = 108,5 мкс (*а*, *б*) и 118,5 мкс (*в*).

Анализ рентгенограмм, сделанных в одни и те же

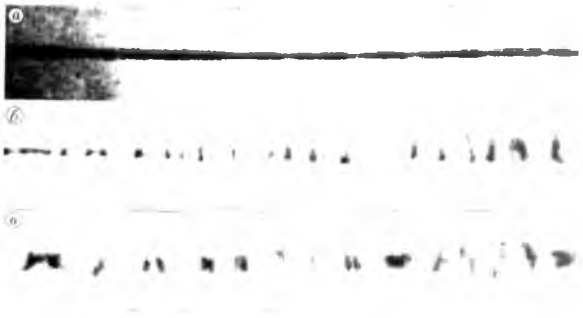


Рис. 4

моменты времени, показывает достаточно хорошее совпадение количества перетяжек в струе без тока (рис. 4,*а*) с количеством фрагментов распавшейся струи в экспериментах с током (рис. 4,*б*,*в*). Из этого следует, что магнитное давление содействует ускоренному развитию первоначально малых возмущений исходной гидродинамической перетяжечной неустойчивости КС. Воздействие импульсного электрического тока на элементы КС происходит в основном в межэлектродном промежутке, размер которого обеспечивает необходимое для развития перетяжечной МГД-неустойчивости время электродинамического воздействия на элементы КС.

Описанное катастрофическое поведение КС при пропускании по ним электрического тока приводит к уменьшению глубины каверны в преграде в несколько раз. Причем этим процессом можно управлять, изменяя амплитуду тока, время его нарастания и продолжительность электрического импульса. На рис. 5 приведены глубины каверн в стальной преграде в зависимости от амплитуды тока разряда при одних и тех же производной тока и длительности электрического импульса. Глубина каверн в контрольных опытах без тока составила (205 ± 10) мм в стальной преграде.

В экспериментах не зафиксировано появление изгибных неустойчивостей. Интенсивное расширение фрагментов струи в радиальном направлении после прохождения ими нижнего электрода вызвано сня-

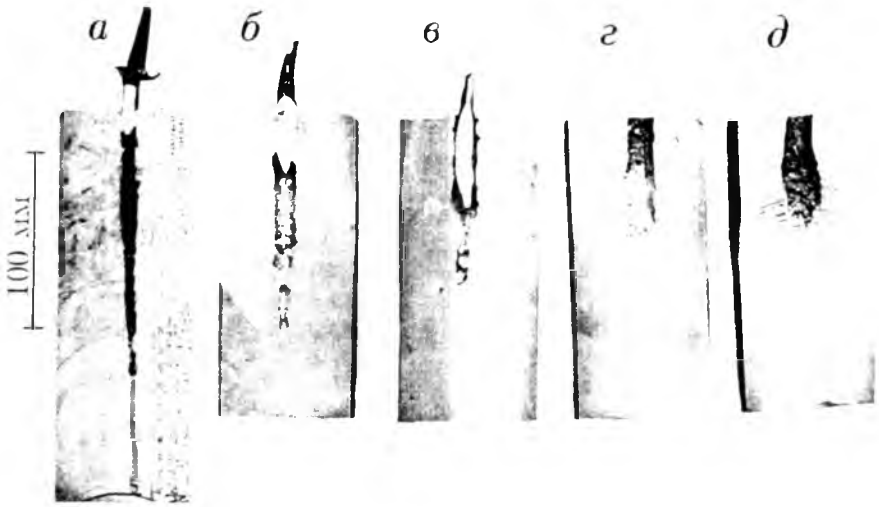


Рис. 5

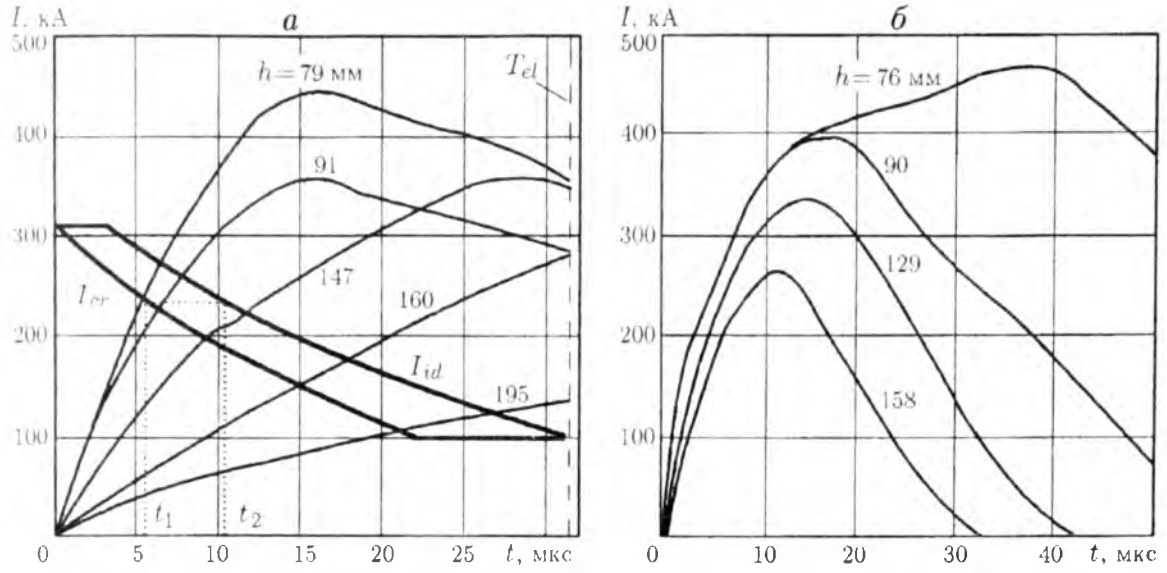


Рис. 6

тием давления магнитного поля и разгрузкой материала струи. Это влечет за собой последующее уменьшение средней плотности материала элементов струи, эффективной длины струи и, как следствие, снижение ее пробивной способности.

Из анализа проведенных экспериментов можно сделать важный вывод: для эффективного воздействия на КС скорость нарастания тока и амплитуда тока должны превышать некоторые пороговые значения. Эксперименты показывают, что можно создать условия, при которых элементы КС, подвергнутые воздействию тока, превышающего пороговое значение, не будут вносить вклад в глубину проникания КС в преграду после их выхода из электродной системы. Это может служить основой для создания простой физической модели разрушения КС импульсным током и уменьшения глубины проникания КС в преграду.

На рис. 6, *а,б* представлены экспериментальные зависимости изменения разрядного тока, протекающего через КС, при ее воздействии на стальную преграду. Цифрами (в мм) указаны глубины каверн в преградах для данных кривых. Глубина пробития стальной преграды в контрольных опытах без пропускания по КС электрического тока составляла 205 ± 10 мм.

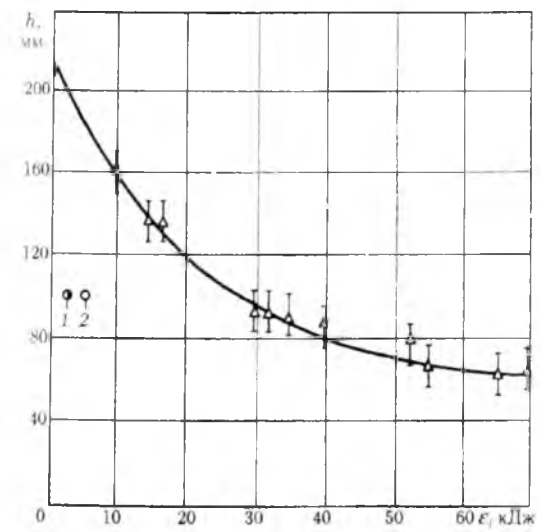


Рис. 7

Влияние скорости нарастания тока на конечную глубину проникания струи в преграду показано на рис. 6,*а*, где I_{cr} – критический ток; I_{id} – идеальная форма тока (о I_{cr} и I_{id} речь пойдет ниже); T_{el} – длительность импульса тока, необходимая для разрушения КС от заряда калибром 50. При $dI/dt \le 3 \cdot 10^9$ А/с и амплитуде тока меньше 100 кА протекающий по струе ток практически не оказывает влияния на разрушение струи и глубину ее проникания в преграду.

На рис. 6,*б* показано влияние амплитуды и формы токового импульса на конечную глубину проникания при примерно постоянной начальной скорости нарастания тока.

Экспериментальная зависимость глубины проникания КС в стальную преграду от энергии, запасенной в конденсаторной батарее, приведена на рис. 7. Видно, что при достаточно умеренных значениях энергии в источнике (20 ÷ 40 кДж) глубину проникания КС можно уменьшить в несколько раз.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА КУМУЛЯТИВНУЮ СТРУЮ

Моделирование проводилось с помощью двух физико-математических моделей (модели объемного разрушения и модели перетяжечной МГД-неустой-чивости), реализованных в рамках численного решения квазидвумерных нестационарных задач динамического деформирования высокоградиентного проводящего термически разупрочняющегося стержня при заданном законе изменения во времени протекающего по нему полного тока.

Из численных расчетов по модели объемного разрушения КС следует, что при совместном (термическом и механическом) воздействии тока на элементы КС с характерными для такого рода воздействия параметрами создаются условия для ее объемного разрушения, в результате которого проис-

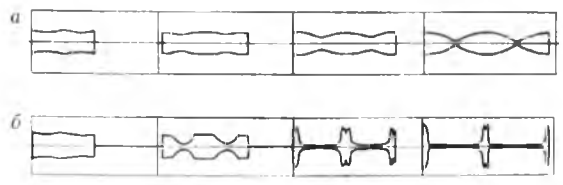


Рис. 8

ходит радиальное расширение материала струи, выходящей из области электродной системы. Радиальное расширение струи ведет к уменьшению средней плотности материала элементов КС и должно оказывать влияние на ее пробивную способность.

Предпосылки для объемного разрушения создаются в процессе движения элементов КС в межэлектродном промежутке вследствие существенного нагрева и термического разупрочнения материала при одновременном сжимающем действии электромагнитных сил. Реализуется объемное разрушение при выходе элемента КС из межэлектродного промежутка из-за исчезновения сжимающего действия электромагнитных сил с последующими радиальной разгрузкой, потерей сплошности и способности сопротивляться дальнейшему деформированию, что приводит к рассеиванию материала элементов КС в радиальном направлении с определенной скоростью наружной поверхности.

Исследование развития МГД-неустойчивости проводилось с помощью модели, в которой элементы КС рассматривались как участки несжимаемого жесткопластического осесимметричного стержня переменного сечения без учета объемного разрушения материала.

Как показали численные расчеты, электродинамическое воздействие может не только ускорить развитие естественной пластической неустойчивости, приводя к более быстрому распаду КС на отдельные фрагменты, но и вызвать (при достаточной интенсивности электродинамического воздействия) «дискообразование», когда в областях изначально малых сужений на струе начинается интенсивное сжатие материала в осевом направлении с резким возрастанием радиуса выпуклостей. Это следует из представленных на рис. 8 результатов расчетов естественного деформирования одного из элементов средней части КС 50-миллиметрового КЗ (рис. 8,*а*) и деформирования этого же элемента при воздействии тока силой 400 кА в течение 5 мкс (рис. 8,*б*). Дискообразование является следствием перераспределения осевой и радиальной скоростей по длине элемента, вызванного сжатием материала в осевом направлении в областях изначально малых сужений на струе и возрастания радиуса выпуклостей. При этом элементы приобретают форму тонкого диска.

Характерно, что при данном относительно непродолжительном электродинамическом воздействии процесс «дискообразования» непосредственно в межэлектродном промежутке лишь обозначается и в силу инерционности материала реализуется уже после выхода элементов КС из области воздействия. Установленное в ходе численного моделирования поведение КС под действием токового импульса по крайней мере качественно неплохо согласуется с рентгенограммами струй, испытавших электродинамическое воздействие (см. рис. 3,*б–г* и рис. 4,*б*,*в*).

Расчеты показывают, что МГД-неустойчивость проявляется примерно при тех же параметрах электрического импульса, при которых происходит объемное разрушение.

Более подробно вопросы численного моделирования изложены в работе [4] и цитируемой в ней литературе.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА КУМУЛЯТИВНУЮ СТРУЮ

Проблема устойчивости жидкого проводящего цилиндра (струя, взрывающийся проводник) в собственном магнитном поле аксиального электрического тока исследовалась многими авторами (см., например, [5÷8]). Без детального обсуждения основных положений и выводов, сделанных авторами в этих работах, отметим только основной результат. Было показано, что жидкий металлический цилиндр конечной проводимости при протекании по нему аксиального электрического тока неустойчив к осесимметричным возмущениям всех длин волн. Собственное время развития перетяжечной МГД-неус-тойчивости равно $\tau \approx \alpha r_j / C_H$, где $C_H = B/(\mu_0 \rho)^{0.5}$ – скорость Альфвена; B – индукция магнитного поля; ρ – плотность; r_j – радиус струи; α – коэффициент порядка единицы.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что для эффективного воздействия аксиального тока на КС необходимо выполнение двух условий:

1) ток в струе должен превышать некоторое пороговое значение I_{cr};

2) время нахождения элемента струи между электродами должно быть достаточным для развития перетяжечной МГД-неустойчивости. Последнее условие можно представить в виде

$$\tau = \alpha r_0 / C_H \le \Delta / u_i , \qquad (1)$$

где Δ – расстояние между электродами, u_i – скорость i-го элемента в струе.

Подставив в выражение (1) значение для альфвеновской скорости C_H (с учетом, что $B = \mu_0 \cdot I / 2\pi r_j$), получим следующее выражение для определения I_{cr}:

$$I \ge \frac{2\pi\alpha r_j}{\Delta} \sqrt{\rho/\mu_0}\, u_i . \qquad (2)$$

Среднее значение радиуса КС для конической кумулятивной облицовки определим по следующей формуле (см. [3]):

$$\bar{r}_0 = \sqrt{R_c \delta_0 / \psi}\, \sin(\varphi/2) . \qquad (3)$$

Здесь R_c – радиус основания конуса; φ – угол раствора конуса; δ_0 – начальная толщина конуса; ψ –

коэффициент удлинения струи в условиях бронепробития. С учетом того, что $\psi = l_{eff}/l_0$ (l_0 – длина образующей конуса, l_{eff} – эффективная длина КС), перепишем (3) в виде $\bar{r}_0 = R_c\sqrt{\frac{\delta_0}{l_{eff}}}\sin(\varphi/2)$. Подставив это соотношение в выражение (2), получим

$$I_{cr} = \frac{2\pi\alpha R_c \delta_0 \sin(\varphi/2)\sqrt{\rho/\mu_0}}{\Delta l_{eff}} u_{cr} \qquad (4)$$

Выражение (4) получено из условия равенства времени развития МГД-неустойчивости и времени пролета элементом струи расстояния между электродами.

Если амплитуда тока не превышает I_{cr}, то МГД-неустойчивость не развивается. Пусть в момент времени t_1 ток достигает критического значения I_{cr}. Но для того, чтобы в элементе струи, находящемся на верхнем электроде, успела развиться перетяжечная МГД-неустойчивость, необходимо этот ток поддерживать постоянным в течение времени пролета данным элементом межэлектродного промежутка Δ, т. е. от момента времени t_1 до момента времени $t_2 = t_1 + \Delta/u_i$. И так для каждого элемента. Определенную таким образом форму электрического тока назовем идеальной формой токового импульса.

Если в дальнейшем в течение времени пролета всеми элементами КС будет выполнено условие $I \geq I_{id}$, то конечная глубина каверны в преграде будет определяться в основном только частью струи, равной расстоянию между электродами.

Известно, что скорости элементов КС вдоль l_{eff} различны, поэтому значения I_{cr} и I_{id} будут определяться радиусом и скоростью элемента струи в данный момент времени. Если предположить, что распределение скорости вдоль струи имеет вид

$$u(x) = u_0\left[1 - \gamma\left(\frac{x}{l_{eff}}\right)^n\right], \qquad (5)$$

где u_0 – скорость головного элемента струи, $\gamma = 1 - \frac{u_{cr}}{u_0}$ (u_{cr} – скорость хвостового элемента струи), n – показатель, определяемый из эксперимента, то идеальную форму токового импульса можно представить следующим образом:

$$\frac{I_{id}(t)}{I^*} = \begin{cases} \varphi(n), & 0 \leq t \leq t_1, \\ \varphi(n)\psi(n,t), & t_1 \leq t \leq T_{el}. \end{cases} \qquad (6)$$

Здесь $I^* = \frac{2\pi\alpha\bar{r}_0\sqrt{\rho/\mu_0}}{\Delta} u_0$ – минимальный ток, необходимый для воздействия на головной элемент струи; $\varphi(n) = 1 - \gamma\left(\Delta/l_{eff}\right)^n$;

$\psi(n,t) = 1 - \gamma_n\left(t^*/T_{el}^*\right)^n$; $\gamma_n = 1 - u_{cr}/u_\Delta$;

$t^* = t - t_1$; $T_{el}^* = T_{el} - t_1$; $T_{el} = \frac{\gamma\Delta}{u_{cr}}\left(1 + \frac{l_{eff}u_{cr}}{\gamma\Delta u_0}\right)$;

u_Δ – скорость элемента струи, находящегося на верхнем электроде в момент замыкания электродов струей.

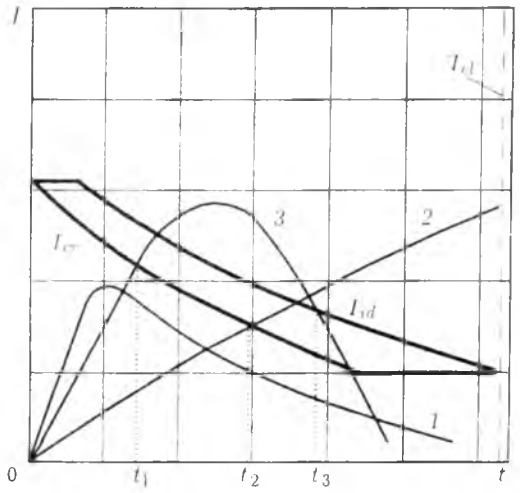


Рис. 9

Качественное влияние электрических импульсов различной амплитуды, формы и продолжительности при электродинамическом воздействии импульсного тока на КС показано на рис. 9. Если амплитуда тока меньше I_{cr}, действие тока на струю не проявляется (кривая 1). Для варианта, представленного кривой 2, действие тока будет сказываться при $I > I_{cr}$ и продолжаться до момента T_{el}, соответствующего времени выхода элемента из электродной системы со скоростью u_{cr}. В случае, когда зависимость $I(t)$ соответствует кривой 3, разрушение КС будет происходить только в интервале $t_3 - t_1$.

Для КЗ калибром 50 мм значения $I_{cr}(t)$ и $I_{id}(t)$ представлены на рис. 6, *а*. Видно, что экспериментальные профили тока не оптимальны с точки зрения минимума затрат электрической энергии при требуемом уменьшении глубины проникания КС в преграду. На рис. 7 точками *1*, *2* указаны значения энергии в источнике, необходимые для уменьшения глубины проникания КС в стальную преграду в два раза, если бы источник обеспечивал оптимальный профиль электрического импульса с учетом $I_{cr}(t)$ и $I_{id}(t)$ для 50-миллиметрового заряда при общем электрическом сопротивлении цепи, равном $5\cdot10^{-3}$ (*1*) и 10^{-2} Ом (*2*). Из расчетов следует, что при оптимальных параметрах электрического импульса значение энергии в источнике может быть в несколько раз меньше для достижения одного и того же результата по глубине проникания КС в преграду.

В таблице представлены экспериментальные значения конечных глубин проникания КС в стальную преграду (h_{exp}) для профилей тока, изображенных на рис. 6,*а*, и значения конечных глубин проникания (h_1), вычисленные на основе предложенной модели и по формуле М. А. Лаврентьева [1, 2] с учетом растяжения элементов струи при $\alpha = 2$. Для сравнения в таблице приведены также значения h, вычисленные с использованием модели объемного разрушения (h_2), модели развития перетяжечной МГД-неустой-чивости (h_3) и модели их совместного проявления (h_4), реализованных в рамках численного решения квазидвумерных нестационарных

№ опыта	h_{exp}, мм	Качественная модель		Модель объемного разрушения		Модель МГД-неустойчивости		Объединенная модель МГД-неустойчивости и объемного разрушения	
		h_1, мм	$\frac{\Delta h}{h}$, %	h_2, мм	$\frac{\Delta h}{h}$, %	h_3, мм	$\frac{\Delta h}{h}$, %	h_4, мм	$\frac{\Delta h}{h}$, %
1	79	74	-6	82	+4	160	+103	82	+4
2	91	81	-11	132	+45	200	+120	98	+8
3	147	108	-27	184	+25	200	+36	200	+36
4	160	158	+1	200	+25	200	+25	200	+25
5	195	208	+7	200	+3	200	+3	200	+3

Примечание. $\Delta h = h - h_{exp}$.

задач динамического деформирования высокоградиентного проводящего термически разупрочняющегося стержня при известном законе изменения во времени протекающего по нему полного тока [4].

ВЫВОДЫ

Проведенные исследования показали, что действие электрического тока приводит к существенному изменению структуры КС, уменьшению естественного времени разрушения КС и уменьшению глубины проникания КС в преграды. Эти изменения вызваны развитием магнитогидродинамической неустойчивости перетяжечного типа, которая ускоряет разрыв струи на отдельные элементы, и объемным разрушением этих элементов после их выхода из электродной системы. Показано, что модель, которая одновременно учитывает и развитие МГД-не-устойчивости, и объемное разрушение материалов КС, даст наилучшее совпадение вычисленных глубин проникания КС в стальные преграды с экспериментальными данными. Предложена простая физическая модель развития токовой неустойчивости и уменьшения глубины проникания КС в преграды.

Введены понятия и получены аналитические выражения для критической плотности тока и идеальной формы токового импульса, необходимого для разрушения КС.

Показано, что расчет глубин проникания КС в преграды по предложенной модели дает приемлемую точность при сравнении как с экспериментальными данными, так и с численными значениями, полученными при использовании квазидвумерных нестационарных МГД и объемного разрушения моделей для описания динамической деформации проводящего высокоградиентного термически разупрочненного стержня с временной зависимостью тока, протекающего по КС.

Проведенные исследования показали, что использование магнитных полей в экспериментах с КС открывает новые возможности для управления кумулятивным эффектом взрыва и может представлять интерес как с практической точки зрения (уменьшение глубины проникания), так и с методической точки зрения при изучении поведения материалов и физических характеристик кумулятивных струй.

Проведенные эксперименты показывают, что, управляя формой и амплитудой токового импульса, возможно добиться эффективного разрушения КС и уменьшения глубины проникания КС в преграды в несколько раз при весьма умеренных величинах тока и энергии в источнике.

Выполненные исследования показали, что предложенный метод, использующий достижения импульсной энергетики, может успешно применяться для разрушения кумулятивных струй и защиты особо важных объектов от попыток их разрушения террористами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лаврентьев М.А. Основы теории кумулятивных зарядов и их бронебойного действия// Изв. Артиллерийской академии. 1948. Т. 56. С. 46-91.
2. Лаврентьев М.А. Кумулятивный заряд и принцип его работы // Успехи мат. наук. 1957. Т.12, вып.4. С. 41-56.
3. Birkhoff G., Mac. Dougall D., Pugh E. et al. Explosives with Lined Cavities // J. Appl. hys. 1948. № 19. P. 563—582.
4. Швецов Г.А., Матросов А.Д., Бабкин А.В. и др. Поведение металлических кумулятивных струй при пропускании по ним импульсного электрического тока // ПМТФ. 2000. Т.41, №3. С. 19–25.
5. Tayler R.J. Stability of twisted magnetic fields in a fluid of finite electrical conductivity. Rev. Mod. Phys. 1960. Vol.32, № 4. P. 907- 913.
6. Бреус С.Н. Об устойчивости жидкого цилиндра с током при конечной проводимости // Журн. техн. физики. 1960. Т.30, № 9. С. 1030–1034.
7. Murty G.S. Instability of conducting fluid cylinder due to Axial current // Ark. F. Fys. 1960. Vol. 18. № 14. P. 41–250.
8. Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П. Магнитогидродинамические неустойчивости жидких и твердых проводников. Разрушение проводников электрическим током // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1975. Т.12. С. 2007–2022.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОСПЛАМЕНИТЕЛЬНОГО ПЕРИОДА ДЛЯ УДЛИНЕННЫХ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ

Абрамочкин В.Н., Хоменко Ю.П., Широков В.М.

НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете
634050, Томск, пр. Ленина, 36,
тел./факс (3822) 52-96-48; E-mail: khomjp@niipmm.tsu.ru

На основании экспериментальных работ было установлено, что на неравномерность воспламенения порохового заряда больших размеров оказывают влияние масса и расположение воспламенителей, природа пороха, форма и размеры пороховых элементов, конструкция заряда. Эксперименты также показали существенное влияние накаленных частиц в газах воспламенителя в процессе воспламенения заряда.

Известно, что в качестве воспламенителя используется черный дымный порох. Особенностью таких порохов является их быстрое воспламенение, высокая температура горения при относительно невысокой калорийности, а также содержание в продуктах горения значительного количества твердых накаленных частиц. Причем конденсированная фаза составляет 50 - 60% от общей массы продуктов горения черного пороха. Наличие накаленных частиц приводит к возникновению значительных тепловых потоков к поверхности порохового заряда при их осаждении, которые соизмеримы с конвективными потоками тепла.

Обозначим газовую фазу индексом 1, твердую фазу (порох) – индексом 2, фазу, соответствующую частицам в продуктах горения воспламенителя, – индексом 3, параметры навески воспламенителя – индексом b. Фазы 1 и 3 будем считать гомогенной смесью в том смысле, что каждая фаза занимает весь объем смеси равноправно с другой компонентой. Учет присутствия твердых частиц в продуктах горения воспламенителя существен лишь в процессе воспламенения метательного заряда. Предварительные расчеты показали, что после полного воспламенения плотность третьей фазы мала по сравнению с плотностью пороховых газов и наличием частиц в продуктах горения можно пренебречь. Размер частиц был экспериментально определен и равен d_3 = 0,7 мкм. При таких размерах накаленных частиц линейный масштаб зоны тепловой и динамической релаксации составляет ≤ 0,01 м [1], что сравнимо с размером зерен порохового заряда и значительно меньше типичного размера ячеек разностных сеток, используемых при расчетах. Это позволяет использовать для описания движения первой и третьей фаз равновесную модель запыленного газа. Таким образом, вследствие малой инерционности накаленных частиц, можно предположить, что скорость и температура первой и третьей фаз одинаковы [2].

При общепринятых допущениях одномерное движение и горение порохового заряда описываются следующей системой газодинамических уравнений:
уравнение неразрывности

а) для фазы 1

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_1 ms + \frac{\partial}{\partial x}\rho_1 ums = G_2 e(t - t_з); \qquad (1)$$

б) для газообразных продуктов горения воспламенителя

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_b ms + \frac{\partial}{\partial x}\rho_b ums = \xi_з G_b; \qquad (2)$$

в) для фазы 3

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_3 ms + \frac{\partial}{\partial x}\rho_3 ums = (1-\xi_з)G_b - G_3 e(t_з - t); \qquad (3)$$

уравнение сохранения частиц пороха

$$\frac{\partial}{\partial t}cs + \frac{\partial}{\partial x}cws = 0; \qquad (4)$$

уравнение движения несущей фазы

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho ums + \frac{\partial}{\partial x}\rho u^2 ms = -ms\frac{\partial p}{\partial x} - \tau_w - G_3 e(t_з - t)u + [G_2 + G_b]e(t - t_з)w; \qquad (5)$$

уравнение движения фазы 2

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_2(1-m)ws + \frac{\partial}{\partial x}\rho_2(1-m)w^2 s = -(1-m)\frac{\partial p}{\partial x} + \tau_w - [G_2 + G_b]e(t - t_з)w; \qquad (6)$$

уравнение энергии

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho\varepsilon ms + \frac{\partial}{\partial x}\rho\varepsilon ums = -p\frac{\partial}{\partial x}[ums + w(1-m)s] + (u-w)\tau_w + [Q_b + \frac{(u-w)^2}{2}]G_b e(t - t_з) + [Q_2 + \frac{(u-w)^2}{2}]G_2 e(t - t_з) - q_T e(t_3 - t); \qquad (7)$$

уравнение состояния несущей фазы

$$p(\frac{1}{\rho} - \alpha_{ср}) = R_{ср}T_1; \qquad (8)$$

уравнение газообразования воспламенителя и основного заряда

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + w\frac{\partial\psi}{\partial x} = \frac{S_0}{\lambda_0}\sigma(\psi)Ap^{\nu}e(t - t_з); \qquad (9)$$

где $m = 1 - \lambda_0 c(1-\psi)$ – объемное содержание газовой фазы; $\rho = \rho_1 + \rho_3 + \rho_b$ – плотность несущей фазы; $\varepsilon = (\frac{\rho_1}{\rho}c_{v1} + \frac{\rho_3}{\rho}c_3 + \frac{\rho_b}{\rho}c_{vb})T_1$ – удельная внутренняя энергия несущей фазы; c_{v1}, c_{vb} – удельная

теплоемкость газообразных продуктов горения основного заряда и воспламенителя; c_3 – теплоемкость частиц в продуктах горения воспламенителя; G_3 – массовая скорость осаждения частиц на поверхность пороха; $q_T = \alpha_T (T_1 - T_s)$ – тепловой поток на невоспламенившуюся поверхность; α_T – коэффициент теплоотдачи; $Q_b = \frac{f_b}{\gamma_b - 1} + c_1 T_b (1 - \xi_*)$ – теплотворная способность воспламенителя; T_b – температура горения воспламенителя; A, ν – коэффициенты в законе скорости горения; σ – относительная поверхность горения; τ_w – сила трения между фазами; $t_s = t_s(x,t)$ – время зажигания данной точки поверхности порохового заряда; $e(t) = \begin{cases} 1, & t > t_s, \\ 0, & t \le t_s, \end{cases}$ – функция Хевисайда.

Правые части системы уравнений (1) – (9) терпят разрыв. Функции G_2, G_3, τ_w, q_T равны нулю вне места расположения порохового заряда. Функция G_b отлична от нуля только в районе расположения воспламенителей. Для воспламенителя относительная поверхность горения $\sigma(\psi)$ определена на основе манометрических испытаний и задается в виде полинома пятой степени.

Сформулируем начальные и граничные условия для системы уравнений (1) – (9)

1. $0 \le x \le L, \quad t = 0$:

$u = w = 0, p = p_H, \rho_1 = \rho_{1H}, \rho_b = \rho_{bH},$

$\rho_3 = 0, c = c_H, \psi = 0;$

2. $x = 0, t \ge 0$: $u = w = 0;$

3. $x = x_n, t \ge 0$: $u = u_n, w = u_n,$

$$q \frac{du_n}{dt} = \begin{cases} sp, & p \ge p_\phi, \\ 0, & p < p_\phi, \end{cases}$$

где L – длина камеры, $p_H, \rho_{1H}, \rho_{bH}, c_H$ – начальные значения параметров; p_ϕ – давление, при котором начинается движение поршня; q – масса поршня; u_n – скорость поршня.

Для определения времени зажигания $t_s(x,t)$ как функции времени и координаты необходимо к системе уравнений (1) – (9) присоединить уравнение зажигания. Предполагается [3], что зажигание и распространение пламени по поверхности заряда определяются процессами, протекающими в конденсированной фазе.

В данной работе рассматривается воспламенение толстосводного заряда, состоящего из двух пучков трубок. Заряд помещен в камеру переменного сечения. На правой границе камеры расположен поршень, который при достижении на его дно заданного давления начинает движение. Так как заряд имеет достаточно большую длину, воспламенитель из дымного пороха состоит из двух или более (до пяти) навесок. Основная навеска воспламенителя находится на дне камеры. Вторая навеска воспламенителя расположена между пучками трубок. Если навесок более двух, остальные навески размещаются по длине верхнего полузаряда. При этом независимо от количества навесок общая масса воспламенителя остается неизменной.

Считается, что процесс прогрева и воспламенения начинается с зажигания нижней навески воспламенителя мгновенно по всей поверхности ее зерен. Время зажигания дополнительных навесок воспламенителя рассчитывается при теплофизических параметрах и температуре воспламенения отличных от параметров основного заряда. Вычисления заканчиваются в момент полного воспламенения заряда.

Расчеты показали, что период распространения пламени по поверхности заряда существенно зависит от количества навесок воспламенителя. Так, в случае пяти навесок этот период составляет 4,55 мс, тогда как с двумя воспламенителями (при той же массе нижнего воспламенителя) он почти в два раза корче и составляет 2,54 мс. Поэтому среднее давление в камере к моменту полного воспламенения с пятью воспламенителями больше, чем для схемы воспламенения с двумя воспламенителями и составляет $p_{ср}$ = 21,7 МПа. Для двух воспламенителей $p_{ср}$ = 16,7 МПа.

Ниже на рис. 1 представлены результаты расчета времени зажигания от продольной координаты для схемы воспламенения с двумя навесками. Вертикальной четой на рисунке обозначено положение дополнительного воспламенителя.

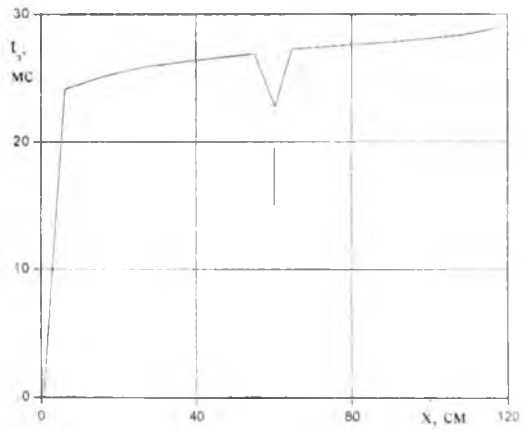


Рис. 1

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 04-03-33121) и программы «Университеты России» (код проекта УР.04.01.044).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жолобов В.В., Жолобова Л.Г. О некоторых течениях газовзвеси, порождаемых движущемся поршнем// Аэрогазодинамика быстропротекающих процессов. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1979. С. 19 – 26.
2. Сарнер С. Химия ракетных топлив. М.: Мир, 1969. 488 с.
3. Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1984. 189 с.

ОТРАБОТКА СТРУЙНОЙ ТЕХНОЛОГИИ НАПЫЛЕНИЯ ТУГОПЛАВКИХ ПОКРЫТИЙ

Амелин И.И., Литвинов В.Л.
Томский государственный университет
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529-656
E-mail: leva@niipmm.tsu.ru

В настоящее время во многих областях техники и технологии возникает необходимость в материалах или деталях, поверхности которых должны обладать целым рядом характерных физико-химических свойств. Одним из способов, который позволяет успешно решить эту задачу, является напыление тонкого слоя соответствующего материала на ответственные, испытывающие комплекс экстремальных физико-химических воздействий, поверхности деталей или изделий.

Одним из распространенных современных методов решения данной задачи является метод плазменного напыления материала, в основе которого лежит принцип переноса расплавленных частиц напыляемого материала потоком низкотемпературной плазмы [1].

В современной технике для осуществления плазменного напыления [2] используют плазмотроны. Основной источник плазмы в этих приборах – электрическая дуга. Для реализации процесса ее возникновения и работы необходимо большое количество электроэнергии, значительная часть которой неизбежно уходит во всевозможные потери. Это обстоятельство приводит к дороговизне процесса эксплуатации плазмотронов. Кроме этого недостатка можно еще отметить значительную сложность технологии введения металлических порошков в сформированную внутри плазмотрона струю низкотемпературной плазмы, а также проблему создания эффективной системы охлаждения стенок, направляющих этот поток.

В качестве альтернативы этому методу предлагается использовать газовую струю за срезом сопла твердотопливного газогенератора (ТТГ), содержащую продукты сгорания твердого топлива с высоким содержанием окиси алюминия Al_2O_3.

Основа экспериментальной установки, на которой проводились опыты, – модельная камера с истечением, или модификация ТТГ (рис. 1). Это устройство представляет собой малогабаритный газогенератор. В качестве заряда используется бронированный по торцам заряд смесевого топлива размером (36/10 – 50) мм. Сопло камеры в первом опыте было подобрано для звукового режима истечения продуктов сгорания, а в остальных – для сверхзвукового (M=2.92). В целях предотвращения разрыва камеры из-за аварийного "забивания" сопла зарядом внутри нее установлен предохранительный клапан, изготовленный из медной мембраны, рассчитанный на давление прорыва 10 МПа по методике [3].

Регистрация p и $T_п$ (температура опытных образцов) осуществлялась с помощью потенциометра (ПП-63), датчика давления (ЛХ-412), тензостанции (ЛХ-7000), осциллографа (Н-117), хромель-копелевой термопары.

За соплом на стальной арматуре были жестко закреплены две пластины (алюминий и сталь-45) с минимальным зазором, совмещенным с центром симметрии сопла модельной камеры. Размеры пластин во всех опытах были неизменны: пластина Al – 80x80x8 мм, стальная пластина – 80x80x10 мм.

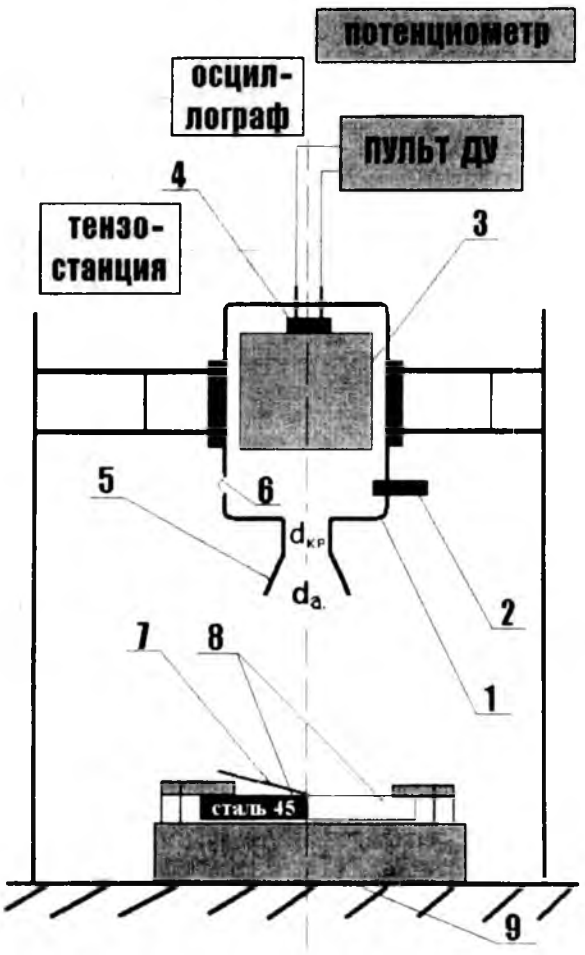


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – корпус, 2 – датчик давления; 3 – твердотопливный заряд; 4 – воспламенитель; 5 – сопло; 6 – предохранительный клапан; 7 – термопара; 8 – опытные образцы; 9 – нагревательный элемент

Для успешного проведения экспериментов необходимы предварительные расчеты

определяющих параметров, влияющих на качество напыляемого покрытия, степень его внедрения в основу. Такими величинами для нашей установки являются: скорость газовой струи продуктов сгорания, расстояние между внешним срезом сопла и поверхностью опытных образцов, массовая доля и температура напыляемого вещества.

После предварительного тестирования-тарировки приборов: осциллографа, датчика давления и термопары - был проведен расчет диаметра критического сечения сопла ($d_{кр}$, табл. 1) по формуле Бори [4]. Расчет проводился для давления 4 МПа, которое бралось как среднее арифметическое на стационарном участке работы, максимально достижимое в ходе экспериментов.

Рабочие параметры газогенератора приведены в табл. 1 (L — расстояние между опытными образцами и срезом сопла, $T_п$ — температура опытных образцов). Массовая доля алюминия в топливе во всех опытах составляла 26 %.

Таблица 1

№ опыта	$d_{кр}$, мм	$d_а$, мм	L, мм	$T_п$, °С	Воспламенитель, г
1	5.2	5.2	230	10	5
2	5.2	15.2	150	10	5.5
3	5.2	15.2	250	10	8.4
4	5.2	15.2	250	500	8.4
5	5.2	15.2	300	150	8.4

Таблица 2

№ опыта	$p_в$, МПа	p_0, МПа	$t_р$, с	t_i, с	u, мм/с	Примечания
1	6.15	3.6	1.5	0.82	5.42	-
2	2.65	2.88	1.94	0.55	5	-
3	2.0	2.3	0.42	0	-	Недостаточная обтюрация камеры
4	5.9	2.1	1.35	0	4.13	-
5	5.8	1.6	1.38	1.7	3.62	-

Значения измеряемых величин в ходе экспериментов приведены в табл. 2 ($p_в$, — давление от воспламенителя; $t_р$, t_i — время работы и индукции, p_0 — среднее давление в камере на стационарном участке горения заряда; u – средняя скорость горения заряда).

Таблица 3

№ опыта	$p_а$, МПа	$T_а$, К	$V_а$, м/с	$C_{ок}$, кг/м^3
1	2.078	3797	584	11.620
2	0.591	2805	1461	4.252
3	0.472	2805	1461	3.456
4	0.431	2805	1461	3.101
5	0.328	2805	1461	2.106

Значения параметров на срезе сопла, рассчитанных по методике [5], приведены в табл. 3 ($p_а$, $T_а$, $V_а$ — давление, температура и скорость газовой струи на срезе сопла, $C_{ок}$ — концентрация Al_2O_3 в газовой струе).

В опыте 1, из-за наличия в камере медной диафрагмы, произошло ее частичное плавление с последующим выносом меди в жидкой фазе газовым потоком из камеры и ее напылением на опытный образец.

По завершении второго опыта на пластинах образовалась сфероидальная зона выгорания, глубина которой на алюминиевой пластине была даже больше толщины данного опытного образца, а на другом достигала 6 мм

Во время третьего опыта было получено напыление Al_2O_3 на небольшой участок пластин, расположенный рядом с геометрическим центром струи.

После проведения опыта 4 наблюдалось плавление большей части поверхности алюминиевой пластины вследствие ее значительного первоначального разогрева и сносом вещества с поверхности сверхзвуковым высокотемпературным газовым потоком. На образце из стали 45 образовалось небольшое углубление глубиной ~ 1 мм и диаметром ~ 3 мм.

При проведении последнего опыта наблюдались признаки напыления на площади ~1.5 см^2, образовавшиеся на алюминиевой пластине рядом с геометрическим центром струи на стыке опытных образцов.

По завершении данной серии опытов были получены признаки напыления Al_2O_3 на алюминиевый образец. Для достижения большей эффективности и качества напыления необходимо дать количественную оценку параметров установки (L, $T_п$, $d_{кр}/d_{кр}$, $V_а$), при которых бы происходило качественное напыление заданного материала, что возможно при теоретико-экспериментальном подходе к нахождению рабочего критерия, включающего эти параметры и отражающего жидкофазное взаимодействие основы с напыляемым компонентом.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проект 02-01-01246) и Минобразования РФ (проект Е 02-12.3-108).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кудинов В.В., Пекшев П.Ю., Белащенко В.Е. и др. Нанесение покрытий плазмой. М.: Наука, 1990. 408 с.
2. Коротеев А.С. Электродуговые плазмотроны. М.: Машиностроение, 1980. 174 с.
3. Водяник В.И. Взрывозащита технологического оборудования. М.: Машиностроение, 1980. 128 с.
4. Соркин Р.Е. Газотермодинамика ракетных двигателей на твердом топливе. М.: Наука, 1967. 368с.
5. Иров Ю.Д., Кейль И.В. и др. Газодинамические функции. М.: Маши

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ АКТИВИРОВАННОГО БЕРЕЗОВОГО УГЛЯ ПРИ ФИКСИРОВАННОМ РАСХОДЕ ФИЛЬТРУЮЩЕГОСЯ ОКИСЛИТЕЛЯ

Амелин И.И., Самойленко Н.Г.*, Алексеев А.П.*

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529-656;
E-mail: ded@icp.ac.ru
*ИПХФ РАН
г. Черноголовка

Фильтрационный режим горения гетерогенных систем интересен и важен как с научной, так и практической точек зрения. Это подземная газификация угля, внутрипластовое горение с целью извлечения остаточной нефти, обжиг и агломерация руд, доменное производство стали, прямое восстановления железа из обогащенных руд. Закономерности и результаты экспериментальных и теоретических исследований находят применение в таких технологиях, как самораспространяющийся высокотемпературный синтез, термическая переработка низкокалорийных углеродсодержащих материалов с целью утилизации промышленных и бытовых отходов, прогнозирование самовоспламенения больших масс гетерогенных органических материалов и т.п [1,2].

При рассмотрении фильтрационного горения трудно обойти вниманием такое явление, как сверхадиабатика или рекуперация тепла. Наиболее исчерпывающей работой по данному вопросу является докторская диссертация Алдушина А.П. [3]. Статья Манелиса Г.Б. [4], разъясняет физику явления, историю его открытия и прикладное значение в технике.

Современные исследования в области фильтрационного горения гетерогенных систем [1,2] зачастую опираются на вышеперечисленные работы. Основная задача, которую они решают, — определение влияния внешних управляющих параметров (расход окислителя, концентрация горючего, его дисперсность и пр.) на режим распространения волны горения, ее структуры [1-4], а также расчет основных параметров волны горения (температура, скорость). Настоящая работа продолжает данное направление в связи с тем, что в качестве горючего используется углеродсодержашее вещество – активированный березовый уголь, а основным определяемым параметром является температура как по всему реактору, так и непосредственно во фронте горения при вынужденной фильтрации окислителя.

В процессе проведения экспериментов по нахождению критических условий воспламенения активированного березового угля (БАУ-А, ГОСТ 6217-74) в условиях вынужденной фильтрации окислителя (атмосферный воздух) использовался реактор трубчатого типа с теплоизолированными стенками (рис. 1,2). Подача фильтрующего реагента осуществлялась из атмосферы или из баллона со сжатым сухим воздухом через систему регулировочных вентилей.

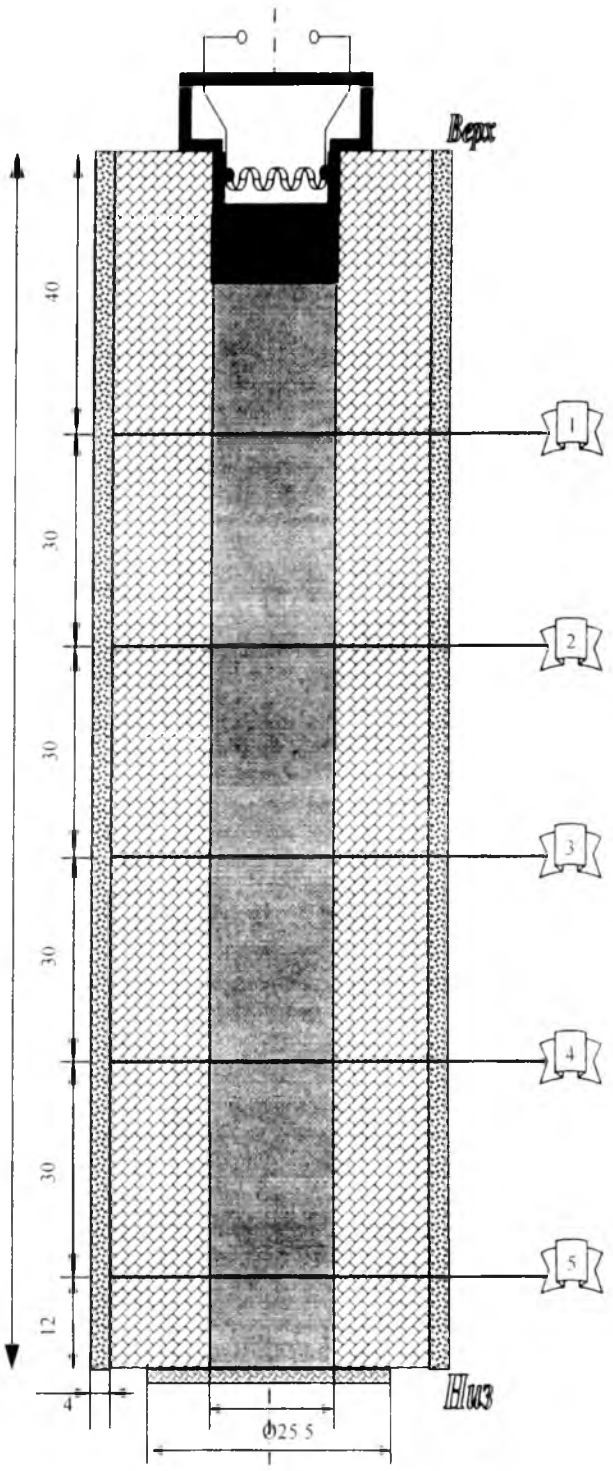


Рис.1 Общая схема трубчатого реактора (фронтальный разрез, размеры даны в мм): 1—5 – термопары

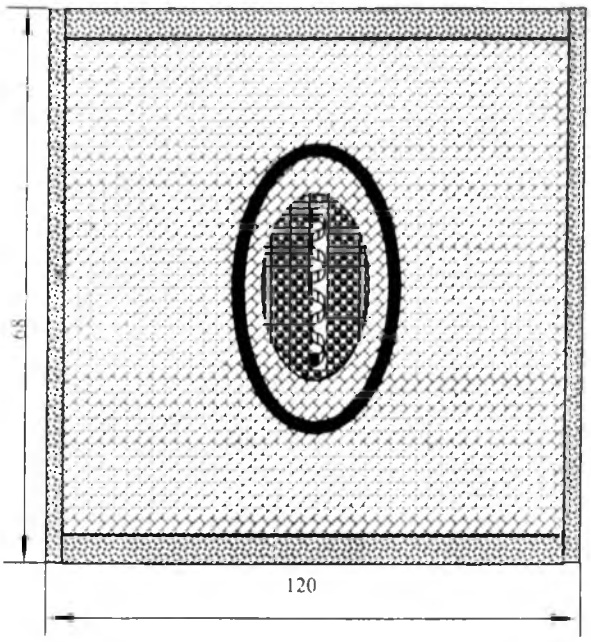


Рис. 2. Вид реактора сверху (размеры даны в мм)

Для герметичности на входе в реактор стоят специальная шайба с направляющей входящего потока, а также головка с нагревательной спиралью. За ней, на входе в реактор, расположен слой инертного материала, в который помещена входная термопара. Расход газа определялся косвенным методом – U-образным масляным манометром, прокалиброванным затем расходомером (газосчетчик барабанный ГСБ-400), с тем, чтобы получить удобную размерность ($м^3/м^2$ ч~м/ч) и, перейдя к удельным величинам, получить однозначные результаты.

Регистрация температуры производилась хромель-алюмелевыми термопарами. Для перевода показаний напряжения на термопарах использовались данные по их калибровке, представленные в виде линейных зависимостей от показаний, отображаемых на дисплее ЭВМ в виде числовых значений.

Для того чтобы определить критические значения параметров, при которых происходит зажигание исследуемой шихты активированного березового угля, необходимо, зафиксировав один из управляющих внешних параметров, последовательно, от опыта к опыту, менять другой. При проведении экспериментов неизменным оставляли удельный расход, а меняли температуру входящего газа, которая регулировалась посредством изменения напряжения накала нагревательной спирали. Для удобства наблюдения за процессом горения шихты подачу окислителя осуществляли против направления действия силы тяжести.

В ходе экспериментов значение удельного расхода фиксировалось на уровне 443,3 м/ч. Накал спирали менялся ступенчато с шагом 0.5В, что соответствует температурному шагу ~ 7 °С. Запись показаний с каждой термопары аналого-цифровой преобразователь проводил один раз в 55 секунд.

При проведении экспериментов самым важным показателем являлась температура шихты вблизи инертного материала (так как воспламенение в данном случае происходит вблизи нагретой поверхности – слоя инертного материала). Наиболее близко к ней расположена первая термопара (№1, рис. 1) – поэтому температура, фиксируемая в этом месте, с большой степенью точности равна критической.

При сравнении начальных температур во время серии опытов зависимость температуры на входной термопаре (T) от времени, прошедшего с момента начала проведения эксперимента (t), получилась следующей (U - напряжение накала спирали):

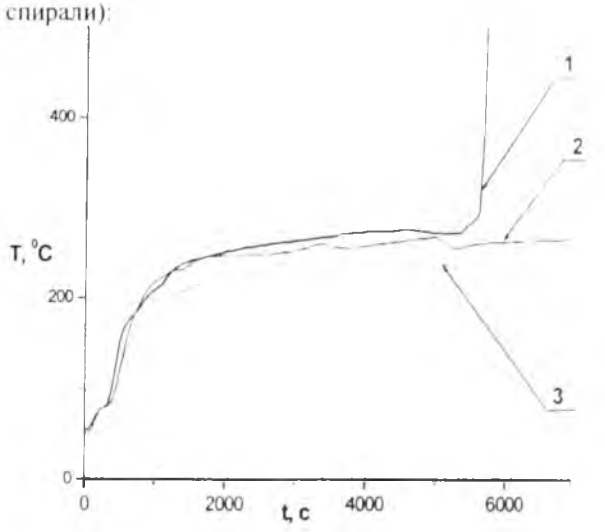


Рис. 3 Сравнительная динамика поведения температур на первой термопаре во время экспериментов

Таким образом, исходя из анализа полученных экспериментальных данных, можно сделать вывод о том, что зажигание активированного березового угля при расходе фильтрующегося атмосферного воздуха 443,3 м/ч и его температуре 410 °С происходит при 274 °С (см. рис. 3, кривая 1). Абсолютная погрешность полученного результата не превышает 5 °С.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проект 02-01-01246) и Минобразования РФ (проект Е 02-12.3-108).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рафеев В.А., Самойленко Н.Г. и др. Самовоспламенение угля в фильтрационном режиме// Химическая физика, 2001, Т.20, №7, С. 26-29.

2. Рубцов Ю.И., Казаков А.И. и др. Кинетика тепловыделения при окислении угля при различных скоростях поступления окислителя в образец //Химическая физика.- 2001, Т.20, №12, С. 53-60.

3. Алдушин А.П. Теория фильтрационного горения. Автореф. физ.- мат. наук. Черноголовка, 1982 С. 36.

4. Манелис Г.Б. Сверхадиабатика //Природа - 1996, №3-4. С. 43-51.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ ЩЕЛЕВЫХ ВЫРЕЗОВ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Анисимов И.П., Порубов Е.Е., Степанов В.П., Штукмастер Б.Я., Попов В.П.

ФГУП ФНПЦ «Алтай»,

659322, Алтайский край, г. Бийск, ул. Социалистическая, 1,

тел. (3854) 22-21-07, 30-48-93, факс (3854) 31-13-09

Internet: www.frpc.risp.ru E-mail: post@frpc.secna.ru

Активное использование в конструкциях твердотопливных элементов (ТЭ) энергетических установок (ЭУ) продольных щелевых вырезов (рис. 1) предопределило интерес к разработке теоретических и экспериментальных методов исследования их поведения под нагрузкой.

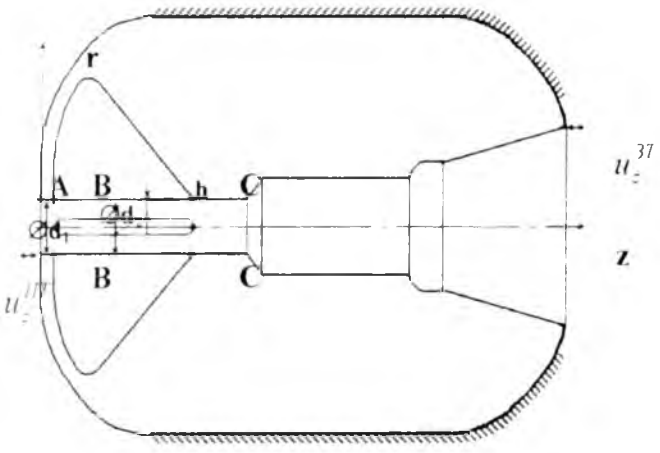


Рис. 1. Типовая схема ТЭ ЭУ с продольными вырезами (Минитмен-3[1])

Основная сложность теоретического решения этой задачи связана с пространственной конфигурацией щелевой области. В отечественной практике до настоящего времени для оценки максимальных напряжений в щелевых зонах используются приближенные подходы, базирующиеся на осесимметричных задачах термоупругости (ТУ), в решения которых вводятся коэффициенты концентрации. Вопросы формоизменения щелевых зон остаются малоизученными.

Появившиеся в последние годы в России и за рубежом программные продукты анализа различных конструкций методом конечных элементов (МКЭ) [2] позволяют проводить оценку механического поведения трехмерных ТЭ с щелевыми вырезами. Реализованные нами численные исследования закономерностей деформирования ТЭ с продольными щелями замкнутого типа указывают на целый ряд особенностей их поведения, не прогнозируемых при использовании плоских (осесимметричных) решений ТУ. Наиболее существенные различия этих решений связаны с влиянием локальных щелевых вырезов на изменение жесткостных характеристик ТЭ и эффектами неоднородности нагружения и деформирования щелевой зоны [3,4]. Это приводит к необходимости введения более жестких ограничений на допустимый уровень и неоднородность поверхностных нагрузок в щелевой области, необходимости корректировки традиционных схем скрепления ТЭ с корпусом ЭУ. Замкнутая конфигурация щелей смещает опасную (по параметрам прочности) зону в основание щелевого выреза (область B, C, рис. 1). По сравнению с бещелевыми конструкциями качественно и количественно изменяются параметры формоизменения ТЭ в зоне щелевого торца.

С целью проверки достоверности результатов проведенных теоретических исследований реализован специальный комплекс экспериментов, результаты которого являются предметом настоящего обсуждения. Объектом экспериментального исследования явился ТЭ с цилиндрическим каналом и щелевыми вырезами замкнутого типа (см. рис. 1) в зоне раскрепленного переднего торца. По наружной цилиндрической поверхности ТЭ скреплен с корпусом ЭУ. Задний торец скреплен с днищем корпуса частично. Прилежащая к каналу часть заднего торца раскреплена. Исследуемая конструкция подвергалась воздействию температурной нагрузки, осевых массовых сил и внутрикамерного давления.

В процессе эксперимента измерялось изменение заманжетного зазора (продольное перемещение $u_z^{ПТ}$, $u_z^{ЗТ}$ ТЭ) в зоне раскрепленного щелевого (ПТ) и заднего (ЗТ) торцов, радиальные и осевые перемещения канала в зоне сечений d_1 и d_2 щелевого торца, регистрировались изменения ширины щели (Δh) в зоне ее основания. Разрешающая способность использованных датчиков перемещений составляет $\delta \approx 0{,}1$ мм.

Действие температурной нагрузки

Оснащенная средствами измерения ЭУ в горизонтальном положении термостатировалась выше равновесной температуры на $\Delta T = 6$ °С. Наличие скрепления ТЭ с корпусом по цилиндрической части и заднему торцу в сочетании с заданным уровнем начальной температуры изделия ($T_o = T_p$) предопределяло особенности деформирования щелевой зоны. Вследствие ограничения перемещений переднего торца (контакт с днищем при ($T_o = T_p$)) в щелевой зоне реализуются условия неравномерного сжатия. Экспериментально установлено, что диаметр канала в средней части щелей (d_2) и ширина щелей в основании h уменьшаются ($\Delta h < 0$, $u_r^{d_2} < 0$). Численный анализ методом КЭ (при ограничении перемещений по торцам) показал не только качест-

венную, но и количественную сходимость с экспериментом (табл. 1).

Таблица 1

Перемещения щелевой зоны ТЭ при действии ΔT, мм

Источник информации		ГУ(u_n)	$u_r^{d_2}$	$u_z^{d_2}$	Δh
Эксперимент		1,0÷1,1	-1.1	-	-1.2
Расчет	трехмер.	1.0	-1.2	2.3	-1.2
	осесим.		-1.5	1.9	-

Действие продольных массовых сил

Скрепленный с корпусом топливный элемент в горизонтальном положении оснащался средствами измерений перемещений щелевой зоны в соответствии с вышеуказанной схемой.

Затем ЭУ кантовалась в вертикальное положение и осуществлялась регистрация реализованных осевых и радиальных перемещений всех датчиков в течение двух месяцев. Первое измерение проведено через 15 мин после кантования изделия в вертикальное положение. Наибольший интерес представляла экспериментальная информация об изменении переднего $u_z^э$ и заднего $u_z^э$ заманжетного зазора. Анализ результатов испытаний показывает, что в зоне заднего торца исходный заманжетный зазор полностью выбирается (торец ТЭ «садится» на днище) в течение первых нескольких часов после кантования ЭУ в вертикальное положение. Используя этот результат в качестве граничного условия, провели численный расчет осевых и радиальных перемещений переднего торца ТЭ в пространственной постановке (рис. 2). Хорошая сходимость расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о достоверности реализованного расчетного метода. Осесимметричная (без щелей) расчетная схема дает значительное рассогласование с экспериментом.

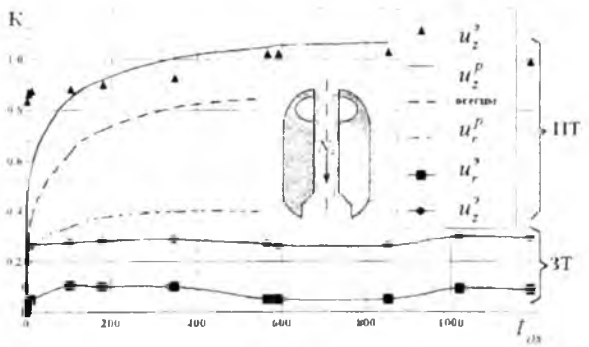


Рис. 2. Нормированные параметром $u_z^э$ ($t_{дх}$=1200 с) ПТ экспериментальные (э) и расчетные (р) радиальные и осевые перемещения Ku торцев исследуемого ТЭ при действии продольных массовых сил (N_z=1)

Смещение переднего торца ТЭ вниз при кантовании должно сопровождаться уменьшением диаметра канала и ширины щелей. Реализованная методология расчета отражает эту особенность формоизменения щелевой области. Уменьшение ширины щели составляет 3 % от исходного размера. Осесимметричное решение принципиально не позволяет получить эту важную для работы ЭУ информацию.

Действие однородного внутреннего давления

Эффективность трехмерных решений задач ТУ наиболее характерно проявляется при действии неоднородного внутрикамерного давления по свободной поверхности ТЭ, формирующейся в начальный период работы ЭУ. Практическая реализация подобного модельного эксперимента связана с большими техническими трудностями. В случае однородного давления наличие щелевых вырезов влияет прежде всего на формоизменение прилежащей щелевой области и обусловлено снижением ее жесткостных характеристик. В проведенном эксперименте исследуемая щелевая конструкция нагружалась однородным внутренним давлением равным 4,0 МПа.

Таблица 2

Перемещения щелевой зоны ТЭ при действии давления (P = 4,0 МПа), мм

Источник информации		$u_r^{d_1}$	$u_z^{d_1}$	$u_r^{вщ}$	$u_z^{вщ}$
Эксперимент		-3,5	12,2	-1,3	-
Расчет	трехмер.	-3,9	12,1	-1,9	3,1
	осесим.	-2,6	11,0	-	-

Анализ полученных результатов (таб. 2) указывает на хорошую сходимость с экспериментом расчетных данных, базирующихся на трехмерных решениях.

Вывод

Реализованное решение пространственных задач термоупругости позволяет получать согласующуюся с экспериментом информацию по параметрам деформирования и формоизменения в щелевых зонах ТЭ энергетических установок исследованного типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. РДТТ третьей ступени МБР «Минитмен III » // Ракетная и космическая техника, экспресс-информация. 1975. № 14-15.

2. Шимкович Д. Г. Расчет конструкций в MSC NASTRAN for Windows. М.: ДМК Пресс, 2001.

3. Анисимов И.И., Порубов Е.Е. Численное исследование напряженного состояния сложных щелевых областей ТЭ ЭУ // Международная научная конференция «Фундаментальные и прикладные вопросы механики». Хабаровск, 2003.

4. Анисимов И.И., Порубов Е.Е. Напряженное состояние в зоне продольных вырезов топливных элементов энергетических установок. // Проблемные вопросы методологии утилизации ТЭУ. Проектирование, отработка и испытание ТЭУ. Бийск, 2004.

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОАЛЮМИНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ТОПЛИВНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

Архипов В.А., Бирюков Ю.А., Кузнецов В.Т., Савельева Л.А.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина,36,
тел. (3822) 529564, факс (3822)529347
E-mail: niipmm@mail.tomsk.ru

Использование ультрадисперсных порошков металлического горючего в высокоэнергетических композициях позволяет получать новые эффекты при их зажигании и горении [1,2]. Так, например, замена традиционных фракций порошков алюминия на ультрадисперсный может повысить скорость горения композиции более чем на 100 % [2], а показатель степени в законе скорости горения от давления с уровня 0,5 до 0--0,3 в зависимости от удельной поверхности порошка. Состояние современной порошковой технологии позволяет получать ультрадисперсные металлические порошки путем испарения металла в вакууме, электрическим взрывом проводника (ЭВП), плазменной переконденсацией (ПлП), а также путем дробления крупных частиц в струе холодного газа, т.е. пневмоциркуляционным методом (ПЦМ). Физико-химические свойства ультрадисперсного порошка алюминия существенно зависят от метода и технологии получения металлических частиц. Их влияние на баллистические характеристики высокоэнергети-ческих композиций представляет повышенный научный и практический интерес.

В настоящей работе проведено сравнение параметров зажигания и горения в атмосферных условиях модельных смесевых составов на основе перхлората аммония и горюче-связующего с содержанием до 20 вес% порошка алюминия, полученного по различной технологии. Характеристики применяемых порошков алюминия приведены в табл. 1. Данные по удельной поверхности порошка получены методом БЭТ (низкотемпературной адсорбции азота). Температуру начала интенсивного окисления на воздухе и степень окисления порошков определяли по данным термического анализа в условиях линейного нагрева со скоростью 5 градусов в минуту в диапазоне температуры (20 – 1000) °С. Масса исследуемой навески составляла $(2 - 10)10^5$ кг. Если активность порошка определять по температуре начала интенсивного окисления алюминия, то активность исследуемых партий порошка снижается по следующему ряду: ЭВП, ПлП, ПАП-1, ПЦМ, АСД-4. Степень окисления различных партий порошка алюминия зависит от температуры. В диапазоне (500 – 700) °С она существенно выше у алюминия марки ЭВП и ПлП. Однако в диапазоне (900–1000) °С степень окисления порошка алюминия, полученного пневмоциркуляционным методом, резко возрастает (до 90%) и значительно превосходит значения, полученные для других партий алюминия. Аналогичным образом изменяется скорость окисления алюминия. Значение скорости зависит от температуры и типа порошка. В скобках указан диапазон температуры, в котором наблюдалась максимальная скорость окисления.

Топливные композиции изготавливали методом механического перемешивания исходных компонентов с последующим проходным или глухим прессованием образцов заданных размеров. Использовали перхлорат аммония бидисперсной фракции 60/40, где 60% частиц размером (160 - 315) мкм и 40 % частиц меньше 50 мкм, а также монодисперсный перхлорат аммония. В качестве горюче-связующего применяли бутилкаучук марки БКЛ, полибутадиеновый каучук с концевыми гидроксильными группами марки R-20 LM (ПБКГГ), а также другие горючие вещества, отличающиеся термостойкостью и продуктами разложения. Для отверждения топливных масс и снижения отражательной способности поверхности образцов использовали технологические добавки (хиноловый эфир, сажа). Коэффициент избытка окислителя топливных композиций изменялся в пределах (0,4 - 0,5). Образцы зажигали путем прямого контакта с нагретым металлическим блоком или световым потоком излучения ксеноновой лампы. Момент зажигания определяли по появлению пламени. Для определения времени зажигания при заданной температуре блока или плотности светового потока проводили не менее пяти опытов в одинаковых условиях с последующим осреднением результатов. Отклонение результатов опытов от среднего значения не превышало 8%. Сжигание образцов проводили при атмосферном давлении, в среде воздуха и комнатной температуре. Линейную скорость горения определяли путем измерения времени, в течение которого фронт волны горения проходит через определенный участок образца. Цилиндрические образцы диаметром 0,01 м и высотой 0,03 м. бронировали по боковой поверхности клеем БФ. Для отдельных топливных композиций измеряли температуру поверхности горения с помощью вольфрам-рениевой термопары (диаметр спая 50 мкм).

Результаты измерения характеристик зажигания и горения топливных композиций, содержащих различные партии порошка алюминия, приведены в табл. 2. Видно, что воспламеняемость составов и скорость их горения зависят от способа изготовления порошка и при прочих равных условиях снижаются по следующему ряду: ЭВП, ПлП, ПАП-1, ПЦМ, АСД-4. Состав, содержащий порошок алюминия ЭВП, имеет скорость горения , вдвое превышающую скорость горения состава с промышленным порошком АСД-4 или порошком алюминия, изготовленного пневмоциркуляционным про-

Таблица 1

Характеристики активности порошка алюминия

Тип порошка	Удельная поверхность, $м^2/г$	Температура начала интенсивного окисления, °С	Степень окисления, %, при температуре до 660 °С	Степень окисления, %, при температуре до 1000 °С	Максимальная скорость окисления, $W \cdot 10^9$ кг/с
АСД-4	0,38	790 ± 30	6	26	2,9 (960-1000)
Пудра ПАП-1	5,6	590 ± 10	18	43	2,6 (600-630)
УДП ЭВП	11,4	500 ± 20	40	72	9,0 (520-580)
УДП ПлП	11,2	510 ± 10	25	62	4,7 (810-890)
УДП ПНЦ	7,4	750 ± 30	8	90	7,0 (890-1000)

Таблица 2

Результаты зажигания и горения модельных составов в среде воздуха и атмосферном давлении

Тип горючесвязующего	Содержание и тип порошка алюминия	Время зажигания при температуре 680К, с.	Энергия зажигания при потоке1МВт/$м^2$, кДж/$м^2$	Скорость горения, $u*10^3$м/с	Температура поверхности горения, К
БК	10%, АСД-4	18,0 ± 1,0	122	1,2 ± 0,1	860 ± 40
БК	10%, ПАП-1	18,5 ± 1,5		1,1 ± 0,1	
БК	10%, ЭВП	13,2 ± 0,6	56	2,1 ± 0,2	890 ± 20
БК	10%, ПлП	13,0 ± 0,6		1,9 ± 0,2	
БК	10%, ПНЦ	19,5 ± 1,5		1,1 ± 0,1	
ПБКГГ	20%, АСД-4	1,8 ± 0,2	47	1,7 ± 0,1	
ПБКГГ	20%, ЭВП	1,2 ± 0,2	32	3,5 ± 0,2	

мышленным порошком АСД-4 или порошком алюминия, изготовленного пневмоциркуляционным методом (ПЦМ). Необходимо отметить, что в условиях нагрева образца горячим блоком существенное влияние на время зажигания оказывает дисперсность перхлората аммония. С увеличением дисперсности окислителя происходит снижение шероховатости поверхности образца, что приводит к повышению теплового контакта с нагретым блоком а, соответственно, это способствует увеличению теплоотдачи вглубь образца и росту времени задержки зажигания гетерогенной системы. Применение зерен окислителя крупной фракции, как правило, приводит к повышенному разбросу экспериментальных данных. Результаты по зажиганию и горению состава с субмикронным порошком алюминия ПНЦ практически не отличаются от результатов для состава с промышленным порошком АСД-4. Характер поведения скорости горения в зависимости от условий испытаний составов с различными партиями алюминия можно объяснить, если сопоставить температуру поверхности горения с температурой начала интенсивного окисления порошка алюминия (см. табл. 1 и 2).Если значения этих температур равны или отличаются незначительно, то наблюдаются снижение времени зажигания и рост скорости горения составов. С ростом давления температура поверхности горения повышается и не исключено, что при горении в манометрической бомбе она может быть порядка 800 °С и выше, т. е. сравнима с температурой начала интенсивного окисления порошка алюминия ПЦМ. Этим можно объяснить положительный эффект в случае применения данного порошка в условиях горения составов при повышенном давлении и его отсутствие при горении в атмосферных условиях. Таким образом, если температура поверхности горения топливной композиции сопоставима с температурой начала интенсивного окисления порошка алюминия или выше ее, то наблюдается корреляция между скоростью горения и степенью окисления используемого в данной композиции порошка алюминия. Следовательно, механизм влияния ультрадисперсного алюминия на процесс горения топливной композиции определяется возможностью интенсивного окисления алюминия на поверхности горения или в непосредственной близости от нее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Simonenko V.N., Zarko V.E. Comparative studying the combustion behavior of fine aluminum // Energetic Materials: Production, Processing and Characterization of the 30th International Annual Conference of ICT-Karlsruhe, Germany, 1999. P. 21-1-21-14.

2. Olivani A., Galfetti L., Seveini F. et al. Aluminum particle size influence on ignition and combustion of AP/HTPB/Al solid rocket propellants // Advances in Rocket Propellant Performance, Life and Disposal for Improved System Performance and Reduced Cost : Paper of AVT meeting. Aalborg, Denmark, 2002. P. 15-25.

ГАЗОГЕНЕРАТОР ГЕТЕРОГЕННОЙ СТРУИ С РЕГУЛИРУЕМОЙ СТРУКТУРОЙ

Архипов В.А., Ярулин Н.Н., Волков С.А.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529259, факс (3822) 529347

В настоящее время для выполнения целого ряда технических и технологических задач используются гетерогенные струи, структура которых определяется функциональным назначением и соответствующей конструкцией газогенерирующего устройства. В частности, гетерогенные струи применяются для перфорирования нефтяных пластов, резки твердых термостойких материалов, нанесения упрочняющих покрытий, тушения пожаров, охлаждения продуктов сгорания твердых ракетных топлив (ТРТ) и т.п. В зависимости от конкретного назначения устройства гетерогенная струя должна иметь строго контролируемые параметры как газовой, так и конденсированных фаз (главным образом, химический состав, концентрация, дисперсность и фазовое состояние частиц) образующейся струи.

В статье рассматривается газогенерирующее устройство, представляющее собой двухкамерный газогенератор ТРТ для создания гетерогенной струи с регулируемой структурой, осуществляющей термохимическое и динамическое воздействие на объект.

Конструкция газогенератора состоит из двух жестко скрепленных камер смешения и камеры сгорания. Последняя образует полость для размещения заряда твердого топлива, например торцевого горения. С целью жесткой фиксации в полости камеры блок (шашка) заряда упирается в донной части в уплотнитель, который наряду с ролью герметизирующего устройства выполняет функцию амортизатора. Сопловой блок содержит мембрану и расходный патрубок. Блок заряда в передней части (со стороны воспламеняющейся поверхности) фиксируется сгорающим амортизатором и диафрагмой, выполненной из термостойкого металла. Сопловой блок жестко соединен с камерой смешения, которая, в свою очередь, как указывалось выше, скреплена с корпусом камеры сгорания. Система перфорированных трубок-распылителей жестко скреплена с сопловым блоком. Экран-диафрагма фиксирует трубки-распылители путем поджима соплового блока и передней крышки.

Компоненты функционального материала, являющиеся одним из реагентов образующейся гетерогенной смеси, компонуются в сгораемую полужесткую цилиндрическую оболочку, расположенную на системе трубок. Воспламенение заряда осуществляется соответствующим штатным запально-воспламенительным устройством.

Работа газогенератора осуществляется следующим образом. После инициирования твердотопливного заряда продукты сгорания истекают через диафрагму в полость между камерами. Затем продукты сгорания перетекают в свободные полости перфорированных трубок с дальнейшим истечением через перфорацию непосредственно в полость камеры смешения. При этом происходит вскрытие оболочки функционального материала и его компоненты вступают во взаимодействие (механическое, термохимическое и т.п.) с турбулизованным потоком продуктов сгорания ТРТ. В полости камеры смешения образуется гетерогенная смесь с заданной концентрацией конденсированной фазы в виде псевдоожиженной (в случае механического смешения) смеси либо смеси с отличными от продуктов сгорания твердотопливного заряда физико-энергетическими характеристиками. Образовавшаяся смесь с заданными термогазодинамическими параметрами в виде гетерогенной струи через расходный патрубок истекает из полости газогенератора к потребителю. При этом поворот потока на 180°, реализуемый на входе в расходный патрубок, способствует более интенсивному смешению реагентов в полости камеры смешения, а сам поток в полости расходного сопла получает дополнительное количество тепла за счет разогрева последнего вследствие горения заряда. В результате этого наблюдается усиление эффекта и расширение возможностей саморегулирования скорости потока смеси в сопле в пределах критического значения в силу известного условия обращения воздействия [9].

Физико-математическая модель процессов горения, перетекания, турбулизации взаимодействующих компонентов и дальнейшего истечения гетерогенной струи из полости газогенератора может быть построена на базе уравнений внутренней баллистики РДТТ [8–12].

Рассмотрение внутрикамерного процесса в газосвязанных полостях газогенератора обнаруживает ряд характерных стадий или фаз развития процесса, основные из которых и являются предметом нашего дальнейшего обсуждения.

Первая фаза характеризуется воспламенением и началом горения заряда твердого топлива с последующим ростом давления продуктов горения в полости камеры сгорания до величины $p_{РАЗР}$, реализующей в заданный момент времени $\tau_{ОС}$ начало газовой связи между камерами сгорания и смешения через газоотводное устройство и перфорации. На этой стадии процесс описывается уравнениями нестационарного (волнового на начальной стадии) течения продуктов сгорания воспламенителя и заряда с учетом догорания в кислороде воздуха, прогрева и воспламенения шашки (блока) заряда, начального прогрева элементов конструкции камеры сгорания.

Вторая фаза определяется началом газовой связи камеры сгорания с камерой смешения после

разрушения в момент времени τ_{oc} изолирующих мембран в газоотводном устройстве и системе перфорации. Расходные каналы газоотводного устройства и перфорации обеспечивают в докритическом режиме постоянство расхода продуктов горения между двумя полостями камер в период установившегося процесса. В этих блоках течение характеризуется значительными тепловыми и гидравлическими потерями, обусловленными скачкообразным изменением параметров потока. С установлением равновесного состояния между двумя полостями (с учетом истечения образующейся в камере смешения гетерогенной струи через расходное сопло 8 в результате разрушения мембраны 11) в полости камеры сгорания устанавливается процесс, наиболее полно удовлетворяющий гипотезе о квазистационарности, являющейся одним из наиболее приемлемых вариантов асимптотического подхода к изучению процессов в газосвязанных полостях. Поэтому в основу расчетной модели на данной стадии заложен принцип дискретного изменения во времени искомых параметров ввиду сложности точного математического описания процесса, особенно на начальном участке. Этот принцип по существу отражает метод нульмерной баллистики, широко и активно применяемый при проектировании РДТТ [12].

В ходе третьей фазы в камере смешения происходит формирование и реализация гетерогенной струи с требуемыми характеристиками (концентрация, дисперсность и химический состав частиц конденсированной фазы, температура, скорость и пространственная структура). При этом регулирование структуры формирующейся струи обеспечивается выбором размера, формы и композиции заряда ТРТ, а также характеристик функционального материала.

Рассмотрение физико-математической модели процесса в рабочих полостях представленного газогенератора полагает наличие трёх газосвязанных полузамкнутых объёмов.

В рамках термодинамической постановки задачи [12] данная модель включает три группы уравнений, принятых к использованию со следующими основными допущениями:

1) смесь газов считается состоящей из идеальных газов и соответствует условиям идеальной адиабаты;

2) параметры принимаются средними значениями для свободного объёма характерной полости в каждый рассматриваемый момент времени;

3) температуры продуктов сгорания, поступающих в свободные объёмы полостей 1,3, принимаются постоянными и равными соответственно температуре горения и реакции образования смеси при постоянном давлении;

4) газовая связь между рабочими полостями через расходные узлы вычисляется по формулам для стационарного «замороженного» состава;

5) секундный приход продуктов горения твердого топлива отождествляется с секундным приходом окончательных продуктов горения;

6) тепловые потери происходят за счет свободной конвекции и лучистого теплообмена.

Модель позволяет с определенной точностью рассчитывать основные параметры рабочего тела в газосвязанных объёмах энергетически изолированных систем с учетом тепловых и гидравлических сопротивлений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Снов Б.Н. Истечение жидкости через насадки в среды с противодавлением. М.: Машиностроение, 1968.
2. Соснин Е.И. Изменение параметров газа в процессах наполнения и опорожнения емкостей // Параметры газа после адиабатического выравнивания давления между двумя емкостями: Труды ЦАГИ. М., 1976. №1786.
3. Газогенератор на твердом топливе с двумя ступенями расхода газа: Патент США, кл. 60-39.47 №3070958, заявл. 08.06.59 г., опубл. 01.01.63 г. // Реферативный журнал «Ракетостроение». 1964. №7.
4. Ракетный двигатель на порошкообразном топливе: Патент ФРГ, кл. 46q, 1/01 (F02к) №1202065, заявл. 6.03.62 г., опубл. 5.05.66 г. // Реферативный журнал «Авиационные и ракетные двигатели». 1967. № 3.
5. Гинзбург И.П. Прикладная гидрогазодинамика. М.: Изд-во МГУ, 1958.
6. Шорр, Рейнхард. Газогенератор на псевдоожиженном порошкообразном топливе // Вопросы ракетной техники. 1974. № 9. С. 55.
7. Газогенерирующее устройство: Патент 2050869, Россия, МКИ[6] А62 С 13/22 / Лещев А.Ю., Липанов А.М., Макаренко А.Д., Тимофеев О.А. №93047506/12; заявл. 12.10.93; опубл. 27.12.95. Бюл. № 36.
8. Вулис Л.А. Термодинамика газовых потоков. М.: Энергоиздат, 1950.
9. Шишков А.А., Панин С.Д., Румянцев Б.В. Рабочие процессы в ракетных двигателях твердого топлива: Справочник. М.: Машиностроение, 1989.
10. Бетехтин С.А. и др. Газодинамические основы внутренней баллистики. М.: Гос. изд-во оборонной пром-ти, 1957.
11. Шишков А.А., Румянцев Б.В. Газогенераторы ракетных систем. М.: Машиностроение, 1981.
12. Соркин Р.Е. Теория внутрикамерных процессов в ракетных системах на твердом топливе: внутренняя баллистика. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. 288 с.

УСТРОЙСТВО ПОСТРОЕНИЯ ОСКОЛОЧНЫХ ПОЛЕЙ

Афиногенов Ю.А.
Сибирский НИИ геологии, геофизики и минерального сырья
630091, г. Новосибирск, Красный проспект, 67,
тел. (383-2) 213648, факс (383-2) 214947
E-mail: geologi@sniiggims.ru; geologi@ace.ru

Названное устройство предназначено для исследования ослабления прочности испытуемых материалов преград под воздействием группового удара осколочного поля. С его помощью можно находить оптимальное число осколков, вызывающее гарантированный пробой преград.

Оно состоит (рис. 1) из ствола 1, верхний край которого оснащен фланцем с резьбовыми отверстиями и внутренней полостью с конической поверхностью, обеспечивающей плотную посадку основания 3 с ответной конической поверхностью его хвостовика 4.

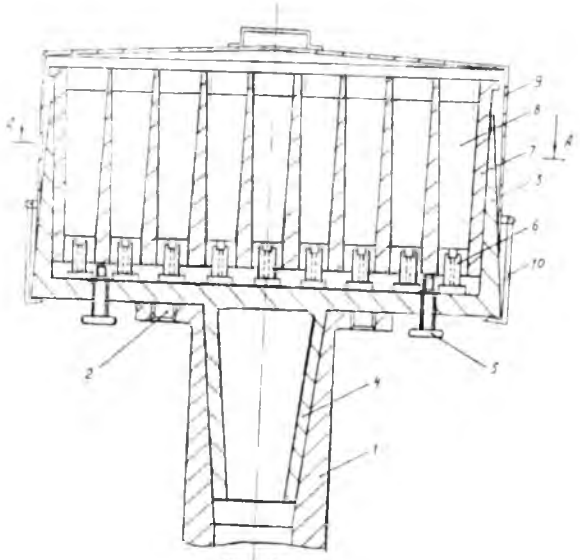


Рис. 1

Основание 3 оснащено резьбовыми упорами 5 и электрическими разъемами 6, прикрепленными к внутреннему дну основания 3. Внутренняя боковая поверхность основания 3 выполнена конической для плотной посадки на нее боковой поверхности кассеты 7, предназначенной для размещения в ней комплекта взрывных трубчатых ускорителей 8 двух типов. Устройство (рис. 1) оснащено защитным кожухом 9 с фиксаторами 10 для жесткого крепления его к основанию 3, предназначенным для защиты взрывных трубчатых ускорителей 8 от атмосферных осадков. Разрез А-А на рис. 1 показан на рис. 2, на котором приведено количество дюз 11 для размещения взрывных трубчатых ускорителей 8, которое задается конструктивно, исходя из внешних диаметров ускорителей 8 и кассеты 7.

Ось ствола 1 наводится на преграду с помощью орудийного прицела ручным управлением или в автоматическом режиме.

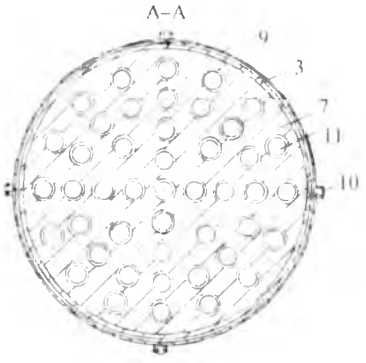


Рис.2

На рис. 3 приведен продольный разрез взрывного трубчатого ускорителя 8. Он состоит из обоймы 12, казенника 13, внутри которого на ступенях размещены основной заряд ВВ 14, каскадные заряды ВВ 15 с прилегающими к ним металлическими дисками 16, инициирующая шашка 17, контактирующая с электродетонатором 18. Корпус казенника 13 оснащен каналами 19 с запорными клапанами 20, предназначенными для перевода воздуха из верхних камер, образованных каскадными зарядами ВВ 15 и прилегающими к ним металлическими дисками 16, в нижнюю часть казенника. Выше казенника 13 размещен составной ствол ВТУ с насадками 21, 22, 23, скрепляемыми в единый ствол обоймой 12 с помощью резьбового соединения. Между насадкой 21 и 23 выполнен карман конической формы для размещения дополнительного заряда ВВ 24 внутри металлической оболочки 25. Под зарядом ВВ

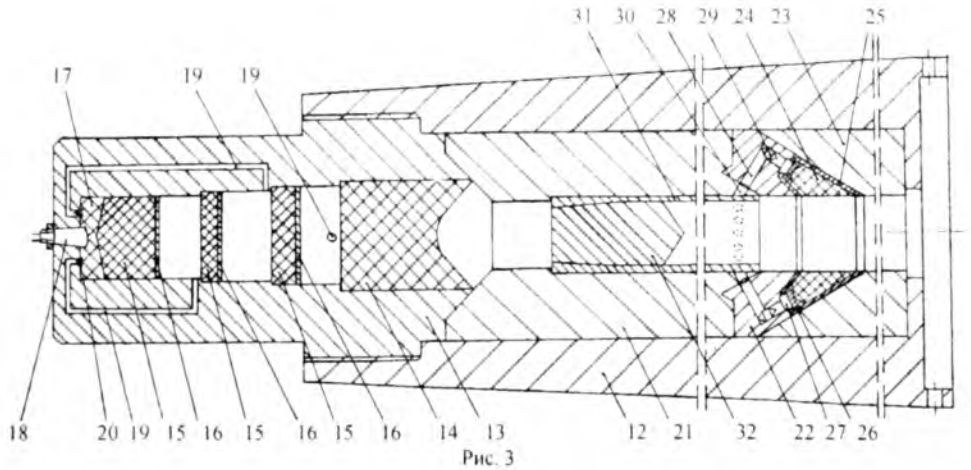


Рис. 3

24 размещена кольцевая инициирующая шашка 26, контактирующая с капсюлями-детонаторами 27, размещенными по окружности в нижней части металлической оболочки 25. В теле насадки 22 равномерно по окружности выполнены Г-образные каналы 28, в которых размещены бойки 29 с возможностью перемещения под воздействием давления газов в верхней части Г-образного канала до соприкосновения с капсюлями-детонаторами 27. Нижние торцы Г-образных каналов 28 имеют связь с внутренним пространством насадки 21 с помощью соответствующих каналов 30, выполненных в ее верхней конической части.

На ступени насадки 21 размещены защитная оболочка 31 из пластмассы и пробойник 32 из высокопрочного материала. Нижняя часть стенки защитной оболочки 31 имеет коническую форму, предназначенную для самоуплотнения зазора между пробойником 32 и внутренней поверхностью насадки 21. Верхняя часть стенки защитной оболочки 31 в исходном состоянии прикрывает входы в Г-образные каналы 28.

Взрывной трубчатый ускоритель (ВТУ) может иметь вторую модификацию (рис. 4). Легко видеть, что обойма 12 и казенник 13 могут быть выполнены тех же размеров и формы, что обойма 12 и казенник 13 на рис. 3, обеспечивая взаимозаменяемость ВТУ двух типов при компоновке кассеты 7 (см. рис. 1). В этой модификации ВТУ дополнительно применен кумулятивный заряд 33 помимо основного заряда 14 с метаемой облицовкой 34. Также предполагается применение защитной оболочки 31, показанной на рис. 4 пунктирными линиями, предотвращающей преждевременный подрыв дополнительного заряда 24 в момент подрыва кумулятивного заряда 33. Предполагается также применение метаемого металлического диска 35, расположенного внутри основного заряда 14. От его применения всегда можно отказаться в случае отрицательных испытаний.

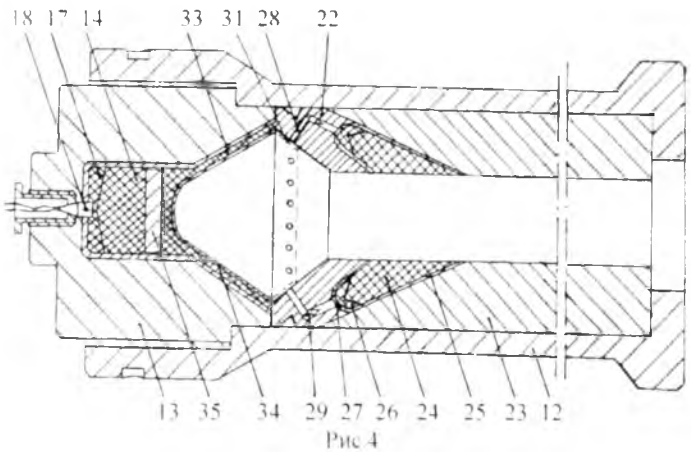


Рис 4

На рис. 5 приведена возможность использования высокопрочных металлических шаров 36, вмонтированных в облицовку 34 кумулятивного заряда 33 и расположенных в выемках резьбы по поверхности кумулятивного заряда с целью предотвращения их столкновения при выходе шаров 36 на осевую линию ствола ВТУ при подрыве зарядов 33 и 14.

На рис. 6 показано размещение зарядов ВТУ по плоскости MN внутри кассеты 7 с ее наклоном к линии С стрельбы под углом α. При этом основания ВТУ в кассете 7 будут располагаться по другой плоскости ef. Расстояние от точек плоскости NO до точек плоскости MN легко рассчитывается, если ввести систему координат, связанную с плоскостью ON и осью С, используя угол α.

Работа устройства состоит в его правильной сборке, включающей размещение основания 3 в стволе 1 откатного орудия с помощью хвостовика 4 конической формы и последующем размещении кассеты 7 в основании 3 и заполнением ее люз 11 ВТУ 8 (рис. 1, 2).

ВТУ 8 могут выбираться двух типов, показанных на рис.3, 4. После сборки кассеты 7 и заполнения ее ВТУ производят наведение линии стрельбы С (рис. 6) с помощью орудийного прицела на заданный участок поверхности преграды. Электрическая схема подсоединения к электродетонаторам должна предусматривать групповое подключение детонаторов. Например, в группе может быть 5 ВТУ, 9 ВТУ, 13 ВТУ, 29 ВТУ, 45 ВТУ и т.д. Перебор указанных групповых выстрелов покажет их эффективность в сравнении друг с другом.

Разборка устройства предусматривает выемку кассеты 7 из основания 3 с помощью резьбовых упоров 5 и последующую выемку из кассеты 7 корпусов ВТУ 8, что легко достигается соответствующим плунжерным устройством при переворачивании кассеты верхним краем вниз и выталкивании корпусов ВТУ 8 в том же направлении. Плунжерное устройство не приводится. Последующие действия по зарядке кассеты 7 ВТУ 8 повторяются. Если потребуется освободить ствол 1 орудия от устройства построения осколочных полей, то это можно осуществить с помощью резьбовых упоров, вводимых в отверстия 2 (рис. 1) с помощью соответствующих резьбовых упоров, и использовать орудие по другому назначению.

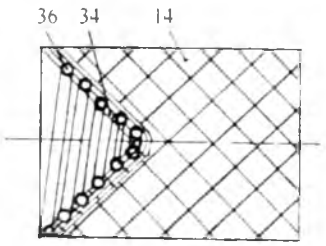


Рис 5

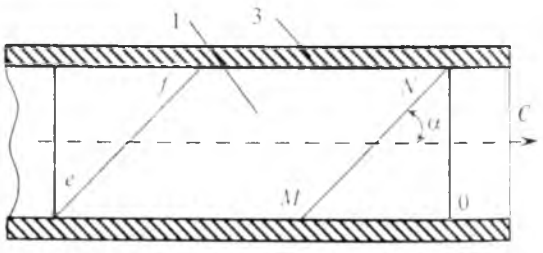


Рис. 6

Следует заметить, что скорость группового метания, как показали предварительные испытания, может составлять от 4 до 9 км/с и выше. Остается проверить его эффективность практикой испытаний. Предлагаемое устройство для внедрения с помощью современного машиностроительного оборудования вполне технологично.

ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ОБЛАСТИ С КОНЕЧНЫМ ЗАПАСОМ ТЕПЛА

Бандуркина Е.А., Буркина Р.С.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529845, факс (3822) 529829; E-mail: roza@ftf.tsu.ru

Зажигание реакционноспособного вещества (РВ) горячим телом с ограниченным запасом тепла происходит лишь в том случае, если запас тепла в теле достаточно большой. Исследование условий зажигания в такой ситуации ранее в литературе достаточно подробно проводилось для случая непосредственного контакта горячего тела с поджигаемой средой, когда передача тепла от горячего тела в РВ осуществлялась за счет молекулярной теплопроводности (см., например, [1]). Бесконтактный механизм зажигания РВ, вызванный тепловым излучением горячей области с ограниченным или регулируемым запасом тепла, менее изучен. Подобный механизм реализуется при искровом или дуговом разряде.

В данной работе рассматривается зажигание РВ областью высокой температуры, с поверхности которой истекает лучистый поток тепла, падающий на внешнюю поверхность полуограниченного реакционноспособного вещества. Сама же горячая излучающая область начальной температуры T_* остывает за счет теплового излучения (высвечивается). Схема процесса представлена на рис. 1, где изображен цилиндрический сосуд радиусом r, заполненный РВ, начальной температурой T_0, внутри которого имеется излучающая область высокой температуры в виде диска толщиной d. Между РВ и излучающей областью существует прослойка, которая абсолютно прозрачна для излучения и которая не допускает непосредственный контакт между излучающей областью и РВ. Для упрощения математического описания процесса зажигания полагается, что имеет место плоская симметрия, температура РВ меняется лишь в осевом направлении, РВ для падающего излучения непрозрачно, на боковой поверхности сосуда происходит теплообмен по закону Ньютона. Длина сосуда много больше зоны прогрева и поэтому РВ считается полуограниченным. Кинетика химического процесса полагается простой n-го порядка.

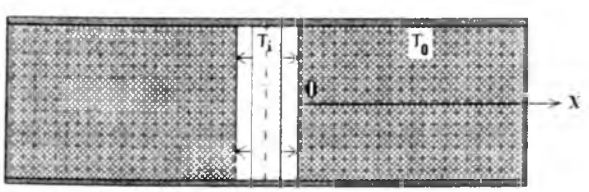


Рис. 1. Схема процесса зажигания

Математическая постановка задачи зажигания в безразмерных переменных имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + Nu(1-u) - \omega(1-\eta)^n \exp\left(-\frac{\theta_0 u}{1-\sigma_1 u}\right), \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = Le\frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} + \gamma(1-\eta)^n \exp\left(-\frac{\theta_0 u}{1-\sigma_1 u}\right), \qquad (2)$$

$\tau > 0,\ 0 < \xi < \infty,$

$$\frac{\partial u(0,\tau)}{\partial \xi} = (1+D\tau)^{-4}3, \qquad \frac{\partial \eta(0,\tau)}{\partial \xi} = 0, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial u(\infty,\tau)}{\partial \xi} = 0, \qquad \frac{\partial \eta(\infty,\tau)}{\partial \xi} = 0, \qquad (4)$$

$$u(\xi,0) = 1, \qquad \eta(\xi,0) = 0, \qquad (5)$$

где $u = \frac{T_* - T}{T_* - T_0}$, $\eta = \frac{a_0 - a}{a_0}$, $\xi = \frac{x}{x_h}$, $\tau = \frac{t}{t_h}$,

$$x_h = \frac{\lambda(T_* - T_0)}{q_{sl}}, \qquad t_h = \frac{c_1 \rho_1 x_h^2}{\lambda}, \qquad q_{sl} = \sigma\varepsilon T_*^4,$$

$$Nu = \frac{2\alpha\lambda}{r}\frac{(T_* - T_0)^2}{q_{sl}^2},$$

$$\omega = \frac{Qza_0^n \rho\lambda(T_* - T_0)\exp(-E/RT_*)}{q_{sl}^2},$$

$$\theta_0 = \frac{E(T_* - T_0)}{RT_*^2}, \quad \sigma_1 = \frac{T_* - T_0}{T_*},$$

$$D = \frac{3c\rho\lambda(T_* - T_0)}{c_1\rho_1 T_* q_{sl}}\left[\frac{1}{d} + \frac{2}{r}\right], \quad Le = D\frac{c\rho}{\lambda},$$

$$\gamma = \frac{c\rho(T - T_*)}{Qa_0}\omega.$$

Для размерных переменных использованы общепринятые обозначения, T_* – масштабная температура. Граничное условие (3) на поверхности РВ учитывает падение интенсивности лучистого потока из горячей области в результате её остывания (в безразмерных переменных уменьшение интенсивности излучения определяет параметр D).

Ранее задача (1) – (5) без учета выгорания ($\gamma = 0$) решалась в [2] асимптотически. Были получены критические условия зажигания и в надкритических условиях – время зажигания. Целью настоящей работы является исследование влияния выгорания на параметры зажигания, а также исследование работоспособности полученного в [2] асимптотического решения.

Задача (1) – (5) исследовалась численно по неявной разностной схеме методом прогонки с использованием итераций. Точность численного решения составляла 1.5% по температуре, 5% по времени зажигания. Масштабная температура T_* определялась так же, как и в [2,3], при D=0, Nu=0: $\omega = 2/[\pi(1-\ln 2/\theta_0)]$. Диапазон изменения счетных параметров: $10 \le \theta_0 \le 20$, $0 \le Nu \le 2.5$, $0 \le D < 1.5$, $\gamma = 0,\ 0.389$, $\sigma_1 = 0.6$, $n = 1$, $0.66 \le \omega \le 0.69$, $Le = 0.01$.

За момент зажигания принималось время, когда в РВ начинался резкий рост температуры.

Как и асимптотическое решение, численное исследование показало, что качественно различное поведение температуры определяет критическая связь параметров $Nu_*(D)$. При $0 < Nu < Nu_*(D)$ и $0 < D < D_*$ идет монотонный прогрев РВ, температура на поверхности РВ монотонно возрастает, что приводит к зажиганию РВ в некоторый момент времени τ_i. С уменьшением D $Nu_*(D)$ монотонно возрастает. При $Nu = Nu_*(0)$ или $D = D_*$ зажигание РВ не происходит. При $D = 0$ и $Nu = Nu_*(0)$ в системе устанавливается стационарный профиль температуры, а при $D = 0$ и $Nu = Nu_*(D)$ или $D = D_*$ после некоторого прогрева система постепенно охлаждается до начальной температуры в результате отвода тепла через боковую поверхность и вглубь РВ. В индукционном режиме величина выгорания небольшая, однако, она достигает значительных величин в окрестности точки воспламенения к моменту зажигания. Выгорание качественно не влияет на ход процесса, но приводит к количественному изменению времени зажигания и критических параметров. Вблизи критических условий выгорание увеличивается, что связано с ростом времени зажигания.

На рис. 2 показаны критические зависимости параметра Nu_* и времени зажигания τ_{i*} от D без выгорания ($\gamma = 0$) и при его учете ($\gamma = 0.389$), а также соответствующие асимптотики из [2]. По критическим значениям $Nu_*(D)$ наибольшее различие сравниваемых решений наблюдается при $D = 0$. Сравнение численного значения $Nu_*(D)$ без учета выгорания с асимптотикой дает согласие не хуже 2.7%. Учет выгорания приводит к снижению значений $Nu_*(D)$, при этом различие не превышает 9.6%. Вблизи $D_* = 0.399$ значение $Nu_*(D)$ стремится к нулю. Численное значение критического времени зажигания $\tau_{i*}(D)$ при отсутствии выгорания отклоняется от асимптотического менее чем на 33%.

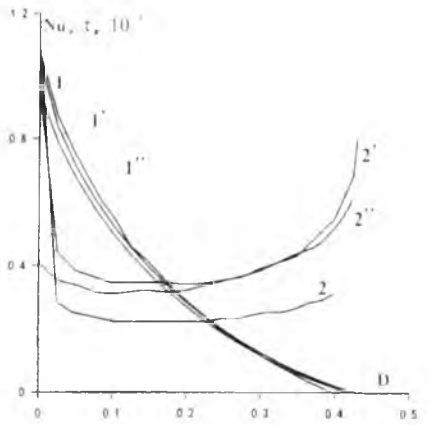


Рис. 2. Зависимости $Nu_*(D)$ и $\tau_{i*}(Nu_*(D), D)$:
$\Theta = 20$, $\omega = 0.684$;
1,2 – асимптотическое решение,
1', 2' - численное решение при $\gamma = 0$,
1'', 2'' - численное решение при $\gamma = 0.389$;
$Nu_*(D)$ – кривые 1, 1', 1'';
$\tau_* \cdot 10^{-1}(D)$ – кривые 2, 2', 2''

Учет выгорания приводит к понижению $\tau i^*(D)$, что связано с понижением $Nu^*(D)$, но при этом различия не превышают 10%.

На рис. 3 представлена зависимость времени зажигания от числа Нуссельта при различных значениях D. Наблюдается полное качественное подобие поведения кривых. Согласие их также достаточно хорошее, а наибольшие отклонения имеют место вблизи критических условий. По критическим значениям параметра D^* различие между численным счетом без учета выгорания и асимптотическим результатом составляет 7.2%.

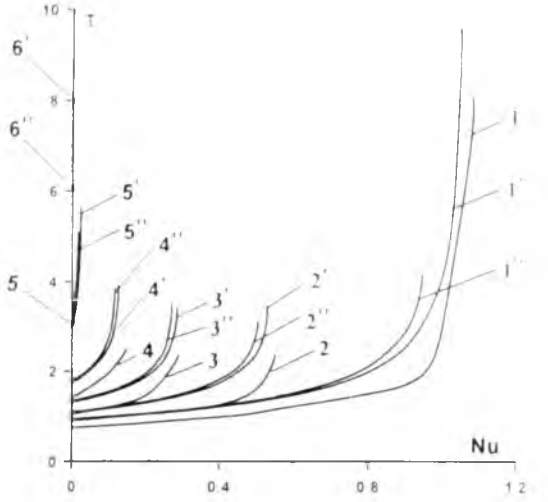


Рис. 3. Зависимость $\tau_i(Nu)$ при различных D:
$\Theta = 20$, $\omega = 0.684$;
1, 2, 3, 4, 5 – асимптотическое решение;
1', 2', 3', 4', 5', 6' – численное решение ($\gamma = 0$),
1'', 2'', 3'', 4'', 5'', 6'' – численное решение ($\gamma = 0.389$):
D = : 1, 1',1'' 0; 2, 2',2'' 0.1; 3, 3',3'' 0.2;
4, 4',4'' 0.3; 5, 5',5'' 0.399; 6' 0.43; 6'' 0.423

Учет выгорания приводит к понижению D_* (при заданных параметрах на 1.6%). Наибольшее различие по временам зажигания наблюдается при критических значениях параметра D_*: численное значение без учета выгорания в сравнении с асимптотическим дает различие 61%, а различие между численными значениями с учетом и без учета выгорания составляет 24%. Эти различия по временам зажигания связаны с изменением параметра D_*.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 03-03-33075) и Министерством образования РФ и CRDF в рамках программы BRHE (проект № 016-02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гольдшлегер У.И., Прибыткова К.В., Барзыкин В.В. Зажигание конденсированных ВВ накаленным телом конечных размеров // Физика горения и взрыва. 1973. Т.9, № 1. С. 119-132.
2. Буркин В.В., Буркина Р.С. Инициирование заряда гелеобразного реакционноспособного вещества электровзрывом. 1. Тепловые процессы // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, №2. С. 75-82.
3. Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука СО, 1984. С. 190.

ОСОБЕННОСТИ ПОДВОДНОГО ГОРЕНИЯ УНИТАРНОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С ЗОНОЙ ГАЗООБРАЗОВАНИЯ В ВЕРХНЕЙ ЧАСТИ

Барсуков В.Д.[1], Басалаев С.А.[2], Голдаев С.В.[1], Минькова Н.П.[1]

[1] НИИ ПММ при ТГУ

[2]Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (8382-2) 529565, e-mail: barsukov@niipmm.tsu.ru

Для обеспечения плавной продувки жесткого понтона в НИИПММ при ТГУ разрабатываются открытые газогенераторы [1].

На рис. 1 изображена принципиальная схема понтона. Внутри балластной цистерны (БЦ), имеющей жесткий корпус *1*, непосредственно устанавливается газогенератор *2*, представляющий собой набор стандартных шашек из баллиститного топлива (БТ). На крышке загрузочного люка *3* крепится вытеснительно-воспламенительное устройство (ВВУ) *4*. Вытеснение воды из БЦ происходит через горловину *5*.

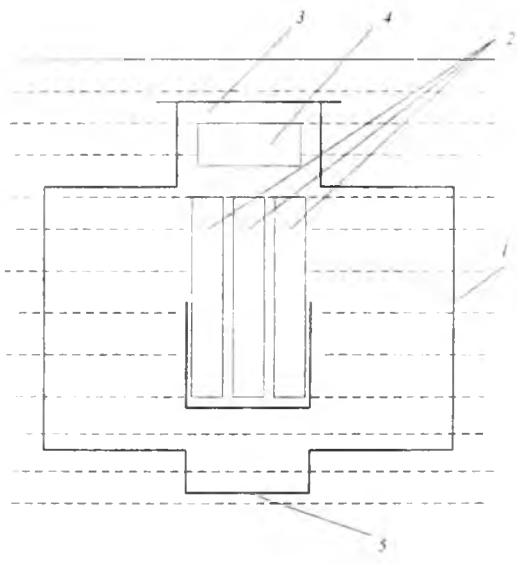


Рис. 1

Начало продувки и последующее зажигание обнажающихся шашек осуществляются ВВУ, выполненным в виде твердотопливной шашки *4* цилиндрической формы. В шашке *4* высверлен сквозной канал для размещения в нем спирали накаливания (СН). Такое конструктивное решение обеспечивает зажигание стенок канала непосредственно в водной среде от источников тока сравнительно небольшой мощности [1].

По мере дальнейшей продувки БЦ будет происходить «подключение» новых участков поверхности. Поэтому вода, окружающая шашки, играет роль подвижного бронирующего покрытия.

Следовательно, использование ОТГ для продувки БЦ понтона с жесткими стенками снижает динамическое воздействие на них и улучшает весовое совершенство системы вытеснения.

Несмотря на внешне простое конструктивное исполнение схемы продувки, функционирование ОТГ оказывается тесно связанным с процессами тепломассообмена, происходящими на подвижной границе раздела сред.

В связи с этим возникает задача о расчете времени зажигания ($t_з$) зарядов основного газогенератора, происходящего под воздействием частично охлажденных продуктов сгорания ВВУ и имеющих повышенное содержание паров воды в составе газов, а также о распространении пламени по поверхности шашки. Предельным случаем такого нагрева можно рассматривать зажигание образца БТ парами воды, описанного в работе [2].

Задача о расчете поверхности горения, обусловленной движением воды, рассматривалась в [3,4]. Однако в [3] при выводе выражения для скорости запаздывания продвижения фронта воспламенения учитывалась только конвективная составляющая теплового потока. В работе [4] использовалась зависимость времени зажигания, которая справедливая только для больших тепловых потоков.

В настоящей работе рассматривался нагрев обнаженного участка поверхности БТ, осуществляемый под действием газовой среды, характеризуемой температурой и давлением. Математически задача сводится к решению одномерного дифференциального уравнения в частных производных, описывающего распространение теплоты в образце БТ, имеющем неограниченную протяженность. В начальный момент времени его температура равна температуре окружающей воды.

В приближенных методиках, используемых в расчетах характеристик зажигания ракетных систем, лучистая составляющая теплового потока вычисляется на основе закона Стефана–Больцмана [3]. Как известно, среди компонентов продуктов сгорания излучающими являются H_2O, CO_2. Вследствие того, что на долю CO_2 приходится 5…7% в равновесной смеси, а растворимость этого газа в воде существенно выше. Поэтому можно считать, что в смеси продуктов сгорания остается водяной пар, количество которого больше равновесного. При определении степени черноты отмеченная особенность учитывалась. Конвективная составляющая теплового потока находилась с использованием коэффициента теплоотдачи, входящего в критериальное уравнение для свободной конвекции с поправкой на нестационарность [9].

Особенность расчета $t_з$ в рассматриваемых условиях заключается в том, что изменение температуры и давления продуктов сгорания

вычислении конвективной составляющей теплового потока учитывалась зависимость характеристик переноса продуктов сгорания от температуры по формулам, применяемым в технических расчетах [10].

Поскольку определение времени зажигания должно осуществляться в ходе расчета баллистических характеристик продувки понтона, был использован приближенный способ нахождения t_z, суть которого заключается в следующем. В рассматриваемом диапазоне температур 800…1200 К в эффективном тепловом потоке, создаваемом продуктами сгорания, наибольший вклад вносит лучистая составляющая q_r. Для квазилучистого нагрева образца БТ в монографии [11] приведена аппроксимационная зависимость для t_z, полученная на основе численного решения краевой задачи:

$$t_z = t_s \frac{1-0{,}2|\Theta_h| + 0{,}36\Theta_h^2}{(1-0{,}2\beta)\sqrt{1+0{,}68\,\mathrm{Bi}|\Theta_h|}}, \quad \beta = \frac{R_u T_s}{E_f},$$

$$\mathrm{Bi} = \frac{\alpha_k x_s}{\lambda_f}, \quad \Theta_h = (T_h / T_s - 1)/\beta.$$

Масштабная температура T_s находилась из решения трансцендентного уравнения, которое в безразмерных переменных имеет вид.

$$\Theta\,\mathrm{Bi} + q = \sqrt{2}, \quad q = x_s q_{ef} / (\beta \lambda_f T_s)$$

Таким образом, вместо решения краевой задачи на каждом временном слое определения баллистических параметров численно решалось трансцендентное алгебраическое уравнение.

Близким к рассматриваемой задаче является зажигание БТ в глухих зазорах [6]. На основе совокупности экспериментальных результатов и расчетных оценок, авторами работами [1] сделан вывод о том, что распространение фронта горения по поверхности БТ осуществляется в результате поглощения ею излучения из области, занимаемой продуктами сгорания.

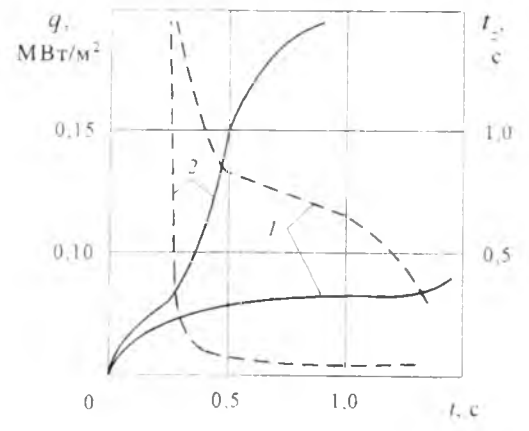


Рис. 2

На рис. 2 представлены результаты расчета двух вариантов, существенно отличающихся изменением теплового потока (сплошные кривые) и временами задержки зажигания (пунктирные кривые).

Для устойчивости процесса продувки БП необходимо, чтобы скорость движения зеркала воды была больше скорости горения БТ (в предельном случае скорости равны). Тогда по мере вытеснения жидкости обнажающиеся участки шашки будут подготовлены к горению.

Из балансного соотношения массы получен критерий устойчивости при горении топлива в верхней части БП

$$S \geq (p_i / \chi f_p) S_k,$$

где S и S_k – суммарная площадь сечения шашек и площадь сечения свободного для прохода газов; p_i – гидростатическое давление на данной глубине; ρ, f_p – плотность и удельная работоспособность топлива; χ – коэффициент теплосохранения.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ (пр. 02-03-3261а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барсуков В.Д., Голдаев С.В. Подводное зажигание и горение унитарных твердых топлив. Теория, эксперимент, технические приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2003. 352 с.

2. О зажигании унитарного твердого топлива нагретой жидкостью /В.Д. Барсуков, С.В. Голдаев, Н.П. Минькова, С.Л. Миньков //Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. конф. Томск. Изд-во Том. ун-та, 2002. С. 40-41.

3. Переход горения конденсированных систем во взрыв /А.Ф. Беляев, В.К. Боболев, А.И. Коротков и др. М.: Наука,1973. 292 с.

4. Кривошеев И.А., Лиховских В.А., Шайхутдинов З.Г. Переходные процессы формирования поверхности горения в РДТТ с гидравлическим регулированием //изв Вузов. Авиационная техника. 1982. №3. С. 55–62.

5. Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984. 189 с.

6. Численный эксперимент в теории РДТТ / А.М. Липанов, В.П. Бобрышев, А.В. Алиев, Ф.Ф. и др. Екатеринбург: УИФ «Наука»,1994. 301 с.

7. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидравлическое сопротивление: Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 368 с.

8. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Неверов А.С. Экспериментальное исследование нестационарного теплообмена в газовой полости замкнутого сосуда, частично заполненного жидкостью //Научные труды Всесоюзного заочного машиностроительного института. 1975. Вып. 29. С. 140 – 154.

9. Викторов М.М. Методы вычисления физико-химических величин и прикладные расчеты Л.: Химия. 1977. 360 с.

10. Альков Н.Г., Матвеев В.Н., Тулупов А.А. Экспериментальное изучение распространения фронта горения по поверхности конденсированного вещества от первоначального очага горения //Физика горения и взрыва. 1992. Т.28, №4. С. 49–53.

ОБ ОЦЕНКЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЭСТАФЕТНОГО ЗАПУСКА ПОДВОДНЫХ ГАЗОГЕНЕРАТОРОВ ПО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ СХЕМЕ

Барсуков В.Д.[1], Басалаев С.А.[2], Голдаев С.В[1].

[1] НИИ ПММ при ТГУ
[2]Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (8382-2) 529565, E-mail: barsukov@nipmm.tsu.ru

Для подъема затонувших на большой глубине предметов, например частей самолетов, кораблей и т.п., разрабатываются устройства, имеющие оболочку плавучести из эластичного материала и твердотопливный газогенератор для ее наддува [1]. При этом возникает необходимость снижения температуры продуктов сгорания до эксплуатационного уровня.

Для увеличения рабочей глубины погружения без повышения пассивной массы в НИИ ПММ было предложено подъемное глубоководное устройство (ПГУ), состоящее из следующих основных элементов: защитного кожуха *1*, открытого твердотопливного газогенератора (ОТГ) *2*, эластичной оболочки *3*, уложенной в верхней части кожуха [1].

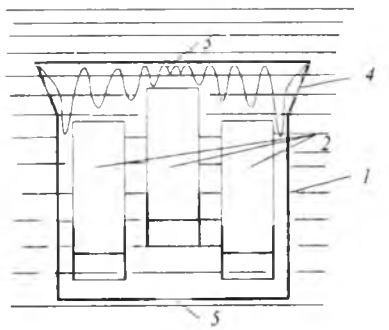


Рис. 1. Подъемное глубоководное устройство

При погружении устройства вода через отверстия в верхней части *4* и днище *5* кожуха попадает внутрь его и заполняет канал ОТГ. В результате его элементы и стенки кожуха будут находиться в разгруженном состоянии по отношению к действию гидростатического давления на любой глубине. Охлаждение продуктов сгорания происходит при их барботаже через окружающую генераторы воду. Поэтому отпадает необходимость в использовании дополнительных элементов для снижения температуры. В итоге коэффициент массового совершенства предложенного устройства оказывается выше, чем у известных, в которых применяются ТГГ корпусного типа и специальные охладители.

Количество ОТГ рассматриваемого устройства определяется глубиной погружения затонувших объектов и их весом [1]. Каждый ОТГ (рис. 2) содержит систему запуска в виде спирали накаливания (СН), вставленной в полость, образованную в торцевой стенке канала.

На эти СН поочередно подается напряжение по кабелю с обеспечивающего судна.

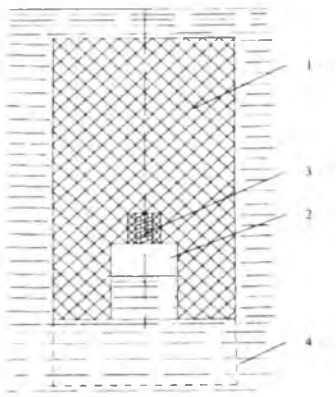


Рис. 2. Схема газогенератора открытого типа:
1 – шашка унитарного твердого топлива; *2* – канал;
3 – спираль накаливания; *4* – буферный объем

Наличие нескольких систем запуска требует использования источника электрической энергии большой емкости. Такая ситуация снижает надежность и работоспособность всего устройства, т.к. отказ одного из них приводит к тому, что оболочка окажется наддутой до меньшей вместимости. К тому же, наличие кабеля длиной несколько сот метров и 5...8 точек коммутации также затрудняет эксплуатацию устройства в составе ПА и снижает общую надежность проведения подъемных работ.

Для преодоления отмеченных недостатков предлагается следующая схема, основанная на передаче горения от работающего ОТГ к соседнему по газодинамической связи между ними. Подобное конструктивное решение широко применяется для крупногабаритных ракетных двигателей на твердом топливе в пакетном исполнении для уменьшения влияния разбросов на суммарную тягу.

На рис. 3 изображен блок подводных ОТГ, размещенных внутри кожуха ПУ. ОТГ *1* закреплены на внутренних уступах опор *2*, представляющих собой обечайки с открытым нижним торцом, которые соединены дугообразными трубками *3*.

Входные отверстия последних совмещены в предусмотренными на внутренних уступах отверстиями, а выходные части трубок заканчиваются в глухих каналах шашек *4*, следующих по ходу передачи горения ОТГ. Причем входное отверстие каждой трубки расположено ниже ее выходного отверстия. При подаче напряжения на СН происходит

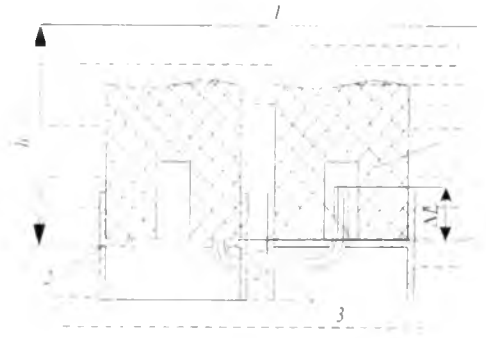


Рис. 3. Блок подводных ОТГ

Экспериментальное исследование процессов запуска и выхода на режим показало [1], что вытеснение воды из канала происходит в режиме, близком к поршневому, причем фронт воспламенения несколько отстает от границы продвижения воды. Поступление новых порций газа приводит к тому, что образуется некоторое подобие "подушки", охватывающей нижнюю часть шашки, от которой отрываются газовые пузыри и всплывают вверх.

Образующиеся продукты сгорания вытесняют воду из объема, ограниченного обечайкой опоры и нижним торцом ОТГ, а затем истекают в окружающую среду. В дальнейшем наблюдается пульсирующий режим с фазами накопления газов вблизи выходного отверстия канала и всплытия пузырей.

По мере разгорания канала его выходное сечение достигает местоположения входного отверстия дугообразной трубки. За счет создаваемого перепада давления между входным и выходным отверстиями трубки высоко-температурные газообразные продукты из глухого канала поступают в него, вытесняя и испаряя воду. Затем, частично охлажденный газ попадает в глухой канал запускаемого ОТГ и вытесняет из него воду. С течением времени температура газов в выходном отверстии и трубке возрастает, что приводит в конечном итоге к зажиганию стенок глухого канала. Аналогичным образом организуется дальнейший процесс.

Для выбора основных элементов газодинамической связи ОТГ был выполнен приближенный расчет. Принималось, что металлическая трубка не теплоизолирована и имеет тонкие стенки. ОТГ работает в квазистационарном (по давлению) режиме.

Стационарное значение температуры газов находится по формуле

$$T_g = \left(c_p T_p G_1 + k_l T_w S\right) / \left(c_p G_1 + k_T S\right),$$

где G_1 – секундный расход газа по трубке; T_p, c_p – температура и удельная массовая теплоемкость продуктов сгорания при постоянном давлении; k_l – коэффициент теплопередачи; S – площадь боковой поверхности трубки; T_w – температура окружающей воды.

Согласно [1], зажигание обнажающихся стенок канала будет происходить, если температура воздействующей газовой среды больше 800 К, т.е. $T_g > T_p / 3$. С учетом этих допущений и требований было получено следующее условие, связывающее геометрические и расходные параметры газового потока:

$$2L / d \le c_p \rho v / k_T,$$

где ρ, v – соответственно, плотность и скорость газа; L, d – длина и диаметр трубки.

Численные оценки с использованием параметров продуктов сгорания ОТГ [1] и коэффициентов теплоотдачи для вычисления k_l показали, что L/d << 125...250.

Другое ограничение на размеры канала связано с создающимся в ОТГ давлением. Приближенное решение аналога уравнения Бори для ОТГ [1], работающего в подкритическом режиме, имеет вид

$$p_1 \cong p_h \left(1 - 4A\frac{L}{d}\right)^{-1},$$

$$A = \frac{k \rho_f u_f}{(k-1)\varphi p_a} \sqrt{\frac{(k-1)\chi R T_p}{2k}},$$

где p_h, p_a – гидростатическое давление на глубине погружения ОТГ и давление, равное одной атмосфере; ρ_f, u_f – плотность и линейная скорость горения УТТ; k, R – показатель адиабаты и удельная газовая постоянная продуктов сгорания; φ, χ – коэффициенты расхода и тепловых потерь.

Соответственно на высоту изгиба трубки (рис. 2) накладывается такое ограничение:

$$\Delta L < h \frac{k}{(k-1)} \left(4A\frac{L}{d}\right)^2.$$

Например, для ОТГ с зарядом из баллиститного топлива типа Н, имеющего канал диаметром 40 мм и длину 90 мм, при глубине погружения 500 м и окружающем давлении p_h = 5 МПа значение перепада давления составляет Δp = 1,15 кПа. При этих значениях параметров ΔL< 0,12 м.

Таким образом, использование газодинамической связи для последовательного запуска блока подводных ОТГ позволяет повысить надежность этой операции. Применение химического источника тока при нагреве СН только одного ОТГ дает возможность выбирать малогабаритные источники питания, что выгодно в автономных условиях эксплуатации.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ (пр. 02-03-32616а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барсуков В.Д., Голдаев С.В. Подводное зажигание и горение унитарных твердых топлив. Теория, эксперимент, технические приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2003. 352 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕГУЛИРОВАННОГО ПОДЪЕМА СРЕДНЕГАБАРИТНЫХ ОБЪЕКТОВ ЖЕСТКИМ ПОНТОНОМ

Барсуков В.Д.[1], Гарипов Р.Н.[2], Голдаев С.В.[1]

[1] НИИ ПММ при ТГУ
[2]Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (8382-2) 529565, E-mail: barsukov@niipmm.tsu.ru

Для уменьшения динамических нагрузок на систему остропки требуется обеспечивать подъем затонувших объектов с малой скоростью [1]. Процесс подъема может осложниться, когда сила веса груза будет убывать за счет потери части прилипшего грунта. Возможный вариант решения этой задачи заключается в регулировании подъемной силы с помощью клапана [2].

Цель настоящей работы заключается в анализе возможности обеспечения регулируемого подъема жестким понтоном среднегабаритного объекта при убывающей его массе на разных глубинах.

На рис. 1 приведена схема устройства с регулируемой подъемной силой [2]. В нижней части емкости *1* установлен набор газогенераторов *2*, а в верхней ее части предусмотрен регулятор подъемной силы с клапаном *3*, электрический кабель *4* и компенсатор отрицательной плавучести *5*.

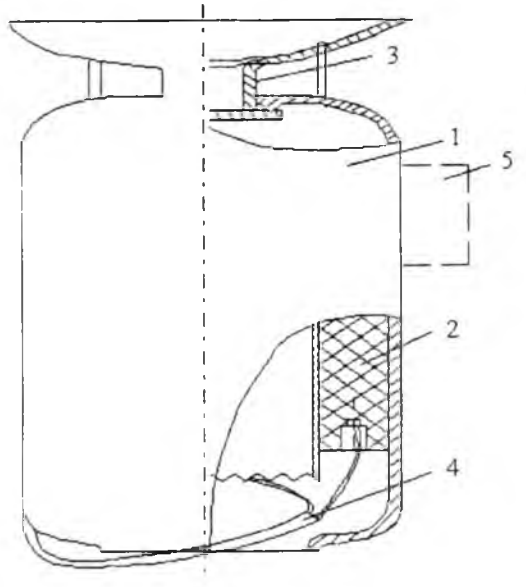


Рис. 1

Предложенная в работах [3,4] математическая модель всплытия понтона с постоянной подъемной силой и влиянием отрывного сопротивления на начальную стадию подъема была обобщена путем учета функционирования клапана.

Исходная система уравнений, описывающих процесс придания положительной плавучести затонувшему объекту с помощью жесткого понтона, включала балансовые соотношения для характеристик газа, находящихся в продуваемой емкости, а также уравнения, описывающего собственно всплытие системы «понтон+груз» [3]. Работа клапана моделировалась следующим образом. При превышении скорости всплытия определенного значения «включался» дополнительный расход газа через выходное сечение клапана. Соответственно, в уравнении энергии учитывалось уменьшение энергии продуктов сгорания, обусловленное этим расходом.

Предполагалось, что давление, температура и плотность продуктов сгорания усреднены по занимаемому ими объему и подчиняются уравнению состояния идеального газа; состав находящейся в понтоне газовой смеси не изменяется; скорость испарения жидкости и конденсации паров воды малы по сравнению со скоростью поступающих в объем продуктов сгорания.

Объемный расход вытесняемой из цистерны жидкости, секундный массовый расход газа при истечении (докритическом или критическом) в окружающую среду вычислялись по зависимостям прикладной газовой динамики. Теплообмен продуктов сгорания с водой и стенками канала принимался в форме Ньютона, коэффициенты теплоотдачи вычислялись из критериальных зависимостей для турбулентной свободной конвекции.

Для упрощения решения задачи геометрические параметры понтона и поднимаемого груза считались сравнительно малыми, поэтому рассматриваемая система «понтон+груз» заменялась материальной точкой. Использовалось уравнение неравномерного прямолинейного движения твердого тела в вязкой несжимаемой жидкости. Сила сопротивления предполагалась состоящей из двух гидродинамических сил – волновой и вязкостной.

Габаритно-массовые характеристики и эксплутационные параметры балластной цистерны принимались такими: длина (высота) – 7,06 м; внутренний диаметр – 3,01 м; толщина стенок 3 мм; вместимость – 40 м^3; плотность материла – 7,9 10^3 кг/м^3; максимальный перепад давления 0,3 МПа; масса понтона 14,4 10^3 кг; масса условная (в воде) 3 10^3 кг [2].

Был произведен расчет со следующими параметрами: H = 2000 м (глубина погружения); количество шашек 100 шт.; k_b = 0,35 (коэффициент барботажа); базовая масса шашки

кривой диаметр клапана (d_{kl}) равен 0,5 м; средней – d_{kl} = 0,65 м и нижней – d_{kl} – 0,8 м.

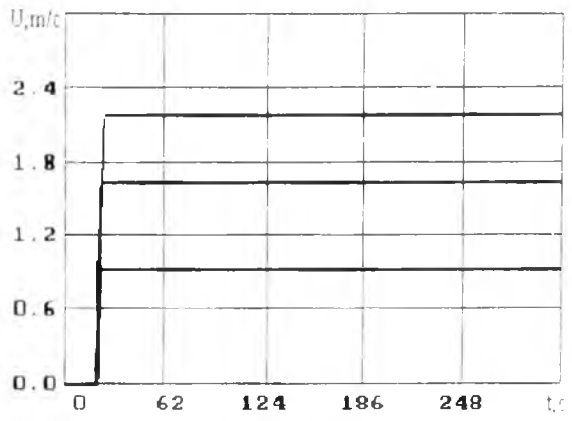


Рис. 2

Из рис. 2 видно, что при не достаточной площади сечения (верхняя кривая) клапан не успевает стравливать излишнюю массу продуктов сгорания Квазистационарное значение скорости начинает уменьшаться при d_{kl} = 0,65 м, но все еще превышает требуемую, а при диаметре клапана, равном 0,8 м, скорость остается в допустимых пределах (нижняя кривая). Анализ кривых рис. 2 показал, что изменение массы в процессе подъёма практически не сказывается на характере кривой скорости в случае регулирования клапаном. Расчеты при коэффициенте потери массы, равном 0,5, и с разной ее динамикой показали, что этот фактор почти не сказывается на интегральной кривой.

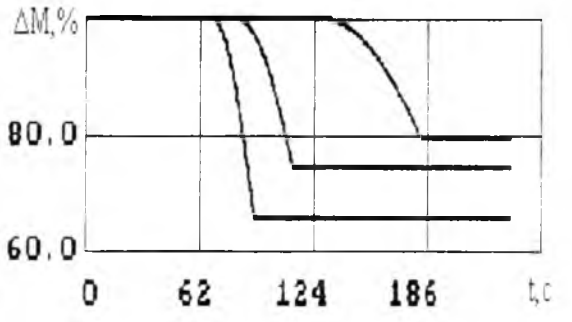


Рис. 3

На рис. 3 представлена зависимость изменения относительной массы от времени. Верхняя кривая соответствует значению диаметра 0,5 м; средняя – d_{kl} = 0,65 м, а нижняя – d_{kl} = 0,8 м. Начинает уменьшаться масса на глубине 1900 м и заканчивает убывать грунт на 1850 м.

На рис. 4 представлено изменение глубины погружения устройства с поднимаемым грузом от времени, при разном значении диаметра клапана (для верхней кривой d_{kl} = 0,5 м; средней кривой – d_{kl} = 0,65 м и нижней – d_{kl} = 0,8 м).

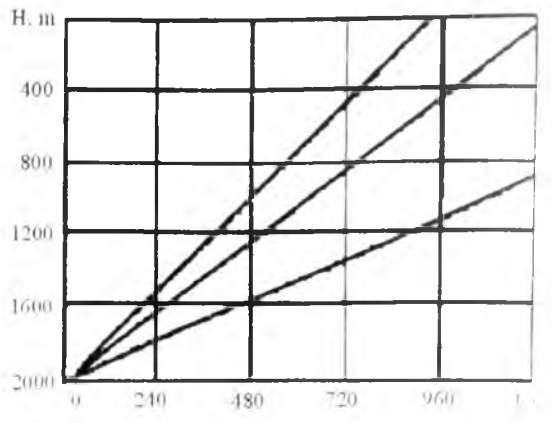


Рис. 4

Проведенный анализ влияния интенсивности потери части грунта на различных глубинах показал, что в случае регулирования клапаном уменьшение массы грунта на 10…40% в процессе подъёма практически не сказывается на значении скорости всплытия.

Таким образом, разработана программа расчета, позволяющая моделировать подъем жестким понтоном, имеющим клапан для стравливания продуктов сгорания затонувшего среднегабаритного объекта с учетом убывающей его массы. Удовлетворение требованию по допустимой скорости всплытия достигается путем подбора соответствующего диаметра клапана.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ (пр. 02-03-32616а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сагалевич А.С. По следам трагедии: 800 часов в глубинах Норвежского моря //Вокруг света, 1997. № 2. С. 23-30.

2. Барсуков В.Д., Голдаев С.В., Кривенко А.В. Оценка характеристик жесткого глубоководного понтона с регулируемой подъемной силой //Исследования по баллистике и смежным вопросам: Вып. 5. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. С. 39-40.

3. Барсуков В.Д., Гарипов Р.Н., Голдаев С.В. Анализ процесса подъема среднегабаритных объектов жестким понтоном, продуваемым твердотопливным газогенератором //Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та. 2002. С. 36-37.

4. Барсуков В.Д., Гарипов Р.Н., Голдаев С.В. Численное моделирование влияния отрывного сопротивления на начальную стадию подъема груза жестким понтоном //Механика летательных аппаратов и современные материалы: Сборник избранных докладов VIII Всероссийской научно-технической конференции. Томск: Изд-во Том. ун-та. 2003. Вып. 4. С. 36–37.

ВЫБОР ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОГЕНЕРАТОРА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ТРЕБУЕМОЙ СИЛЫ ТЯГИ ТВЕРДОТОПЛИВНЫМ ВОДОМЕТОМ

Барсуков В.Д.[1], Голдаев А.С[2], Голдаев С.В.[1]

[1]НИИ ПММ при ТГУ,

[2]Томский госуниверситет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529565

E-mail: barsukov@niipmm.tsu. ru

Посадка судов на мель является одним из наиболее распространенных видов аварий на морском транспорте. Существующие способы стягивания судов с мели требуют значительных затрат, специального оборудования, команд спасателей высокой квалификации [1, 2]. Даже при наличии всех этих условий спасательные операции не всегда приводят к положительному результату, поскольку большой объем подготовительных работ не удается выполнить при быстро меняющихся погодных условиях, невозможности обеспечения синхронного действия нескольких буксировщиков.

Одно из возможных решений получения тягового усилия заключается в использовании силы реакции струи жидкости, выбрасываемой через насадок. Известно, что твердотопливные газогенераторы (ТГГ) находят применение в гидрореактивных тепловых двигателях, в которых химическая энергия топлива преобразуется в кинетические энергии пароводяной, газо-пароводяной, водяной струи [3,4].

Тепловые гидрореактивные двигатели, в которых используется ТГГ, могут быть прямоточными и пульсирующими [3,4]. Поскольку тяга прямоточного движителя возрастает пропорционально скоростному напору [3, 4], то при скорости устройства, равной нулю, тяга будет отсутствовать. Следовательно, в случае использования такого принципа в тяговом устройстве оно будет проигрывать в сравнении с буксировщиком, обладающим максимальной тягой в неподвижном состоянии [2]. В пульсирующем гидрореактивном движителе рабочий цикл состоит из такта забора воды и такта сообщения воде энергии и ее выброса с большой скоростью. Для снижения тепловых потерь частоту импульсов движителя требуется устанавливать очень высокой, а этого можно достичь лишь при малых массах перерабатываемой воды, что в конечном итоге уменьшает гидравлический КПД [3].

На рис. 1 изображено устройства для создания сдвигового усилия. Оно представляет собой набор скрепленных между собой балластных цистерн *1*, гидравлически связанных попарно *2*, выполненных, например, из труб магистрального газопровода [5]. В кормовой части каждого звена имеется сопловой насадок *3*, а в верхней передней части имеется отсек, в котором установлен открытый твердотопливный газогенератор (ОТГ) *4*.

Поскольку шашки расположены в воздушной среде, то их воспламенение с небольшой задержкой происходит по всей поверхности. Образующиеся продукты сгорания создают избыточное давление, под действием которого осуществляется вытеснение воды из балластных цистерн через насадки. Реакция струй воды создает тяговое усилие. Кроме того, интенсивное поступление воды приведёт к некоторому повышению уровня вблизи находящегося на мели судна и уменьшит его сцепление с грунтом.

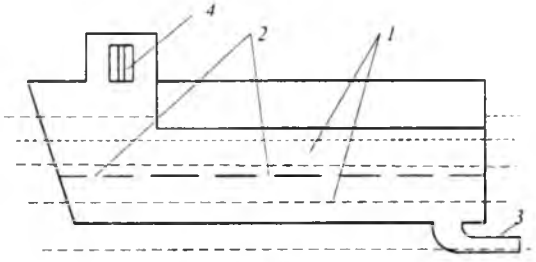


Рис. 1

Исходя из существующей классификации гидрореактивных установок [3], рассматриваемое устройство, называемое ниже твердотопливным тяговым водометом (ТТВ), может быть отнесено к группе тепловых гидродинамических установок поршневого типа. Характерной особенностью работы таких установок является образование в канале монолитных объемов воды. При этом скорость газа за водяным поршнем невелика и практически равна скорости его движения. Подобная структура потока определяет и характер нарастания реактивной силы.

Параметры процесса, влияющие на значение реактивной силы, зависят от конструктивных особенностей ОТГ, а также от условий образования и истечения струи жидкости.

В принципе составным элементом тягового устройства может быть твердотопливный ракетный двигатель (РДТТ). Сравнительная оценка затрат твердого топлива на создание одной и той же величины силы тяги ТТВ и РДТТ при p = 5 МПа, проведенная в [5], показала, что для обеспечения одних и тех же значений силы и продолжительности действия тяги расход топлива на одну операцию создания сдвигового усилия в ТТВ примерно в 3 раза меньше, чем в РДТТ.

Таким образом, оценки эффективности действия ТТВ показали техническую возможность создания достаточно мощного устройства для стягивания судов с мели.

В рассматриваемой ниже методике предполагалось, что ОТГ находится над водой. Считалось, что в начальный момент шашка воспламенилась на небольшом участке, а затем с некоторым запаздыванием происходит воспламенение боковых ее стенок, и далее горение продолжается изнутри и снаружи шашки.

Математическая постановка задачи основывалась на использовании предположения об усредненности параметров газовой смеси по занимаемому объему и положений термодинамики переменной массы рабочего тела, находящегося в изменяющемся объеме [5].

Исходная система уравнений включала баланс массы газов. Считалось, что истечение газа из БЦ может происходить как в звуковом, так и в дозвуковом режиме. Увеличение занятого продуктами сгорания объема равно объемному расходу воды из БЦ. При записи закона сохранения энергии не учитывались затраты на испарение и конденсацию воды, а также потери энергии, связанные с растворимостью части газов в воде Изменение температуры стенки БЦ учитывалось с помощью уравнения теплового баланса. К исходной системе уравнений добавлялось уравнение состояния идеального газа, которое предполагалось справедливым, т.к. уровень давлений и температур близок к РДТТ [6]. Сила тяги для стадий вытеснения воды и истечения газов вычислялась по формуле Н.Е. Жуковского [7].

В начальный момент времени пространство вокруг газогенераторов заполнено воздухом, имеющим температуру и давление окружающей среды, толщина сгоревшего свода равна нулю.

Для удобства численной реализации на ПК система нелинейных дифференциальных уравнений была приведена к безразмерному виду. Численное решение ее было осуществлено методом Рунге–Кутта–Мерсона.

Интенсивность газоприхода может быть снижена за счет уменьшения площади поверхности горения, использования составов с меньшими скоростями горения. Влияние первого из перечисленных факторов иллюстрируется на рис. 2 кривыми с номером *1*. Сплошные кривые отражают зависимость силы тяги, а пунктирные – зависимость давления газов от времени. ОТГ представлялся в виде канальной шашки с забронированной внешней поверхностью. Существенное уменьшение отношения площади поверхности горения к площади сечения сопла приводит к снижению перепада между давлением газов в цистерне и окружающим. В результате уменьшается сила тяги, но возрастает время ее действия. Если же горение осуществляется и с внешней поверхности шашки, то процесс вытеснения становится более интенсивным, существенно возрастает сила тяги, однако сокращается время ее действия (кривые *2*).

Расчеты показали, что увеличение вместимости БЦ ТТВ позволяет «растянуть» во времени процесс действия силы тяги и приблизить его к требуемому техническому заданию.

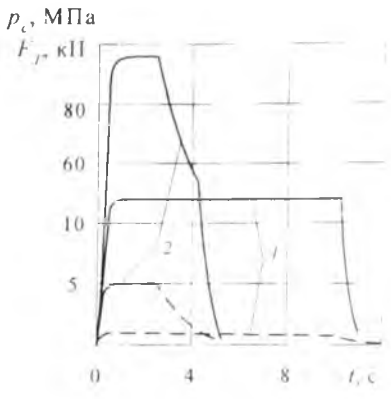


Рис. 2

Рассмотренный вариант использования ОТГ для вытеснения воды в водомете характеризуется простотой конструктивного исполнения, возможностью использования для газоприхода обратной связи по давлению, умеренными тепловыми нагрузками на стенки балластной цистерны, плавным подъемом давления в балластной цистерне. На основе проведенного параметрического анализа по разработанной программе расчета подобраны размеры шашки, балластной цистерны и сопла, которые обеспечивают квазистационарное создание требуемого уровня силы тяги для авиатранспортабельного варианта устройства, предназначенного для снятия судна с мели.

Созданные программы расчета и полученные результаты могут быть использованы при проектировании подобных устройств.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ (пр. 02-03-32616а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дунаевский Я.И. Снятие судов с мели. М.: Транспорт, 1984.

2. Дунаевский Е.Я., Жбанов А.В. Спасение на море: Справочник. М.: Транспорт, 1991.

3. Башкатов В.А., Орлов П.П., Федосов М.И Гидрореактивные пропульсивные установки. Л.: Судостроение, 1977.

4. Куликов С.В., Храмкин М.Ф. Водометные движители. Л.: Судостроение, 1980.

5. Барсуков В.Д., Голдаев С.В. Зажигание и горение унитарных твердых топлив под водой. Томск. Изд-во ТГУ, 2003.

6. Абугов Д.И., Бобылев В.М. Теория и расчет ракетных двигателей твердого топлива: Учебник для машиностроительных вузов. М.: Машиностроение, 1987.

7. Башта Т.М. Гидравлические приводы летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1967.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ КОМПЕНСАЦИИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА В ЭТХ-СИСТЕМАХ МЕЛКОГО КАЛИБРА

Барышев М.С.[1], Бураков В.А.[1], Ищенко А.Н.[1], Касимов В.З.[1], Сушков А.А.[2], Хоменко Ю.П.[1], Широков В.М.[1]

[1] НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, тел./факс (3822) 52-96-48
E-mail: ichan@niipmm.tsu.ru

[2] ВНИИТРАНСМАШ, г. Санкт-Петербург

Известно, что скорость химической реакции экспоненциально зависит от температуры. Это проявляется в том, что топливо, имеющее высокую начальную температуру, горит с более высокой послойной скоростью. В условиях артиллерийского выстрела данный эффект приводит к тому, что при отрицательных температурах метательного заряда в камере ствола достигается более низкое максимальное давление и снаряд приобретает меньшую скорость по сравнению со скоростью при положительных внешних температурах. Для некоторых штатных систем вооружения в диапазоне ± 40°С различие в максимальном давлении может достигать 27 %, а в начальной скорости снаряда – 5 %. Зависимость баллистических параметров выстрела от температуры внешней среды принято характеризовать температурным градиентом β, который учитывает изменение послойной скорости выгорания пороха при изменении его начальной температуры.

Одним из способов компенсации температурного градиента для уменьшения диапазона изменения давления и скорости является использование в артиллерийском выстреле электрической плазмы. Вводя в метательный заряд постоянной массы при различных температурах различное количество электрической энергии, можно повысить давление продуктов сгорания, а значит, и скорость снаряда до требуемого постоянного уровня. В данной работе сделана попытка оценки возможности компенсации температурного градиента в условиях модельной баллистической установки калибром 34 мм и заряда из пироксилинового зерненого пороха.

Для этого был разработан и испытан плазмотрон, представляющий собой толстую перфорированную металлическую трубку (катод), внутри которой располагался второй изолированный электрод (анод). Плазмотрон располагался на оси камеры и мог иметь произвольную длину. Катод и анод первоначально шунтировались тонким металлическим проводником, который взрывался при замыкании подводящей разрядной цепи с емкостным источником питания. После взрыва проводника внутри коаксиального плазмотрона образовывался разрядный осевой канал, генерирующий горячую электрическую плазму, истекающую в камеру через осевое и радиальные отверстия в корпусе катода. Предварительные исследования показали, что с помощью такого плазмотрона, с использованием имеющейся в распоряжении авторов разрядной цепи, можно вводить в рабочий объем камеры около 30% энергии E, первоначально запасенной в емкостном источнике, т.е. $Q \approx 0{,}3\ E$.

Разработанный плазмотрон использовался не только для компенсации температурного градиента, но и для управления периодом воспламенения порохового заряда. В качестве периода воспламенения выбиралось время достижения характерного для артиллерийского выстрела давления в 1000 бар, которое включало и собственно период воспламенения, и время первоначального нестационарного выгорания пороха, связанного с его мощным прогревом под воздействием плазмы. На рис. 1 показана зависимость времени достижения этого давления – t_{1000} от количества запасенной в источнике энергии E. Она носит гиперболический характер и выходит на асимптоту при $E \approx 22$ кДж, что соответствует примерно 6,6 кДж введенной энергии Q, а это составляет около 0,6 % от общей потенциальной энергии метательного заряда. Дальнейшее увеличение энергии не приводит к существенному уменьшению времени зажигания заряда. По-видимому, в общем случае количество энергии, необходимое для максимального сокращения периода воспламенения, будет зависеть от плотности заряжания метательного заряда. В проведенной серии опытов, результаты которой отражены на рис. 1, она составляла $\Delta = 0{,}75$ г/см^3.

Введение отмеченного выше количества энергии в метательный заряд позволяет помимо предельного сокращения времени его воспламенения провести компенсацию температурного градиента в определенном диапазоне температур. На рис. 2 сравниваются кривые изменения давления в камере

ствола в штатном выстреле (опыт 223), когда воспламенение заряда проводилось с помощью стандартной электрокапсюльной втулки, и в ЭТХ-выстреле с применением плазмотрона (опыт 226). Анализ показывает, что максимальное давление ЭТХ-выстрела возрастает на 18%, что дает увеличение начальной скорости снаряда на 4,6%. Теоретические расчеты, выполненные с использованием модели полидисперсной газопороховой смеси, описанной в [1], и известных данных по температурной чувствительности семиканального пороха, показали, что такое изменение основных баллистических показателей выстрела на используемой модельной установке произойдет при изменении температуры заряда в диапазоне +20...+50 °С. Таким образом, вводя в заряд 6,6 кДж электрической энергии, мы получаем такой же результат, как и при его нагреве до 50°С.

Обработка результатов проведенных опытов на основе методики идентификации экспериментальных данных, изложенной в [1], позволила установить физические причины компенсации температурного градиента за счет изменения максимального давления. На рис. 3 показаны зависимости, характеризующие изменение поверхности горения заряда от степени выго-

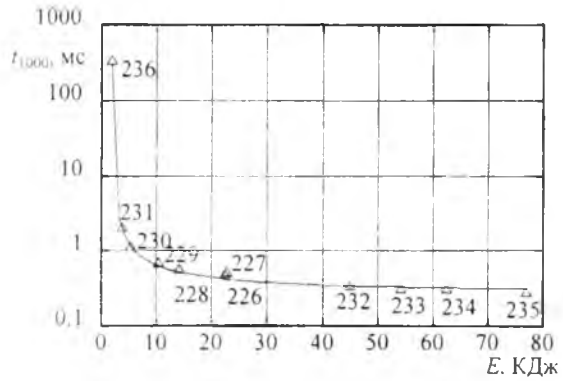


Рис. 1. Зависимость времени t_{1000} от запасенной в источнике энергии

рания пороха ψ в обычном и ЭТХ-выстреле, полученные после обработки опытных кривых $P_{exp}(t)$. Видно, что при вводе электрической плазмы в описываемом эксперименте около половины массы заряда сгорает в режиме повышенного газоприхода. Это может быть связано как с высокой нестационарной скоростью горения пороха из-за дополнительного прогрева его поверхностных слоев, так и с частичной деструкцией пороховых элементов под воздействием плазменной струи и соответствующим ростом поверхности горения.

С целью изучения возможностей применения разработанного плазмотрона для компенсации температурного градиента в более широком диапазоне были проведены эксперименты с изменением количества запасенной энергии от 0 до 77 кДж, что составляло около 6,7% от энергии метательного заряда. Установлено, что при вводе в заряд дополнительной электрической энергии в количестве 2,3% от общей энергии заряда, максимальное давление

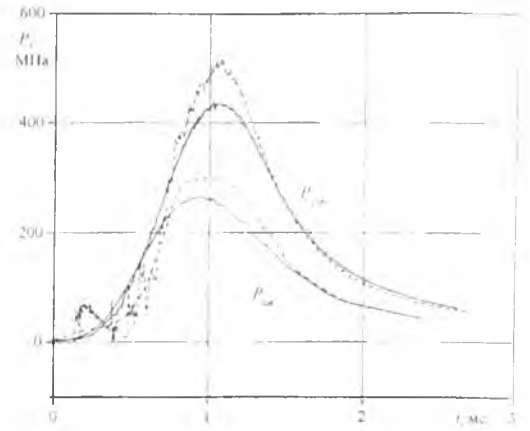


Рис. 2. Зависимость давления в камере ствола и на снаряде от времени ----- – опыт 223, ЭКВ; - - - - – опыт 226, Э/Р

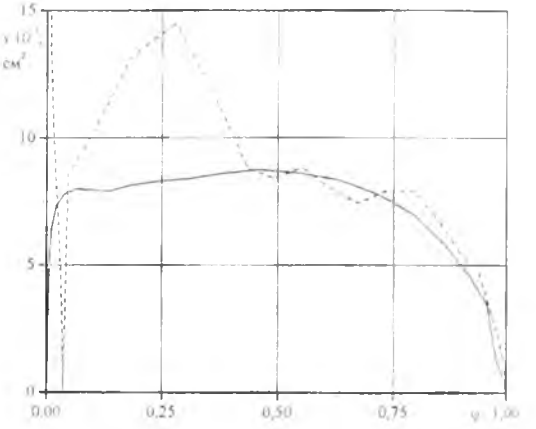


Рис. 3. Зависимость давления в камере ствола и на снаряде от времени.
----- – опыт 223, ЭКВ; P = 4398 бар, U = 1754 м/с, E = 0.
- - - - – опыт 226, Э/Р, P = 5190 бар, U = 1835м/с, E = 22.8 кДж

выстрела возрастает на 29%, а скорость снаряда – на 6,5%. Теоретические оценки показывают, что это соответствует изменению данных показателей в диапазоне температур шириной примерно 50°С.

Приведенные результаты показывают, что разработанный коаксиальный плазмотрон может служить эффективным средством управления основными характеристиками выстрела при изменении температурных условий его проведения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 04-03-33121) и программы «Университеты России» (код проекта УР.04.01.044).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН., 1999. 256 с.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ ПРИСОЕДИНЕННОГО ЗАРЯДА ИЗ ПЛАСТИЗОЛЬНОГО ТОПЛИВА

Барышев М.С.[1], Бураков В.А.[1], Ищенко А.Н.[1], Саморокова Н.М.[1], Фоменко В.В.[2], Хоменко Ю.И.[1]

[1] НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, тел./факс (3822) 52-96-48
E-mail: ichan@mipmm.tsu.ru

[2] РНЦ «Прикладная химия», г. Санкт-Петербург

Исследования возможностей применения высокоплотных моноблочных зарядов для повышения баллистических характеристик артиллерийского выстрела проводятся у нас в стране и за рубежом в течение последних 25 – 30 лет. Наиболее перспективные результаты были получены при использовании моноблочных низкопористых топлив в режиме так называемого присоединенного заряда (ПЗ) [1].

Применение ПЗ позволяет одновременно реализовать ряд преимуществ перед классической схемой выстрела, которые приводят к повышению скорости метания снаряда. Прежде всего, это повышение плотности заряжания заряда. При использовании композитных топлив она может быть увеличена до 1,2 г/см^3. Во-вторых, это перемещение метательного заряда за снарядом, приводящее к перераспределению энергии в заснарядном пространстве и повышению давления в глубине ствола, непосредственно у дна снаряда. И, наконец, это использование реактивного подгона снаряда присоединенным зарядом в период их непосредственного контакта и горения ПЗ.

Было установлено, что эффективная послойная скорость выгорания ПЗ при 100 МПа в зависимости от условий выстрела должна составлять от 1 – 2 до 150 м/с.

Возможны два случая применения ПЗ: когда он используется как самостоятельный метательный заряд (присоединенная схема) и когда он используется совместно со штатных зерненым зарядом в камере (комбинированная схема). И для первой, и для второй схемы имеется положительный опыт применения многослойных, или составных, ПЗ, состоящих по длине из топлив разного состава.

В данной работе исследованы возможности применения ПЗ из нового гелеобразного пластизольного топлива в комбинированной схеме выстрела на модельной баллистической установке калибром 23 мм.

Общий вид схемы метания показан на рис. 1. Поскольку агрегатное состояние ПЗ не позволяет применять его без оболочки, он размещался в подвижном полиэтиленовом контейнере 2, масса которого входила в общую массу снаряда.

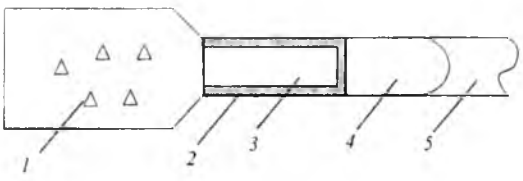


Рис. 1. Общая схема выстрела с ПЗ:
1 – штатный заряд; *2* – контейнер; *3* – пластизольный ПЗ; *4* – снаряд; *5* – ствол

В ходе предварительных манометрических испытаний было установлено, что зависимость послойной скорости горения пластизольного топлива от давления подчиняется известному закону $U_1=A+BP^{\nu}$, причем показатель степени ν в различных диапазонах давления может иметь различные значения, в том числе и больше единицы.

Законченная физическая модель горения подобных топлив в настоящее время отсутствует, но, по-видимому, высокие скорости газообразования обеспечиваются за счет увеличения поверхности горения благодаря турбулизации приповерхностных слоев топлива.

При проведении параметрических исследований, направленных на поиск условий заряжания, обеспечивающих максимальную скорость на применяемой баллистической установке для снарядов с

коэффициентом веса C_q=3г/см^3, масса ПЗ менялась от 20 до 55% от общей массы метательного заряда.

На рис. 2 показаны типичные кривые изменения давления в камере ствола (экспериментальная и расчетная) при использовании ПЗ из пластизольного топлива. Расчеты проведены по математической модели выстрела, описанной в [1].

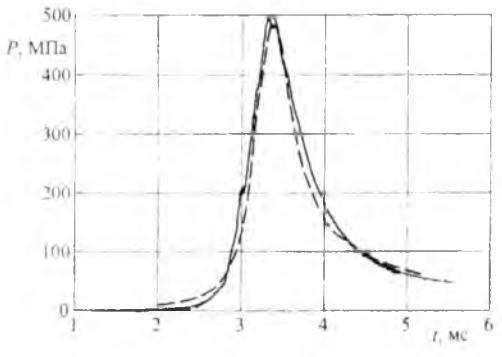


Рис. 2. Зависимость давления в камере от времени
———— - эксперимент P_{max}=498.0 МПа, U=2612 м/с;
– – – – – расчет P_{max}=495.8 МПа, U=2698 м/с

Используя в качестве параметра согласования расчетных и экспериментальных данных закон горения ПЗ, удалось оценить величину послойной эффективной скорости выгорания топлива в условиях выстрела и ее распределения по длине ПЗ. Это распределение иллюстрируется рис. 3. Более половины заряда сгорает со скоростью менее 20 м/с, а последние 5 см топлива горят с возрастающей до 80 м/с скоростью.

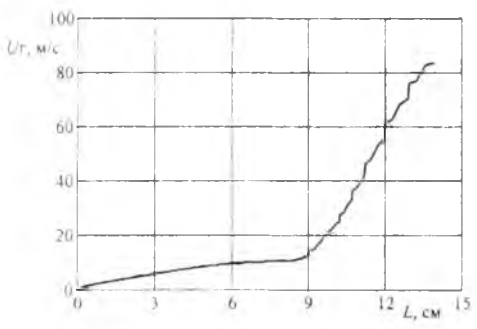


Рис. 3. Распределение эффективной послойной скорости горения по длине ПЗ

Эффект подобного увеличения скорости газообразования в конце выстрела оказался типичным для пластизольного топлива. Теоретические экспериментальные результаты, полученные в [1], показывают, что если послойная скорость горения заряда по мере движения по стволу будет нарастать, то применение ПЗ становится более эффективным. Это создает прогрессивный режим газообразования при увеличении заснарядного пространства, обеспечивает более медленное снижение давления в области снаряда и существенно повышает скорость его метания. При использовании твердых топлив скорость выгорания может быть повышена за счет использования быстрогорящих сегментов [2], а на пластизольных топливах этот эффект обеспечивается и на однородных ПЗ.

В эксперименте, данные которого приведены на рис. 2, начальная плотность заряжания составляла 0.81 г/см^3. В ходе параметрических исследований за счет увеличения массы ПЗ плотность заряжания была повышена до 0.92 г/см^3. При этом скорость снаряда увеличилась до 2742 м/с при максимальном давлении выстрела, не превышающем 610 МПа.

Эти данные соответствуют результатам, полученным на используемой баллистической установке с помощью ПЗ из твердых композитных топлив. Поэтому исследованные пластизольные составы могут быть рекомендованы для дальнейшего применения в условиях нетрадиционных схем метания с ПЗ наравне с уже известными твердыми топливами.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 04-03-33121) и программы «Университеты России» (код проекта УР.04.01.044).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 256 с.

2. Барышев М.С., Бирюков Ю.А., Бураков В.А. и др. Исследование влияния ультрадисперсных алюминиевых частиц на характеристики горения моноблочных зарядов и баллистические параметры выстрела// Четвертая международная конф. «Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и в ствольных системах». Ижевск, 2004. С. 187-204.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАКОНОВ ГАЗООБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОМБИНИРОВАННОГО ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА

Барышев М.С., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Салько А.Е.*, Хоменко Ю.П.

НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел (3822) 529722; E-mail: ksm@niipmm.tsu.ru
*Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, г. Москва

Определение действительных законов горения и газообразования порохов является одной из основных проблем внутренней баллистики [1]. Общепринятым экспериментальным методом решения этого вопроса являются манометрические испытания. Наряду с классической [1] в настоящее время существуют методики обработки, позволяющие на базе использования современных средств вычислительной техники, методов оптимизации и математической статистики получить более полную информацию о горении порохов [2 – 4]. Недостатком манометрического метода является невозможность исследовать заряды, имеющие высокую плотность заряжания.

Для решения этих задач разработаны методики [5 – 6], позволяющие идентифицировать закон газообразования монодисперсного метательного заряда (МЗ) по данным баллистического эксперимента. В данной работе изложены результаты применения более совершенной методики [7], предназначенной для анализа ситуаций, когда МЗ состоит из существенно различных компонентов. Методика базируется на математической модели выстрела в рамках механики гетерогенных сред и учитывает полидисперсный состав МЗ, начальное расположение его компонентов, а также их индивидуальные геометрические и теплофизические характеристики.

В эксперименте фиксируется зависимость давления от времени $P_{exp}(t)$ в некотором сечении $x=x_0$, и, возможно, время прохождения метаемым элементом некоторых фиксированных сечений. В расчете по указанной математической модели получаем зависимость $P_{calc}(t)$ в этом же сечении и расчетную траекторию элемента. Минимизируем отклонение $P_{exp}(t)$ от $P_{calc}(t)$ и отклонение экспериментальной и расчетной траекторий, распоряжаясь зависимостями, определяющими газообразование и силу трения элемента о ствол.

Известно, что закон газообразования можно представить в виде

$$\frac{d\psi_j}{dt} = \frac{S_{0j}}{V_{0j}}\sigma_j(\psi_j)U_j(p), \qquad (1)$$

где ψ_j – степень выгорания заряда; S_{0j}, V_{0j} – начальные площадь поверхности и объем порохового заряда; $\sigma_j(\psi_j)$ – отношение текущей площади поверхности горения к начальной; U_j – линейная скорость горения; p – давление; t – время; индекс j обозначает номер компоненты метательного заряда (МЗ).

Из (1) видно, что один и тот же газоприход, а следовательно, и зависимость $P_{calc}(t)$, можно получить посредством разных комбинаций функций $\sigma_j(\psi_j)$ и $U_j(p)$. Предположим, что известна $U_j(p)$, определенная, например, по экспериментам в манометрической бомбе. Ограничимся также случаем идентификации зависимости $S=S_{0k}\sigma_k(\psi_k)$ для одной компоненты МЗ, полагая характеристики других известными. Аппроксимируем S кусочно-постоянной зависимостью посредством множеств значений $\{S_i\},\{\psi_i\}$, $i=0,N$, так что S_i постоянна на интервале $[\psi_{i-1}\ \psi_i]$. В этом случае целью задачи идентификации поверхности горения является определение множеств значений $\{S_i\},\{\psi_i\}$, минимизирующих среднеквадратичное отклонение $P_{exp}(t)$ от $P_{calc}(t)$.

В общем случае можно решать эту задачу методами нелинейного программирования в пространстве размером $2N+1$. Однако воспользуемся тем обстоятельством, что при выстреле степень выгорания порохового зерна растет от 0 в начальный момент до 1 в момент полного сгорания и временная

Рис. 1. К алгоритму идентификации

направленность этого процесса совпадает с таковой для математического моделирования. На рис. 1 в плоскостях (t,p) и (x,t) показаны зависимость $P_{exp}(t)$ и траектория снаряда $X_{sn}(t)$ (здесь считается, что начало системы координат по оси x находится в точке $x=x_0$). Кривыми AA^* и BB^* показаны траектории, по которым возмущения от снаряда доходят до сечения $x=0$. Рассмотрим временной промежуток от $t=t_{i1}$ до некоторого значения $t=t_{i2}$. Считаем, что в течение этого времени имеет место постоянное значение S_i, и находим его, минимизируя отклонения между экспериментальной кривой $P_{exp}(t)$ и расчетной $P_{calc}(t)$, решая прямую задачу внутренней баллистики на интервале $[t_{i10}, t_{i2}]$. Очевидно, что частью области зависимости отрезка $[t_{i1}, t_{i2}]$ оси t, расположенной справа от сечения $x=0$, является криволинейный четырехугольник ABB^*A^*. Максимальное значение ψ внутри него берем в качестве ψ_{i+1}. Про-

водя эту процедуру, начиная с $t=0$, $t_{10}=0$ и либо до достижения $\psi=1$, либо до вылета снаряда на участке $[t_{10}, t_{20}]$, получаем искомое решение. Заметим, что в данном случае на каждом временном интервале используется алгоритм одномерного поиска минимума, а естественным параметром, посредством которого можно влиять на качество идентификации, является длина текущего временного промежутка. Компьютерная реализация данного алгоритма позволяет визуально контролировать процесс идентификации в плоскостях (p, t) и (ψ, S), в диалоговом режиме изменять длину текущего временного промежутка, а также производить откат назад на произвольное число промежутков, если результаты идентификации не удовлетворяют оператора.

Как уже упоминалось в [7], самая интересная область применения данной методики – исследование горения составов, для которых неизвестна даже начальная поверхность горения (гелеобразные топлива).

На рис. 2 и 3 приводятся результаты по определению поверхности горения для комбинированных двухкомпонентных МЗ, компонентами которого

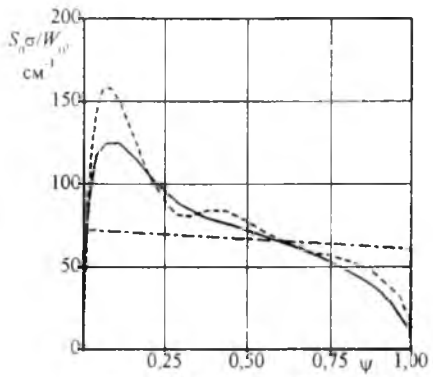


Рис. 2. Поверхность горения одноканального зерна

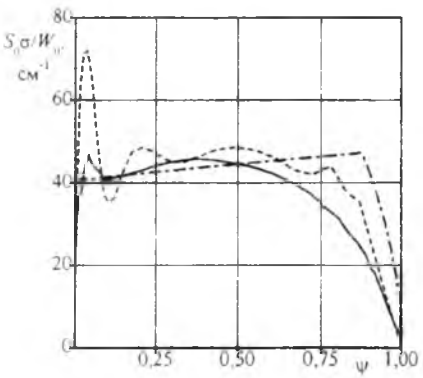


Рис. 3. Поверхность горения семиканального зерна

являются одноканальный и семиканальный порох. На них полученные кусочно-постоянные зависимости изображены в виде кусочно-линейных, проведенных через середины соответствующих интервалов по ψ, причем показаны средние значения по результатам обработки серий из 3 – 4 опытов.

Сплошные линии соответствуют экспериментам с однокомпонентным МЗ. В этих опытах за счет изменения масс навесок и метаемых элементов максимальные давления изменялись в пределах от 2 до 6 кбар (рис. 2) и от 2 до 4 кбар для рис. 3. Отмечается отклонение S от средних кривых при $\psi < 0.25$ (рис. 2) и $\psi < 0{,}1$ (рис.3), что объясняется нестационарными эффектами, связанными с прогревом приповерхностного слоя во время воспламенительного периода. Штриховыми кривыми показаны результаты для компонент комбинированного МЗ (средние по трем опытам), при этом при идентификации одноканального заряда в качестве компоненты с известными параметрами использовались данные обработки для семиканального однокомпонентного заряда и наоборот. Штрихпунктир соответствует поверхности горения для геометрического закона

Нужно отметить хорошую воспроизводимость поверхности горения при изменении максимального давления, что вполне согласуется с современными представлениями о закономерностях горения пороховых зарядов. Соответствие $S(\psi)$, полученных при обработке опытов для однокомпонентного и комбинированного зарядов, также можно считать удовлетворительным.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 04-03-33121) и программы «Университеты России» (код проекта УР.04.01.044)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М.: Оборонгиз, 1962. 703 с.
2. Аксенов В.С., Леонов Г.Н., Любимов А.В. и др. Дифференциальный метод измерения скорости горения конденсированных систем в манометрической камере // Физика горения и взрыва. 1979. Т.15, №2. С. 103-107.
3. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Саморокова Н.М. Интегродифференциальный метод определения законов горения конденсированных систем в условиях постоянного объема // Физика горения и взрыва. 1999. Т.35, №1. С. 67-71.
4. Хоменко Ю.П., Широков В.М. Об учете тепловых потерь при обработке результатов манометрических испытаний// Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. II Всерос. науч. конф. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. С. 171-172.
5. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Широков В.М. Идентификация законов газообразования метательных зарядов по результатам баллистических испытаний// Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. С. 209-210.
6. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 256 с.
7. Касимов В.З., Хоменко Ю.П. Определение поверхности горения элементов метательных зарядов на основе данных баллистического эксперимента// Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. II Всерос. науч. конф. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. С. 165-155.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФИЛЬТРАЦИОННЫХ СВОЙСТВ НЕФТЕГАЗОНОСНЫХ ПЛАСТОВ

Березиков А.П., Пластунова О.С.[1]

НИИ прикладной математики и механики при ТГУ

[1] Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529656, факс: (3822) 529547; E-mail: leva@niipmm.tsu.ru

Бескорпусные пороховые генераторы давления предназначены для разрыва и термогазохимической обработки нефтегазоносных пластов продуктами сгорания твердого топлива с целью восстановления или повышения фильтрационных свойств прискважинной зоны. Эффект достигается благодаря одновременному механическому, тепловому и физико-химическому воздействию пороховых газов на горные породы, насыщающие их жидкости и твердые отложения в прискважинной зоне и в трещинах.

В частности, бескорпусный пороховой генератор давления ПГДБК-100М состоит из одного воспламенительного и нескольких основных пороховых зарядов, системы воспламенения, соединительных и уплотнительных деталей. Каждый пороховой заряд имеет на внешней боковой поверхности тонкослойное защитное покрытие (бронировку) на основе эпоксидной смолы, предохраняющей заряд от ударов и трения о трубы обсадной колонны. Основные пороховые заряды могут иметь защитное покрытие (бронированы) по боковой поверхности полностью и частично. Воспламенительный заряд бронирован по боковой поверхности полностью. Выбор количества и состава основных зарядов зависит от требуемого характера изменения и величины давления при обработке скважины. Процесс горения зарядов генератора хотя и является кратковременным, но существенно отличается от взрывного процесса, так как при работе генератора в скважине нарастание давления происходит "плавно", что не вызывает повреждения обсадных труб, так как в них не возникает остаточной деформации. Это является весьма важным обстоятельством при дальнейшей эксплуатации скважины.

Для определения влияния характеристик импульса давления генератора (амплитуды, длительности формы импульса, скважности) на характеристики нефтесодержащих пород предложена установка для определения влияния давления на образцы пород из скважин и использования нефтевытесняющих композиций. Данная установка представляет собой манометрическую бомбу с рабочим давлением пороховых газов до 100 МПа. Схема установки представлена на рис. 1.

Установка представляет собой цилиндрический сосуд (камера сгорания), который с обоих торцов закрыт крышками. В камере сгорания устанавливается образец нефтесодержащего слоя, который заливается сверху слоем жидкости. В верхней части камеры устанавливается заряд ТТ, сбоку камеры устанавливается дополнительная камера с дополнительным зарядом. Зажигание образцов происходит за счёт электрических воспламенителей. При подаче напряжения на электрические воспламенители заряды ТТ воспламеняются, вследствие чего давление повышается. Под действием давления жидкость воздействует на керн. После проведения опыта давление сбрасывается с помощью вентиля, далее из установки извлекается испытываемый образец и проводятся его исследования. Меняя формы зарядов, можно получить различные импульсы давления. Все образцы, после испытаний проверяют на газопроницаемость. По разнице начальной и конечной пористости определяется эффект данного воздействия.

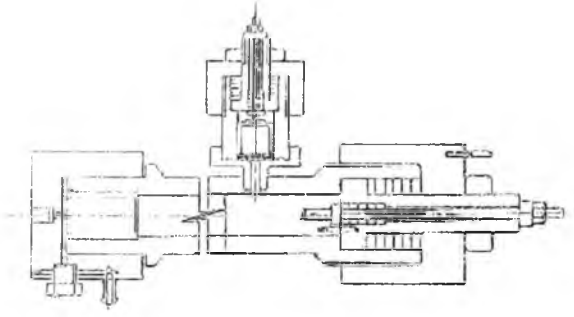


Рис. 1. Схема установки для определения влияния давления на характеристики образцов породы

Для построения математической модели рабочих процессов в установке используется система уравнений в нульмерной постановке, которая включает уравнения сохранения массы, сохранения энергии и уравнение состояния. Для первого полузамкнутого объема, в котором происходит горение ТТ, система уравнений имеет вид [1]:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= G_+ - G_-, \\ \frac{dE}{dt} &= E^+ - E^-, \\ p &= \rho RT, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

где M – масса продуктов сгорания в камере; t - текущее время; E – энергия; E^+ – приход энергии от продуктов сгорания; E^- – вынос энергии через сопло; G – секундный массовый расход продуктов сгорания; G_+ - газоприход; p - давление;

R - газовая постоянная; ρ - плотность газов; T - температура продуктов сгорания.

В соответствии с (1) запишем:

$$M = \rho V,$$

$$G_+ = uS_T\rho_T,$$

$$G_- = \frac{pS\Gamma(\kappa)\varphi}{\sqrt{RT}},$$

$$E = Mc_V T = \rho V c_V T, \qquad (2)$$

$$E^+ = \chi G_+ c_p T_1 = \chi uS_T\rho_T c_p T_1,$$

$$E^- = G_- c_p T = c_p pTS_{кр}\varphi\frac{\Gamma(\kappa)}{\sqrt{RT}},$$

где V - объём камеры сгорания; u - скорость горения; S_T - площадь поверхности горения; ρ_T - плотность топлива; S - площадь критического сечения сопла; $\Gamma(\kappa)$ - функция показателя адиабаты; φ - коэффициент расхода сопла; χ - коэффициент тепловых потерь; c_p - удельная теплоемкость при p = const; T_1 - температура горения.

Для второго объема, в котором расположен исследуемый образец, система уравнений имеет аналогичный вид. Истекающий газ из первого объема перетекает во второй, поэтому приходные характеристики этого объема равны расходным первого. Начальные условия (момент времени t=0, P_H=$P_{атм}$, T_H=20 °C).

Закон скорости горения:

$$u = u_1\left(\frac{p}{p_{атм}}\right)^{\upsilon}, p < p_*$$

p_* ~ 15 МПа (в зависимости от ТРТ).

Подставляя (2) в систему (1), получим:

$$\begin{cases} V\dfrac{d\rho}{dt} = \rho_т Su - \varphi\Gamma(k)\dfrac{pF}{\sqrt{RT}}, \\ V\dfrac{dp}{dt} = \rho_т Su\chi kRT_г - \varphi\Gamma(k)\rho kF\sqrt{RT}, \\ p = \rho RT, \\ u = u_1\left(\dfrac{p}{p_{атм}}\right)^{\upsilon}. \end{cases} \qquad (3)$$

Аналогичная система уравнений записывается для объема, в котором расположен исследуемый образец.

$$\begin{cases} V\dfrac{d\rho}{dt} = \varphi\Gamma(k)\dfrac{pF}{\sqrt{RT}}, \\ V\dfrac{dp}{dt} = \varphi\Gamma(k)\rho kF\sqrt{RT}, \\ p = \rho RT. \end{cases} \qquad (4)$$

Эти системы уравнений позволяют проводить параметрические расчеты кривых $p(t)$ и $T(t)$ в зависимости от типа топлива, формы заряда и диаметра сопла.

На рис. 2 приведена характерная кривая давления в предложенной установке.

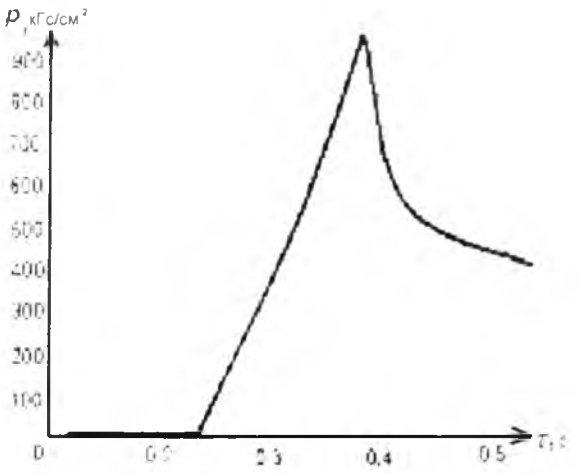


Рис. 2. Характерная кривая импульсного воздействия

При предварительных испытаниях в установке было замечено существенное изменение физического состояния кернов: появились трещины, увеличилась водопроницаемость. Предварительные исследования показывают, что комплексное воздействие нефтевытесняющей композиции и импульсного давления может существенно увеличить нефтеотдачу пластов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ерохин Б.Т. Теория внутрикамерных процессов и проектирование РДТТ. М.: Машиностроение, 1991. 559 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПРОДОЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ДЛИННЫХ ТЕЛ В БАЛЛИСТИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Биматов В.И.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529621
E-mail: fff@ftf.tsu.ru

Излагаются результаты экспериментальных исследований методом аэробаллистических испытаний эффективности стабилизации длинных тел с помощью изменения геометрии их хвостовой части.

Расчет аэродинамических характеристик основан на методике, изложенной в [1], основные положения которой состоят в следующем.

Задача определения аэродинамических характеристик по результатам аэробаллистических испытаний в общей постановке представляет собой задачу определения неизвестных параметров системы дифференциальных уравнений динамики твердого тела по функционалам от ее левых частей. Предполагая зависимости аэродинамических характеристик от параметров подобия однозначными и непрерывными, естественно представить их в виде полиномиальных разложений по безразмерным параметрам. Тогда в роли неизвестных будут выступать коэффициенты этих разложений. Структура полиномов определяется условиями и целями эксперимента. Таким образом, при экспериментальном определении аэродинамических характеристик ставится задача оценки векторов $\bar{c}_k$ коэффициентов полиномиальных разложений, которые недоступны для прямого измерения, а экспериментально определяются некоторые их проявления – кинематические параметры $\bar{p}(t)$, связанные с коэффициентами $\bar{c}_k$ системой дифференциальных уравнений динамики

$$\dot{\bar{p}}(t) = f(\bar{p},\bar{c}), \quad \bar{p}(0) = p_0. \qquad (1)$$

Аэродинамические характеристики представлены полиномами

$$\bar{c} = \sum_{k=0}^{n} \bar{c}_k \varphi_k, \qquad (2)$$

где φ_k представляют собой безразмерные параметры подобия и кинематические параметры. Такая постановка есть пример классической обратной задачи для дифференциальных уравнений и для ее решения необходимо применять устойчивые методы, разработанные в теории некорректных задач [2]. Предлагаемая методика расчета аэродинамических характеристик основана на использовании системы дифференциальных уравнений пространственного или плоского движения твердого тела. Процесс расчета аэродинамических коэффициентов состоит из трех этапов.

1. Определение кинематических параметров по первичной информации эксперимента.

2. Определение левых частей и необходимых функций в правых частях системы (1). При этом система дифференциальных уравнений превращается в систему линейных алгебраических уравнений с прямоугольной матрицей относительно коэффициентов $\bar{c}_k$.

3. Решение системы линейных алгебраических уравнений для определения коэффициентов $\bar{c}_k$.

На рис. 1 приведена схема хвостовой части моделей, а в таблице – значения параметров α, β наклона переднего и заднего конуса выточки пяти вариантов, с которыми проводились эксперименты. Удлинение моделей λ=21.

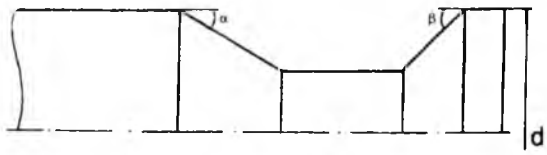


Рис. 1. Схема хвостовой части модели

Варианты	1	2	3	4	5
α, град	30	12	12	12	45
β, град	16	16	23	30	16

Эксперименты проводились на баллистической трассе НИИПММ при Томском государственном университете. Длина измерительного участка L=22 м. Метательная установка калибра 13.3 мм позволяла проводить эксперименты в диапазоне чисел Маха от 0.6 до 1.6. Время измерялось в шести сечениях через три метра, угловые и линейные координаты – в 18 сечениях. Вращения моделей относительно продольной оси в экспериментах не наблюдалось. Колебания моделей около центра масс происходило в одной плоскости. Это позволило использовать уравнения плоского движения, имеющие вид:

$$m\bar{t}_x V = C_x \frac{\rho s}{2},$$

$$J_z(\alpha''_x - \alpha'_x t''_x V) = \frac{\rho s l}{2} m_z^{\alpha} \alpha. \qquad (3)$$

Исходными кинематическими параметрами являются t(x), α(x). Регистрирующие установки в силу конструктивных условий укреплены на нерегулярной сетке. Кроме того, сетка измерений от опыта к опыту неизбежно меняется в небольших диапазонах. По этим причинам аппроксимация кинематических параметров проводилась в два этапа. Сначала исходные данные t(x),α(x) аппроксимировались полиномиальными сплайнами по специально разработанному алгоритму [3]. Затем полученные аппрок-

симации использовались в качестве исходных данных для работы алгоритмов Чебышевской аппроксимации и дифференцирования [4].

Поскольку разделение вариантов моделей по значению коэффициента стабилизирующего момента является наиболее важным этапом при исследовании их устойчивости, рассмотрим результаты расчетов m_z^α.

На рис. 2 приведены графики изменения $m_z^\alpha(M)$, построенные по средним значениям аэродинамических коэффициентов. Для этого проводилась серия из 10–15 опытов в узких диапазонах начальных чисел Маха (max ΔM_0=0.02). Это позволило, учитывая характер зависимости $m_z^\alpha(M)$, в этом диапазоне чисел Маха, считать коэффициенты m_z^α. не зависимыми от М в каждой серии опытов. Для каждой серии были рассчитаны средние значения коэффициентов продольной устойчивости и их доверительные интервалы.

В известных методиках предполагается, что сведение задачи к системе линейных алгебраических уравнений исчерпывает проблему решения – необходимо лишь набрать N^* фундаментальных уравнений. Однако следует ожидать, что из-за некорректности задачи в целом и на этом этапе возникнут вычислительные трудности. Структура фундаментальной системы определяется как базисом разложения аэродинамических характеристик, так и множеством точек $\{x_k^*\}$, на котором этот базис задан. Этим влиянием на качество вычислительного процесса и объясняется важность задачи выбора сетки $\{x_k^*\}$, который должен производиться в процессе вычисления так, чтобы число обусловленности линейной задачи μ(A) было наименьшим из всех возможных при заданном базисе.

Первоначально формирование систем линейных алгебраических уравнений проводилось на равномерной сетке. При этом числа обусловленности линейных задач были слишком большими ($\mu(A)>10^3$). Доверительные интервалы с надежностью 0.95 в этом случае оказались настолько велики, что разделить варианты моделей по аэродинамическому коэффициенту не представлялось возможным. Хотя средние значения m_z^α для разных вариантов были различными, их доверительные интервалы перекрывались (см. рис.2, А).

Затем сетки фундаментальных систем подбирались таким образом, чтобы числа обусловленности для соответствующих линейных систем были наименьшими из числа возможных. Таким образом удалось снизить обусловленность линейных систем до значений μ = 5–10. Вследствие этого выборочные дисперсии средних значений снизились более чем в два раза и доверительные интервалы для различных вариантов сократились так, что перестали перекрываться (см. рис. 2, В).

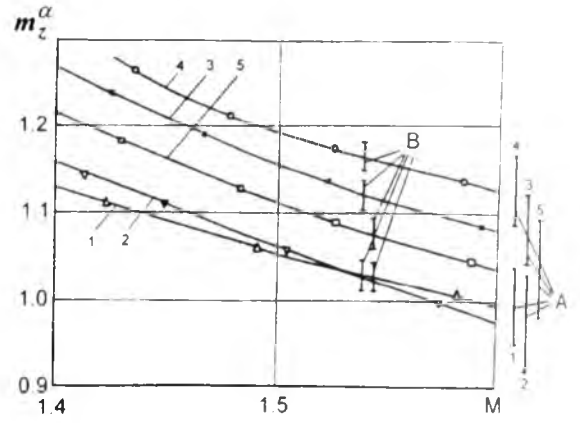


Рис. 2. Результаты расчета m_z^α для пяти вариантов моделей и доверительные интервалы: А – равномерная сетка; В – специально выбранная сетка

То есть с помощью предложенного подхода удалось разделить различные варианты моделей по аэродинамическому коэффициенту m_z^α.

На основании этих расчетов предпочтение с точки зрения продольной устойчивости было отдано моделям третьего и четвертого вариантов. Последующие исследования подтвердили правильность сделанных выводов.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что разработанный метод значительно улучшает точность оценок аэродинамических характеристик, не требуя увеличения количества опытов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Биматов В.И. Методика расчета АДХ тел на баллистической трассе // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения: Аннот. докл. II конф. РФЯЦ-ВНИИЭФ Саров, 2001.

2.Тихонов А.Н. О регуляризации некорректно поставленных задач. // ДАН СССР. 1963. Т. 153, № 4.

3. Биматов В.И. Приближение данных аэробаллистического эксперимента сплайнами // Материалы пятой научной конференции по математике и механике. Т. II. Томск: Изд-во Том. ун-та. 1975. С. 165.

4. Биматов В.И., Гуслякова Н.В. Аппроксимация функций и их производных, заданных на дискретном множестве точек // Механика летательных аппаратов и современные материалы. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002.

ГАЗОДИНАМИКА ОТКРЫТОГО СЖИГАНИЯ КРУПНОГАБАРИТНЫХ РДТТ

Бондарчук С., Сабырбаев А.*

Томский гос. университет, *Томский университет систем управления и радиоэлектроники

Проблема уничтожения больших количеств твердых ракетных топлив (ТРТ) существует теперь уже в нескольких странах мира. Ее наличие объективно обусловлено необходимостью уничтожения дефектных зарядов, а также зарядов военных ракет, выработавших гарантийный срок службы. Особое звучание эта проблема приобрела в России в связи с государственными обязательствами по уничтожению ракет с общей топливной массой выше 20 000 т.

Из сравнительного анализа способов утилизации ТРТ следует, что наибольшей простотой обладает производительный и относительно безопасный способ открытого сжигания зарядов. Экологически безопасное открытое сжигание ТРТ подразумевает организацию процесса в условиях специализированных предприятий с максимальным улавливанием продуктов горения с целью нейтрализации вредных для окружающей среды веществ и продуктов.

Проблема количественной оценки концентраций образующихся при сжигании вредных газообразных и конденсированных продуктов горения и анализа пространственно-временного поведения концентраций этих веществ является актуальной задачей как для оценки степени экологической опасности, так и для разработки способов ее минимизации.

Разработанный комплекс математических моделей касается детального описания сжигания двигателей с демонтированными днищами с учетом главных внутрибаллистических (ВБ) особенностей процесса зажигания заряда, его нестационарного горения, двухфазного канального течения продуктов сгорания. Существенными особенностями реализующихся течений при этом являются "нерасчетно" низкое давление, при котором сгорает топливо; значительная газодинамическая напряженность течения; высокие перепады скорости потока вдоль тракта канала заряда и "плывущая" поверхность скорости, где реализуется значение числа Маха M=1. Кроме этого, существенными факторами становятся нестационарность процессов горения, полнота сгорания, особенности образования и эволюции к-фазы.

Схема исследуемой системы приведена на рис. 1. Особенностью данной схемы для выполнения ВБ расчетов является наличие больших (по сравнению со штатной конфигурацией) поверхностей, через которые проходит истечение продуктов из камеры сгорания. Более того, в начальные моменты времени, когда выгорание заряда незначительно, реализуется режим околозвукового течения газа в районах концов заряда. Далее, по мере выгорания заряда, горловинами заднего и переднего днищ образуются своего рода "сопла", где реализуются критические и докритические режимы истечения.

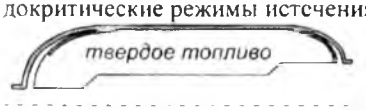


Рис. 1. Схема расчетной области

Математическая модель, описывающая указанные процессы, базируется на интегральных уравнениях законов сохранения массы, количества движения и энергии [1] Расчет времени зажигания производится в рамках твердофазной теории с учетом экзотермических реакций [2]. При расчете газоприхода за счет горения ТРТ учитывались нестационарные эффекты (модель Зельдовича – Новожилова) и наличие эрозионной составляющей (по В.Н. Вилюнову). Граничные условия для моментов времени, когда проходная площадь на открытых концах канала больше площади выреза днищ, формулировались связанностью чисел Маха для этих сечений, полученной для квазистационарного изоэнтропического потока. В случаях, если выходная площадь канала заряда меньше открытой части днища, могут реализовываться сверхзвуковые режимы истечения, когда граничных условий формально не требуется, и дозвуковые режимы, когда граничное условие для истечения определяется давлением внешней среды.

Результаты вычислений. Вычисления проводились для двух схемных решений по утилизации крупногабаритных РДТТ – с демонтированным сопловым блоком и с частично открытым передним днищем. Расчеты проводились в два этапа. Сначала по штатным параметрам горения топлива определялся приблизительный уровень реализующегося среднего внутрикамерного давления; затем для этого давления по термодинамическому расчету корректировались свойства продуктов сгорания и вычисления повторялись.

На рис. 2 приведены зависимости давления от времени для начального периода работы системы. На рис. 3 представлены распределения давления и скорости вдоль канала заряда в момент времени после охвата горением всей рабочей поверхности. Поскольку истечение продуктов сгорания происходит непосредственно в атмосферу (выходные сечения канала меньше отверстий в днищах), то на определенных областях канала реализуется режим сверхзвукового течения; перепады давления по длине канала достигают значительных величин (≈1.2 МПа). Отметим также, что существенно эрозионный режим

горения, реализующийся на данном этапе, определяет повышение скорости горения более чем в 2 раза.

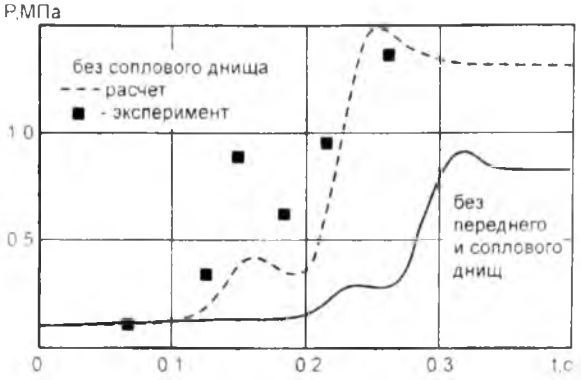


Рис. 2. Зависимости давления от времени

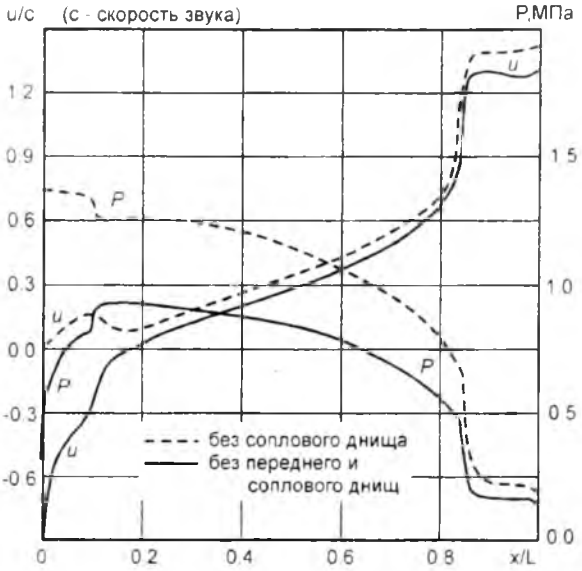


Рис. 3. Распределения скорости и давления

После разгара канала до состояния, когда критическое сечение потока "садится" на отверстие днища, продольные градиенты давления существенно уменьшаются (рис. 4) и, соответственно, все течение в области канала заряда становится дозвуковым.

На рис. 5 приведено изменение давления для полного времени процесса горения для двигателя с демонтированным сопловым блоком.

Таким образом, в статье представлена математическая модель и результаты расчета изменения газодинамических параметров при открытом сжигании твердотопливных двигателей с демонтированными днищами с учетом главных ВБ особенностей процесса воспламенения заряда и его нестационарного горения. Отмечены следующие главные особенности режимов реализующихся течений:

- наличие значительных перепадов давления по длине двигателя в начальный период работы;
- реализующиеся околозвуковые скорости внутриканального потока;
- существенное влияние эрозионной составляющей скорости горения на начальных этапах горения.

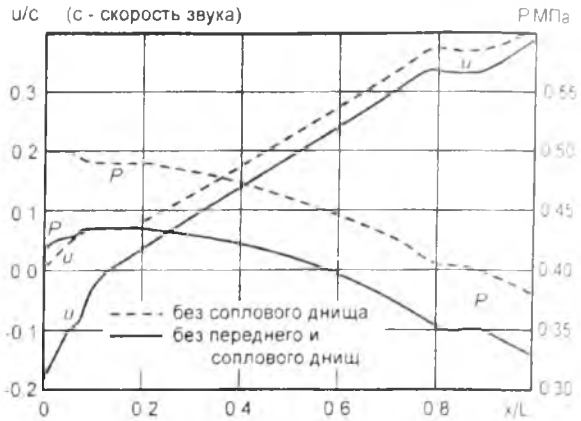


Рис. 4. Распределения скорости и давления

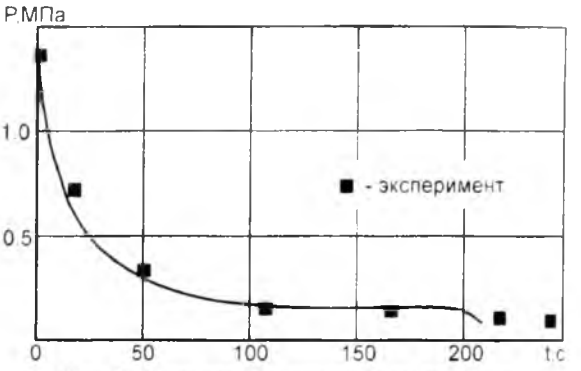


Рис. 5. Зависимость давления от времени

Результаты ВБ расчетов были использованы для вычисления параметров эволюции облака продуктов сгорания в районе стенда, где проводилось открытое сжигание крупногабаритных зарядов.

Сравнительный анализ достаточной адекватности разработанных математических моделей подтвержден уникальным экспериментальным материалом по сжиганию больших зарядов ТРТ на единственном в России стенде ФНПЦ "Алтай".

Работа выполнена при поддержке гранта МНТЦ (проект 2358).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vorozhtsov A., Bondarchuk S., Zharkov A., et al. Gas Dynamics of Open Burning of Large-Sized Solid Propellant Charges // Energetic Materials: Structure and Properties. 35th International Annual Conference of ICT, June 29 – July 2, 2004, Federal Republic of Germany, P.(61-1) – (61-12).
2. Боровской И.Г., Бондарчук С.С., Козлов Е.А., Вилюнов В.Н. Решение задачи зажигания конденсированных систем на основе разностной схемы с меняющейся во времени сеткой // ФГВ. 1986. Т.22, №3. С. 14-19.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА МОДЕЛИ ГАЗОФАЗНОГО ЗАЖИГАНИЯ (СОПРЯЖЕННАЯ ЗАДАЧА).

Бородин А.И.

Томский государственный архитектурно-строительный университет

634003, г. Томск, пл. Соляная, 2

Рассматривается задача взаимодействия газового потока с твердым горящим веществом в зарядном устройстве плоской или цилиндрической формы.

Гипотезы. Математическая модель такого взаимодействия строится при следующих упрощениях:

1) начало зажигания моделируется заданием начальных условий, при которых газ и твердое вещество имеют постоянную температуру, причем температура газа значительно превышает температуру возгорания вещества;

2) движение газа происходит за счет газификации горящего вещества, что выражается заданием вдува с контактной поверхности;

3) физико-химические процессы, проходящие в результате горения, заменяются кинетическим параметром (скоростью перемещения контактной поверхности).

Главные трудности при получении решения поставленной задачи связаны с решением уравнений для газовой фазы в сопряжении с тепловыми процессами в твердом материале.

Модель. Наиболее адекватным и общим описанием движения газа является система уравнений Навье–Стокса, которая дополняется уравнением неразрывности, уравнением переноса энергии и уравнением состояния. В твердой фазе баланс энергии представлен в виде уравнения теплопроводности.

Анализ критериев подобия после проведенного обезразмеривания показывает, что в силу условий задачи $l^0 / u^0 << t^0$, а значит, $Sh << 1$. Следовательно, вклад членов, содержащих в качестве сомножителя число Струхаля, незначителен, т.е. ими можно пренебречь.

Такой подход, когда исходная нестационарная задача описывается частично нестационарными уравнениями и частично стационарными, называется квазистационарным.

Дальнейшее упрощение дифференциальных уравнений следует, исходя из характерных геометрических особенностей задачи: так как поперечный размер канала намного меньше его протяженности (основное направление течения), то в задаче появляется малый параметр $\varepsilon = r^0 / l^0$. Переходя к пределу при $\varepsilon \to 0$, $\mathrm{Re} \to \infty$ (считая, что произведение $\mathrm{Re} \cdot \varepsilon^2$ – конечная величина), получим систему дифференциальных уравнений, описывающую рассматриваемое течение газа в приближении узкого канала:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{y^\alpha}\frac{\partial}{\partial y}(y^\alpha \rho v) = 0,$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\gamma - 1}{2\gamma}\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\mathrm{Re}\cdot\varepsilon^2 y^\alpha}\frac{\partial}{\partial y}\left(y^\alpha \mu \frac{\partial u}{\partial y}\right),$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = 0, \quad P = \rho T,$$

$$\rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{\mathrm{Re}\cdot\varepsilon^2 y^\alpha}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{y^\alpha \mu}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\gamma - 1}{\gamma} u \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{2}{\mathrm{Re}\cdot\varepsilon^2}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2,$$

а уравнение теплопроводности для твердой фазы примет вид

$$\frac{\partial T_b}{\partial t} = \frac{\kappa}{y_b^\alpha}\frac{\partial}{\partial y_b}\left(y_b^\alpha \frac{\partial T_b}{\partial y_b}\right),$$

где $\alpha = 0$ – плоское, а $\alpha = 1$ – осесимметричное течение, нижний индекс указывает на принадлежность параметров твердому телу.

Граничные и начальные условия. Эта система дифференциальных уравнений решается при следующих граничных условиях:

- симметрии при $y = 0$:

$$v = 0, \ \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \ \frac{\partial T}{\partial y} = 0;$$

- на «входной» границе при $x = 0$:

$$u = 0, \ P = 1;$$

- на контактной границе «газ – тело» при $y = y_b = \delta$:

$$u = 0, \quad \rho v = m_f, \quad T = T_b, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda_b \frac{\partial T_b}{\partial y_b},$$

где m_f – параметр вдува ($m_f < 0$);

- на «внешней» границе при $y = Y$:

$$\frac{\partial T_b}{\partial y_b} = 0.$$

Для уравнения теплопроводности в начальный момент времени задается температура тела.

«Лишнее» граничное условие для поперечной составляющей скорости используется для определения продольной производной от давления [1].

Метод решения. Для численного интегрирования введем функцию тока ϕ, а для разрешения

особенности в уравнениях в начальном сечении – новую переменную φ по формулам:

$$\phi = \int_0^y y^{\alpha} \rho u dy , \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = y^{\alpha} \rho u , \quad \frac{\partial \phi}{\partial x} = -y^{\alpha} \rho v ,$$

$$\bar{u} = \frac{u}{x} = \frac{1}{xy^{\alpha}\rho} \phi'_y = \frac{1}{y^{\alpha}\rho} \left(\frac{\phi}{x} \right)'_y = \frac{1}{y^{\alpha}\rho} \varphi_y .$$

Кроме того, и в газовой среде, и в твердой фазе перейдем к нормированной поперечной координате, связанной с подвижной контактной поверхностью.

Производные по продольной координате и по времени аппроксимируются разностями «назад». В качестве численного метода интегрирования системы нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка параболического типа используем метод Петухова [2], имеющий четвертый порядок аппроксимации. Для этого в соответствии с [2] каждое из уравнений представляется в следующем линеаризованном виде:

$$\left(m_0 + m_1 u_1 + m_2 u_2 + m_3 u_3 \right)' = \\ = k_0 + k_1 u_1 + k_2 u_2 + k_3 u_3 + p_2 \dot{u}_2 + p_3 \dot{u}_3 ,$$

$$u_1 = u'_2 , \quad u_2 = u'_3 ,$$

где штрих означает дифференцирование по поперечной координате, а точка вверху – производную по продольной координате. Надо отметить,что сходимость итерационного процесса, организованного в связи с нелинейностью исходных уравнений, существенно зависит от способа линеаризации этих уравнений.

Температура определяется сквозным образом в каждом сечении канала.

С целью применения того же метода Петухова для определения неизвестного градиента давления – после реализации первого этапа (прямая прогонка), в результате которого «нижние» граничные условия «сносятся» к контактной поверхности, в обозначениях [2] имеем следующую систему трех линейных уравнений с четырьмя неизвестными:

$$\tilde{\lambda}_{10} + \tilde{\lambda}_{1-1} \frac{1}{\xi} \frac{dP}{d\xi} + \tilde{\lambda}_{11} \varphi'' + \tilde{\lambda}_{12} \varphi' + \tilde{\lambda}_{13} \varphi = 0 ,$$

$$\tilde{\lambda}_{20} + \tilde{\lambda}_{2-1} \frac{1}{\xi} \frac{dP}{d\xi} + \tilde{\lambda}_{21} \varphi'' + \tilde{\lambda}_{122} \varphi' + \tilde{\lambda}_{23} \varphi = 0 ,$$

$$\tilde{\lambda}_{30} + \tilde{\lambda}_{3-1} \frac{1}{\xi} \frac{dP}{d\xi} + \tilde{\lambda}_{31} \varphi'' + \tilde{\lambda}_{32} \varphi' + \tilde{\lambda}_{33} \varphi = 0 .$$

Определяя функцию φ из второго уравнения в граничных условиях на контактной поверхности, разрешаем систему относительно искомого градиента давления.

Реализация условий сопряжения на контактной поверхности для определения температуры осуществляется на обоих этапах метода [2]:

- в прямой прогонке при достижении контактной поверхности в уравнениях, являющихся следствием «снесенных» граничных условий для температуры с оси (плоскости) симметрии:

$$\tilde{\lambda}_{10} + \tilde{\lambda}_{11} T' + \tilde{\lambda}_{12} T + \tilde{\lambda}_{13} u_3 = 0 ,$$

$$\tilde{\lambda}_{20} + \tilde{\lambda}_{21} T' + \tilde{\lambda}_{122} T + \tilde{\lambda}_{23} u_3 = 0 ,$$

производится замена температуры газа и потока тепла к поверхности со стороны газа на температуру твердой фазы и поток тепла внутрь тела. Полученные условия становятся граничными условиями для дальнейшего продолжения прямой прогонки, но уже в твердом теле;

- в обратной прогонке, когда определяемые функции вычисляются «сверху» «вниз», при достижении контактной поверхности (но уже со стороны твердой фазы) происходит обратная замена температур и потоков.

Общий алгоритм решения задачи состоит из следующих этапов:

1) задается начальная температура во всей расчетной области;

2) в каждом поперечном сечении канала, начиная с «входного» решаются последовательно уравнения для определения градиента давления в газовом потоке, скорости газа и температуры как газа, так и твердой фазы;

3) найденные значения определяют состояние обеих фаз в текущий момент времени. Для определения состояния в следующий момент времени температура тела принимается за начальную, и процесс повторяется со второго этапа.

Ввиду нелинейного характера уравнений, описывающих модель взаимодействия двух сред, на втором этапе задействован итерационный механизм получения решения с заранее заданной точностью.

В результате решения задачи, как функции времени, определяются все газодинамические величины (давление, температура, плотность и скорость газового потока) и температура твердой фазы во всей расчетной области, а также распределение теплового потока и напряжения трения вдоль подвижной контактной поверхности, причем последние вычисляются с той же точностью, что и все вышеперечисленные, и без дополнительной разностной аппроксимации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука. 1989. 368 с.

2. Петухов И.В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое// Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964. С. 305-325.

ГОРЕНИЕ СМЕСЕЙ ПОРОШКОВ НА ОСНОВЕ TI И CR В ПОТОКЕ АЗОТА

Браверман Б.Ш., Цыбульник Ю.В.
Отдел структурной макрокинетики,
Томского научного центра СО РАН,
634021, Томск, пр.Академический,10/3,тел. (3822) 492294.
E-mail: maks@fisman.tomsk.ru

Горение порошков металлов в потоке активного газа (фильтрационное горение в условиях вынужденной фильтрации) является одним из вариантов СВС. Несмотря на то, что такой способ синтеза известен достаточно давно [1,2], публикации по экспериментальному изучению его практически отсутствуют, что затрудняет использование подобных процессов. В настоящем сообщении представлены результаты изучения некоторых закономерностей горения порошков содержащих титан и хром в потоке азотсодержащего газа.

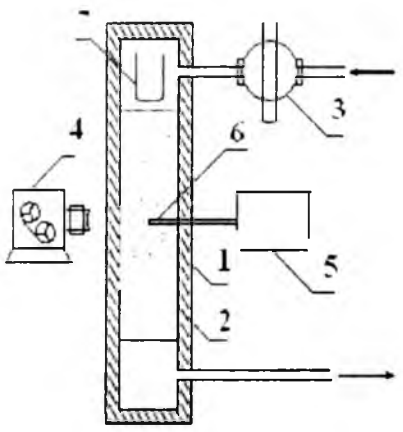


Рис. 1
1 - камера; 2 - порошок; 3 - расходомер;
4 - видеокамера; 5 - осциллограф с усилителем;
6 - термопара; 7-электрическая спираль.

На рис. 1 изображена схема установки для изучения горения в условиях вынужденной фильтрации. Она состоит из кварцевой трубки диаметром до 30 мм, в которой происходит синтез, приспособлений герметизации, подачи газа и измерения температуры. Величина потока измерялась ротаметрами, давление на входе образцовым манометром. В качестве исходных использовались порошок сплава Cr с 5% Al различной дисперсности и смесь порошков Ti дисперсностью 630÷2000 мкм и корунда дисперсностью 100÷630 мкм. Исходные смеси выбирались таким образом, чтобы обеспечивалась достаточная проницаемость начальной засыпки и конечного продукта.

1. Горение сплава Cr-5%Al.

Этот сплав имеет температуру плавления ~1800^{0}C и невысокую адиабатическую температуру горения в азоте (2500 ^{0}C). Давление в экспериментах поддерживалось не выше 0.2 МПа. При этих параметрах наибольшая температура горения равнялась 1850 ^{0}C, наименьшая глубина превращения η=0.4. Используя экспериментальные значения содержания азота, была рассчитана адиабатическая температура горения, которую сравнивали с измеренной. В нашем случае экспериментальные температуры превышают рассчитанные. Наблюдалось изменение пределов горения. Например, при естественной фильтрации при давлении 0.2 МПа сгорали только образцы с размерами частиц менее чем 63 мкм, при этом максимальная температура равна 1370 ^{0}C и содержание азота в продукте 16% мас. При вынужденной спутной фильтрации горели образцы дисперсностью 200–300 мкм. При этом температура горения была на 100–300 ^{0}C выше, а глубина превращения была значительно ниже.

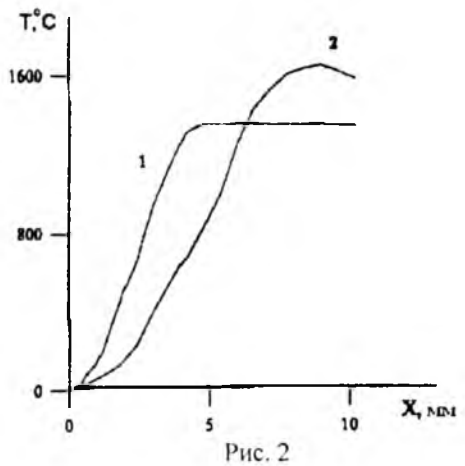


Рис. 2

На рис 2 показан температурный профиль волны горения сплава Cr-5%Al в спутном потоке смеси газов азота и аргона (кривая 2). Там же приведён профиль горения такого же порошка в условиях естественной фильтрации при давлении 0,2 МПа.

Как видно, при горении в потоке темп нагрева ниже, а максимальная температура выше, чем при горении в условиях естественной фильтрации. Фазовый состав продуктов горения в потоке отличается от фазового состава продуктов горения в условиях естественной фильтрации. Продукт горения в потоке состоял из фаз Cr, Cr_2N, AlN. При горении в условиях естественной фильтрации продукт состоял из фаз CrN, Cr_2N, AlN. В системе Cr - N фаза CrN обладает наибольшим экзотермическим эффектом и является более устойчивой при низких температурах. Процесс горения Cr в условиях естественной фильтрации, при котором бы не образовывалась фаза CrN, ранее не наблюдался. Таким образом, горение в потоке позволяет получать специфические продукты, которые невозможно получить при синтезе в условиях естественной фильтрации. Продукт, не

содержащий фазы CrN, представляет интерес для металлургии, поскольку CrN обладает низкой термической устойчивостью.

2. **Горение смеси порошков Ti+10% Al_2O_3**

Горение этой смеси наблюдалось при содержании аргона в газе до 80%

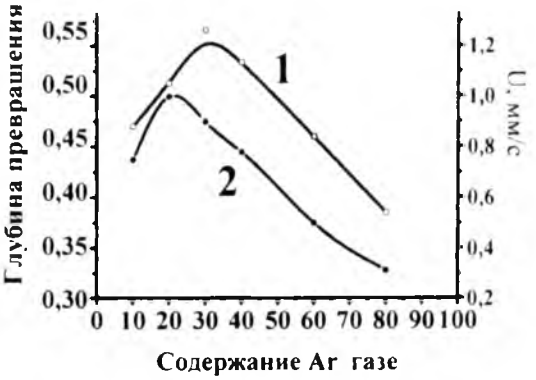


Рис.3

На рис. 3 показана зависимость степени превращения (кривая 1)и скорости горения (кривая 2)от концентрации Ar в газе, начальный расход газа равен $0,23*10^{-3}$ $м^3/с$

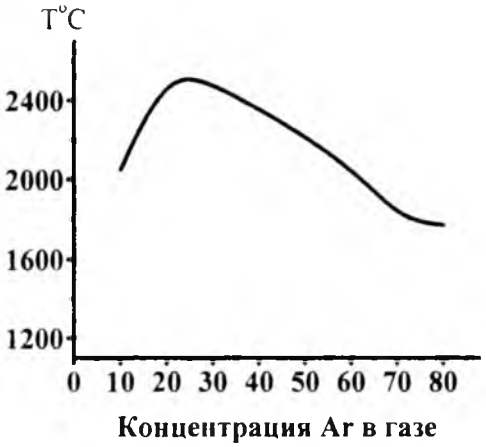


Рис. 4

На рис. 4 показана зависимость температуры горения от концентрации Ar в газе начальный расход газа равен $0,23*10^{-3}$ $м^3/с$.

Как видно, скорость горения, степень превращения и максимальная температура горения снижаются при увеличении содержания аргона. Немонотонное изменение параметров при низких значениях концентрации аргона могут быть объяснены плавлением титана и ухудшением фильтрации. Как и в случае горения сплава Cr - 5%Al по экспериментальной глубине превращения рассчитывали адиабатическую температуру и сравнивали её с экспериментальной. Максимальный сверхадиабатический перегрев составил 360 °C.

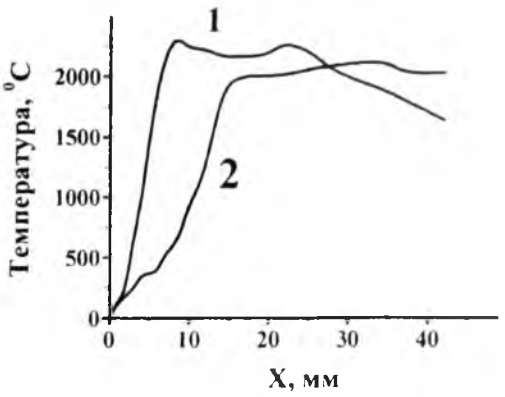


Рис. 5.
1.40 % Ar, 2.-60 % Ar

На рис. 5 показаны профили горения при начальном расходе газа равном $0,23*10^{-3}$ $м^3/с$ и различном содержании аргона в газе. Скорость роста температуры уменьшается с возрастанием содержания аргона, что можно объяснить увеличением вклада конвективного теплопереноса в разогрев шихты и что согласуется с теорией [3,4].

Выводы

1. Исследование горения порошков сплава Cr+5% Al и смеси Ti+10% Al_2O_3 в условиях вынужденной фильтрации показывает, что температура в зоне реакции может превышать расчётную адиабатическую температуру.

2. Использование вынужденной фильтрации газа-реагента позволяет расширить пределы горения и получать продукты, отличающиеся по структуре от продуктов горения в условиях естественной фильтрации.

3. Снижение концентрации активного газа приводит к уменьшению температуры горения, глубины превращения, скорости горения и темпа нагрева в волне горения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алдушин А.П. Фильтрационное горение металлов. Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Под ред. Ю.Ш. Матроса. Новосибирск: Наука, 1988.С. 52-71

2. Макаренко А.Г. Технология керамических материалов на основе СВС с фильтрацией газов. Известия ВУЗов Цветная металлургия 2001, № 2, С. 64-68.

3. Алдушин А.П. Теплопроводностный и конвективный режимы горения пористых систем при фильтрации теплоносителя. Физика горения и взрыва, (1990) Т. 26, №2, С. 60-68.

4, Маханьков А.В., Смоляков В.К. Особенности горения безгазовых систем в потоке инертного газа. Известия Сибирского отделения АН СССР, сер техн. наук (1990) вып. 2. С. 25-28.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ МАЛОГАБАРИТНОГО ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА

Бутаев А.В., Герасимов С.И., Иванова О.В., Тотышев К.В., Шляпников Г.П.

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский НИИ экспериментальной физики
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
607188, г. Саров Нижегородской обл., пр. Мира, 37
телетайп 651203 "Мимоза", телекс 151109, факс 83130 54565, тел. 40583
E-mail: tilkunova@dep16.vniief.ru

1. Для решения практических задач внутренней баллистики традиционно и достаточно успешно используется методика, предложенная в монографии [1], которая написана автором при участии профессора Г.В. Оппокова ещё в 1949 г. При определённых допущениях и дополнениях данная методика подходит также для решения задач, связанных с определением термодинамических параметров сопловых источников давления пороховых газогенераторов (ПГГ), играющих роль источников энергии в различных пиромеханических системах. Одним из недостатков данной методики является отсутствие возможности расчётного определения времени задержки воспламенения порохового заряда, величина которого в некоторых случаях существенно влияет на эффективность применения таких быстродействующих систем.

2. Известно, что расчёт периода зажигания унитарных топлив может быть описан при помощи комплексных физико-математических моделей, использующих численные методы решения. Другими словами, процессы, происходящие в периоде воспламенения, представляют собой отдельную область расчётно-теоретических и прикладных исследований, требующих глубоких фундаментальных проработок (см., например, [2÷5]). В то же время исследование таких параметров периода воспламенения, как время задержки воспламенения и давление продуктов сгорания воспламенительного состава, может быть без особых трудностей проведено при помощи экспериментальных методов.

3. В статье приводятся результаты экспериментального определения параметров периода воспламенения малогабаритного порохового заряда на основе воспламенительного пороха ДРП-1 и пироксилинового пороха ВТ, размещённых в ПГГ. Инициирование пороха ДРП-1 производилось при помощи электровоспламенителя ЭВ-15. В опытах варьировались следующие параметры:

- состав порохового заряда;
- схема порохового заряда;
- размеры порохового заряда,
- массы компонентов порохового заряда.

Зависимости давления в ПГГ от времени регистрировались двумя пьезоэлектрическими преобразователями. При помощи метода теневого фотографирования исследовалась конфигурация форса пламени ЭВ-15. Получены теневые фотографии форса пламени в различные моменты времени.

4. Установлено, что при увеличении массы ДРП-1 существует обратная зависимость между временем задержки воспламенения пороха ДРП-1 и временем задержки воспламенения штатного заряда (ДРП-1+ВТ): время задержки воспламенения пороха ДРП-1 растёт, а время задержки воспламенения штатного заряда падает. Разброс времени задержки воспламенения штатного заряда с ростом массы пороха ДРП-1 уменьшается.

5. Наиболее эффективным критерием выбора массы воспламенителя является критерий, учитывающий энергетические характеристики устройства воспламенения, а не процентное отношение массы воспламенительного заряда к массе основного заряда, которое согласно [1] должно находиться в диапазоне 2,5÷3 %. Кроме этого, установлено, что время задержки воспламенения в значительной степени зависит от величины начальной площади контакта между компактно размещёнными воспламенительным и пироксилиновым порохами. Для зарядов небольшого удлинения время задержки воспламенения при размещении воспламенителя у основания заряда практически совпадает со временем задержки воспламенения, при размещении воспламенителя по классической схеме "флейты".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика. М.: Оборонгиз, 1949.
2. Беляев А.Ф., Лейпунский О.И., Зельдович Я.Б. и др. Теория горения порохов и взрывчатых веществ. М.: Наука, 1982.
3. Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
4. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
5. Lewis B., Pease R.N., Taylor H.S. Combustion Processes. New Jersey: Princeton University Press, Princeton, 1956.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ РЕАКЦИОННОСПОСОБНОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМАХ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Буркина Р.С., Микова Е.А.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529845, факс (3822) 529829; E-mail: roza@fftf.tsu.ru

В работе на примере инициирования пороха «Н» проводится сравнение энергетических и временных характеристик зажигания реакционноспособных конденсированных веществ при различных механизмах внешнего теплового воздействия: горячей поверхностью, лучистым потоком тепла, очагом разогрева, инертным горячим телом с конечным запасом тепла.

Полагается, что при зажигании горячей поверхностью полуограниченного реакционноспособного вещества температура поверхности T_0 постоянна и превосходит начальную температуру $T_н$ к-вещества ($T_0 > T_н$). В случае зажигания лучистым потоком тепла на внешнюю поверхность тела падает лучистый поток постоянной мощности q_s. При очаговом воспламенении рассматривается неограниченное к-вещество, внутри которого имеется область повышенной температуры с симметричным начальным температурным профилем, имеющим максимум в центре очага (П-образное и экспоненциальное распределения). При зажигании телом с конечным запасом тепла рассматривается неограниченное реакционноспособное вещество начальной температуры $T_н$, внутри которого имеется инертное тело симметричной формы (плоскопараллельная пластина) высокой температуры T_0. Полагается, что внутри горячей пластины распределение температуры отсутствует и учитывается изменение средней температуры пластины в процессе теплообмена с поджигаемым веществом. При контактных способах зажигания считается, что на границе раздела имеет место идеальный контакт между к-веществом и поджигающим его телом или поверхностью. Как и в [1], считается, что процесс подчиняется твердофазной модели зажигания, возможные фазовые переходы (испарение, плавление) не учитываются. Кроме того, рассматриваются индукционные режимы, и выгорание на этапе зажигания не учитывается.

Численное и приближенно-аналитическое решения задач зажигания к-вещества горячей поверхностью и лучистым потоком тепла представлены в [1], асимптотические решения задач очагового воспламенения приведены в [2,3]. Результаты этих решений используются в приводимом анализе. Исследование зажигания к-вещества горячим телом с конечным запасом тепла проводилось в рамках данной работы на примере зажигания пороха "Н" горячим слоем алюминия. Теплофизические и формально-кинетические параметры для вещества "Н" и алюминия взяты из [1, 4]. Начальная температура к-вещества $T_н$=293 К. Задача решалась численно по неявной разностной схеме методом прогонки. Точность счета составляет ~ 4%.

Численное исследование показало, что изменение температуры в к-веществе и в инертном горячем слое в процессе зажигания существенно зависит от начального запаса тепла в слое $W_s = c_1\rho_1 r(T_0 - T_н)$. Соответствующие зависимости представлены на рис. 1. При больших запасах тепла, значительно выше критических, температура слоя практически не понижается в период прогрева и зажигание происходит вблизи поверхности к-вещества (кривые 1, 2, 3; $W_s = 2{,}0 \cdot 10^{-1} > W_{s*} = 1{,}556 \cdot 10^{-2}$), как и при зажигании горячей поверхностью постоянной температуры. При понижении запаса тепла в слое температура слоя на начальном этапе прогрева к-вещества снижается, что приводит к значительному увеличению времени зажигания, при этом точка воспламенения удаляется от поверхности к-вещества (кривые 4 – 6; $W_s = 1{,}73 \cdot 10^{-2} > W_{s*} = 1{,}556 \cdot 10^{-2}$). При запасах тепла ниже критического температура инертного слоя монотонно понижается, прогрев к-вещества остается незначительным и зажигание не происходит (кривые 7, 8; $W_s = 2{,}1 \cdot 10^{-1}$).

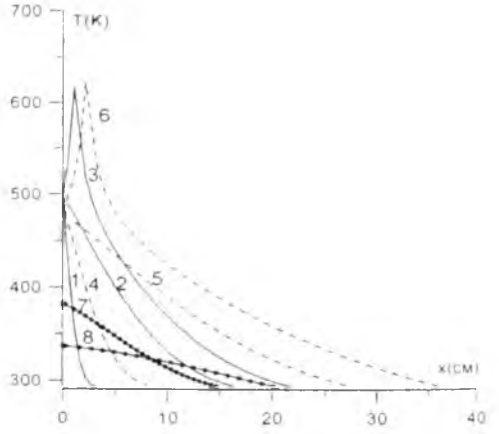


Рис. 1

Наблюдается сильная зависимость критического запаса тепла W_{s*} в горячем инертном слое и соответствующего времени зажигания t_{i*} от начальной температуры горячего слоя T_0 (рис. 2, кривые 4 и 4', которые взяты с понижающим коэффициентом). Увеличение температуры слоя приводит к резкому уменьшению времени зажигания, при этом уменьшается запасенное в к-веществе за время зажигания тепло, что может привести к неустойчивому зажиганию.

Сравнение по критическим параметрам представлено на рис. 2. Кривые 1, 1' соответствуют зависимости $W_{s*}(T_0)$ и $t_{i*}(T_0)$ при зажигании

к-вещества горячей поверхностью, кривые 2, 2' – лучистым потоком, кривые 3, 3' – при очаговом воспламенении. Из рис. 2 видно, что при уменьшении температуры горячей области и интенсивности лучистого потока происходит резкое возрастание времени экспозиции и запасённой к моменту зажигания энергии. Повышение критических значений W_{s*} и t_{i*} при уменьшении интенсивности внешнего источника объясняется увеличением времени создания в к-веществе прогретого слоя и, соответственно, увеличением теплоотвода вглубь вещества. При зажигании горячим телом с конечным запасом тепла критические значения W_{s*} и t_{i*} на порядок больше, чем при зажигании другими способами теплового инициирования. Это связано с понижением температуры горячего тела при передаче тепла в к-вещество. В результате больше времени потребуется на разогрев, больше тепла отводится вглубь к-вещества и для зажигания потребуется больше тепла от горячего тела.

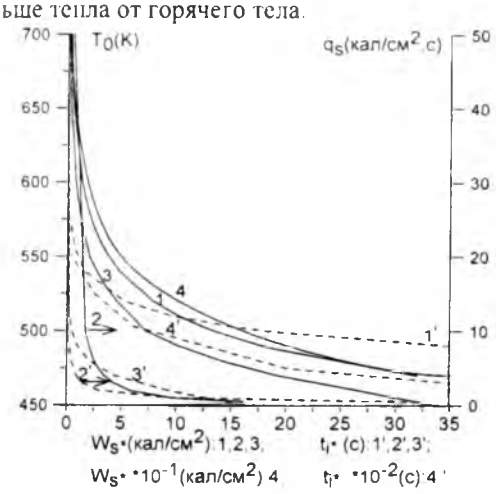


Рис. 2

Наименьшая критическая энергия зажигания требуется при очаговом воспламенении, при этом наблюдаются минимальные времена зажигания по сравнению с другими способами теплового инициирования воспламенения.

Зависимости времен зажигания от запасенной к моменту зажигания в к-веществе энергии, подведенной от внешнего источника, представлены на рис. 3: кривые 1, 2, 5 показывают время зажигания, соответственно, лучистым потоком, горячей поверхностью и телом с конечным запасом тепла; время зажигания очагом разогрева определяется кривыми: 3 – для П-образного очага и 4 – для случая экспоненциального распределения температуры в очаге (время зажигания очагом разогрева представлено с повышающим коэффициентом $t_{i0}\cdot 10^2$); W_s – запас тепла в к-веществе к моменту зажигания (при зажигании к-вещества горячим инертным слоем взят с понижающим коэффициентом: $W_{st}\cdot 10^{-1}$). Анализ представленных зависимостей позволяет сделать следующее заключение.

При зажигании лучистым потоком требуется большее время, чем при зажигании горячей поверхностью при одной и той же запасенной в системе энергии, что связано с большим отводом тепла вглубь слоя при таком механизме теплового воздействия. Но для фиксированного времени зажигания требуется меньший запас тепла при зажигании лучистым потоком, чем при зажигании горячей поверхностью.

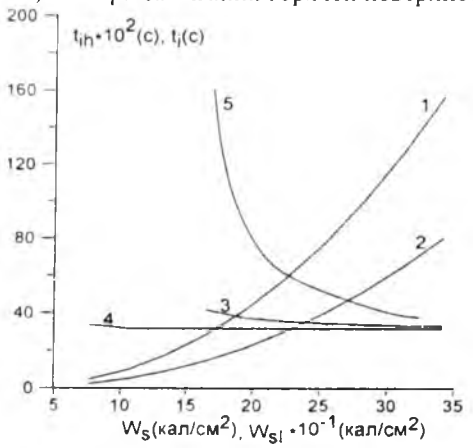


Рис. 3

При увеличении запасенной в к-веществе энергии от внешнего теплового воздействия время зажигания увеличивается при зажигании горячей поверхностью и лучистым потоком тепла и уменьшается для очага разогрева и при зажигании телом с конечным запасом тепла. Это объясняется тем, что при зажигании горячей поверхностью и лучистым потоком тепла запас энергии от внешнего источника идет в процессе зажигания и бо́льшая запасенная энергия в теле к моменту зажигания будет при меньших температурах горячей поверхности и интенсивности внешнего теплового потока, что приводит к росту времени зажигания.

Наименьшее время зажигания требуется для очагов разогрева, поскольку в них прогретый слой уже создан, и в период зажигания идет развитие химических реакций – индукционный процесс. Время воспламенения очагов разогрева на два порядка меньше времени зажигания горячей поверхностью и лучистым потоком тепла при одной и той же запасенной внешней энергии. При очаговом инициировании минимальная энергия и время зажигания наблюдается для П-образного очага разогрева.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 03-03-33075) и Министерством образования РФ и CRDF в рамках программы BRHE (проект № 016-02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука СО. 1984. С. 190.
2. Буркина Р.С., Вилюнов В.Н. О возбуждении химической реакции в «горячей точке» //Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 4. С. 75-79.
3. Буркина Р.С., Вилюнов В.Н. Очаговое тепловое воспламенение при произвольном начальном распределении температуры //Химическая физика. 1982. Т. 1, №3. С. 419-422.
4. Кухлинг Х. Справочник по физике. М.: Мир, 1984. С. 520.

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКЦИОННОСПОСОБНОГО ВЕЩЕСТВА НА ПАРАМЕТРЫ ЕГО ЗАЖИГАНИЯ ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Буркина Р.С., Хренова О.В.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529845, факс (3822) 529829; E-mail: roza@ftf.tsu.ru

Применение мощных источников излучения (электроразрядной плазмы) для зажигания порохов [1,2] стимулировало исследования их поглощательной способности, поиск вариантов целенаправленной модификации поверхностей изучаемых образцов, разработку составов, оптические свойства которых динамично изменяются под воздействием тепловой нагрузки. Изменение поглощательной способности как по отдельным частотам излучения, так и для лучистого потока в целом может приводить к смене режима прохождения процесса зажигания, а также существенно изменять его продолжительность. Цель настоящей работы заключается в исследовании влияния на процесс зажигания реакционноспособного вещества (РВ) изменения его поглощательной способности в зависимости от температуры.

Рассматривается одномерная модель зажигания полуограниченного РВ, на поверхность которого падает поток излучения. Проходящий через поверхность вглубь РВ поток излучения поглощается с коэффициентом, обратно пропорциональным температуре РВ в степени m. Для упрощения описания процесса пренебрегаем давлением излучения, сложностью химического процесса, выгоранием на этапе воспламенения, движением вещества. Будем также полагать, что излучение изотропно и для переноса излучения применимо диффузионное приближение со средним коэффициентом поглощения по всем частотам.

Математическое описание процесса имеет вид

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 U}{\partial \xi_n^2} - \overline{ж}\left(\omega\left(1+\sigma_1 U\right)^4 - \Omega\right) + \exp\left(\frac{\theta_0 U}{1+\sigma_1 U}\right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi_n}\left(\frac{1}{\overline{ж}}\frac{\partial \Omega}{\partial \xi_n}\right) = -3\overline{ж}\left(\omega\left(1+\sigma_1 U\right)^4 - \Omega\right), \quad (2)$$

$0 \le \xi < \infty, \tau > 0,$

$$\overline{ж} = \frac{1}{\left(1+\sigma_1 U\right)^m}, \quad (3)$$

$$U(\xi,0) = -1, \quad (4)$$

$$\frac{\partial U(0,\tau)}{\partial \xi_n} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Omega(0,\tau)}{\partial \xi_n} = -\overline{ж}\bar{q}(\tau), \quad (6)$$

$$\frac{\partial U(\infty,\tau)}{\partial \xi_n} = \frac{\partial \Omega(\infty,\tau)}{\partial \xi_n} = 0. \quad (7)$$

В (1) – (7) использованы следующие безразмерные переменные и параметры:

$$U = \frac{T-T_*}{T_*-T_0}, \quad \Omega = \frac{uc}{\lambda(T_*-T_0)ж_*}, \quad \overline{ж} = \frac{ж}{ж_*}, \quad \xi_n = \frac{x}{x_n},$$

$$\tau_n = \frac{t}{t_n}, \quad x_n = \frac{1}{ж_*}, \quad t_n = \frac{c\rho}{\lambda}x_n^2, \quad ж_* = \frac{k}{T_*^m}$$

$$\theta_0 = \frac{E}{RT_*^2}(T_*-T_0), \quad \sigma_1 = \frac{T_*-T_0}{T_*}, \quad \omega = \frac{4\sigma T_*^4}{\lambda(T_*-T_0)ж_*}$$

$$D = \frac{Qz\rho^n a_0^n}{\lambda(T_*-T_0)ж_*}\exp\left(-\frac{E}{RT_*}\right), \quad q(\tau) = \frac{q_s(t)}{\lambda(T_*-T_0)ж_*}$$

Для размерных переменных использованы общепринятые обозначения: u – объемная плотность излучения, c – скорость света, $q_s(t)$ – мощность внешнего потока излучения, T_0 – начальная температура РВ, T_* – масштабная температура, которая характеризует температуру прогрева, когда теплоприход в РВ от химического процесса становится соизмерим с теплоприходом от поглощения лучистого потока, то есть D~O(1). Для простоты считается D=1, и уравнение для масштабной температуры имеет вид

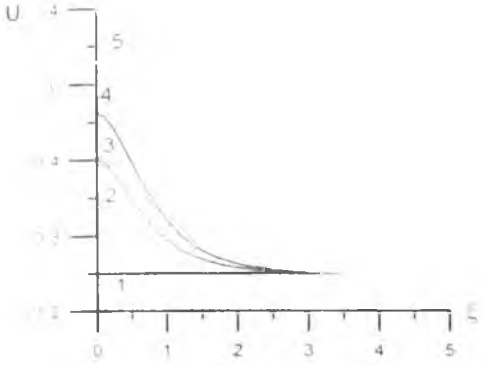
$$\frac{Qz\rho^n a_0^n T_*^{2m}}{\lambda k^2 (T_*-T_0)} = \exp\left(\frac{E}{RT_*}\right).$$

Задача решалась численным интегрированием по неявной разностной схеме методом прогонки с итерациями. Точность счета по времени зажигания ~ 1%, по температуре ~ 4%.

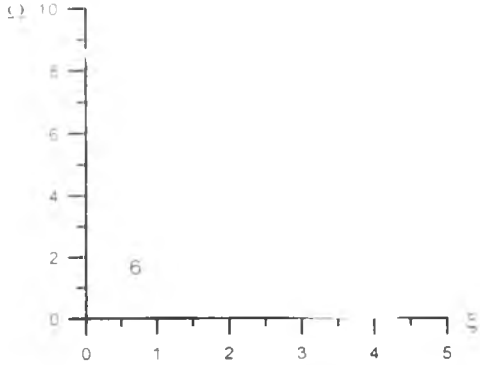
Расчет проводился для вещества «Н», параметры которого взяты из [3] при постоянном внешнем потоке излучения. Диапазон изменения безразмерных параметров: θ_0=10 ÷ 20; q=4.065 ÷ 15.01, ω=0, 0.108, σ_1 =0.387, 0.43; m=0, 1/2, 7/2. За момент зажигания принималось время, когда начинался резкий рост температуры в РВ.

Результаты расчетов приведены на рис. 1–4. На рис. 1–3 показано распределение температур U (а) и потоков излучения Ω (б) по пространственной координате ξ при различных степенях зависимости коэффициента поглощения от температуры. На рис. 4 показано влияние степени зависимости коэффициента поглощения от температуры m и излучения РВ ω на время зажигания τ_1.

Из полученных результатов следует, что зона прогрева с увеличением m существенно сужается. Это приводит к возрастанию температуры РВ вблизи поверхности и уменьшению времени зажигания. Влияние излучения РВ на процесс зажигания (ω=0.108) мало и практически не отражается на времени зажигания.



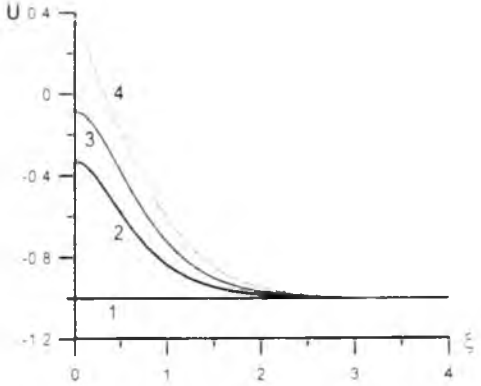
а) 1-τ=0, 2-τ=0.1, 3-τ=0.15, 4-τ=0.2, 5-τ=0.213



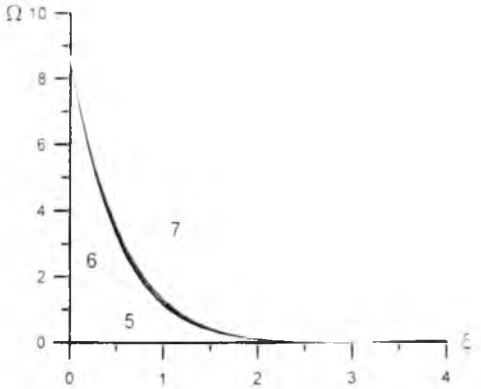
б) 6-τ=0.1, 0.15, 0.2, 0.213

m=0, q=15.01, w=0, θ_0=14.27

Рис. 1



а) 1-τ=0, 2-τ=0.1, 3-τ=0.15, 4-τ=0.2

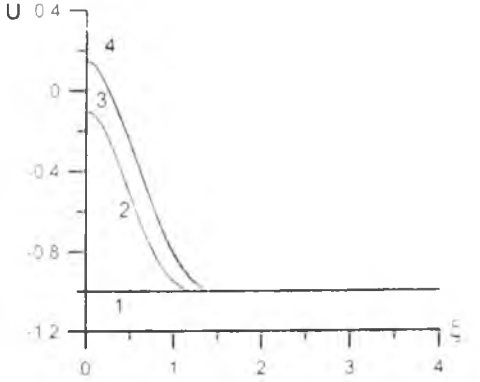


б) 5-τ=0.1, 6-τ=0.15, 7-τ=0.2

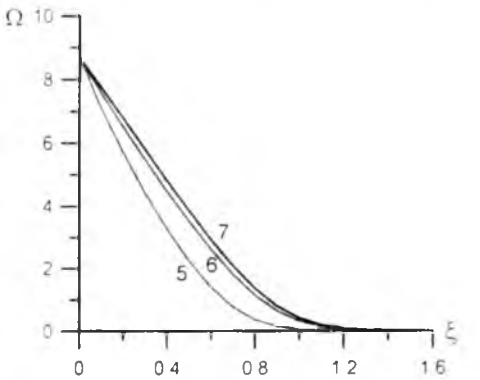
m=1/2, q=15.01, w=0, θ_0=14.27

Рис. 2

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 03-03-33075) и Министерством образования РФ и CRDF в рамках программы BRHE (проект № 016-02).



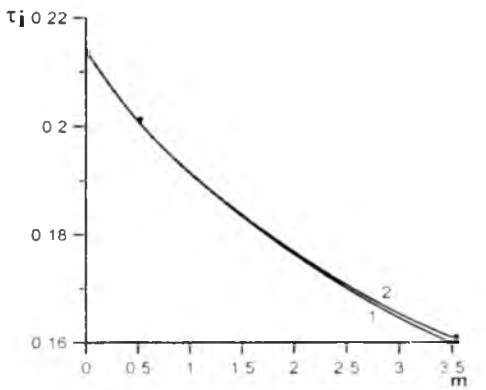
а) 1-τ=0, 2-τ=0.1, 3-τ=0.15, 4-τ=0.159



б) 5-τ=0.1, 6-τ=0.15, 7-τ=0.159

m=7/2, q=15.01, w=0, θ_0=14.27

Рис. 3



q=15.01, θ_0=14.27;

1 – ω=0, 2 – ω=0,108.

Рис. 4

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kappen K., Bauder Uve H. Calculation of Plasma Radiation Transport for Description of Propellant Ignition and Simulation of Interior Ballistics in ETC Guns // IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. 2001. Vol. 37, № 1. JANUARI. P. 169 – 173.

2. Барышев М.С., Бураков В.А., Касимов В.З. и др. Исследование возможностей управления скоростью газообразования метательного заряда и баллистическими параметрами выстрела с помощью электрической плазмы // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. III Всероссийской научн. конф. Томск: Изд-во ТГУ, 2002. С. 46-47.

3. Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука СО, 1984. С. 190.

ВЛИЯНИЕ МОЩНОГО ЭЛЕКТРОПЛАЗМЕННОГО ИНИЦИИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА НА УРОВЕНЬ МАКСИМАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРЕ ЗАРЯЖАНИЯ

Буркин В.В., Буркина Р.С.*, Тимохин А.М.*

НИИ прикладной математики и механики Томского госуниверситета

* Томский государственный университет

634050, Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529674, факс (3822) 529829; E-mail: roza@fft.tsu.ru

В данной работе на примере решения прямой задачи внутренней баллистики анализируется влияние мощного электроразрядного импульса на параметры зажигания конденсированного заряда и уровень максимального давления в камере заряжания. Рассматриваемая схема процесса приведена на рис. 1.

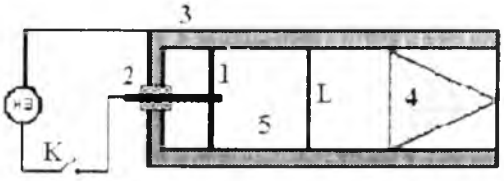
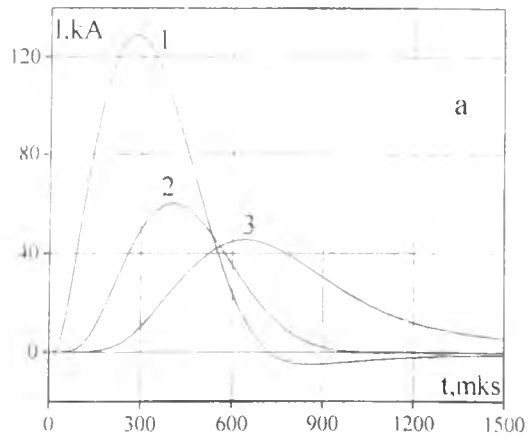


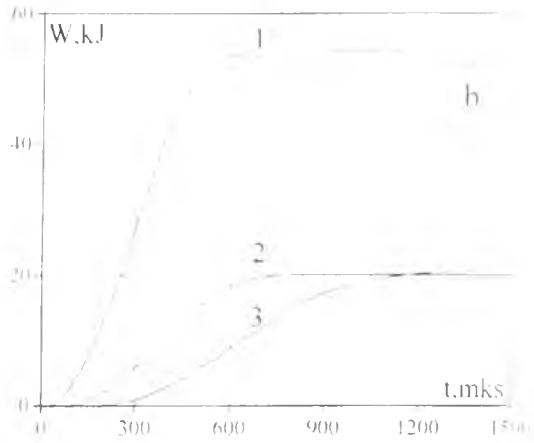
Рис. 1. Схема процесса зажигания: 1 – разрядный промежуток, 2 – внутренний электрод, 3 – внешний электрод, 4 – метаемое тело (МТ), 5 – конденсированный (гелеобразный) заряд, К – коммутатор, ИЭ – источник энергии

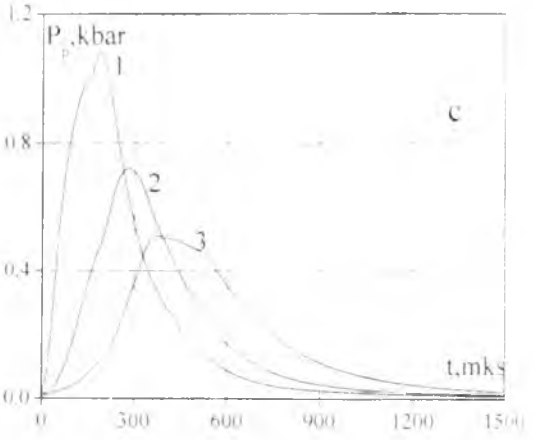
Математическая модель включала электротехнические уравнения цепи, гидродинамические уравнения, учитывающие волновые процессы в конденсированном веществе заряда, уравнения тепловой теории зажигания, закон горения заряда и движения МТ [1 – 3].

Расчеты проводились для установки калибром 23 мм. Масса МТ составляла 50 – 100 г, плотность заряжания варьировалась в пределах 0.5 – 2 г/см^3. Сжимаемость вещества заряда соответствовала пластилину, теплокинетические характеристики состава выбирались близкими к свойствам гидразина и его замещенных. Параметры электрической цепи изменялись в диапазонах: емкость $C \in [10,30]$ мФ, зарядное напряжение $U_0 \in \in [2,5]$ кВ, активное сопротивление $R_0 \in [1,10]$ мОм, индуктивность $L_0 \in [1,20]$ мкГн.

Типичный характер изменения параметров исследуемого процесса показан на рис. 2.







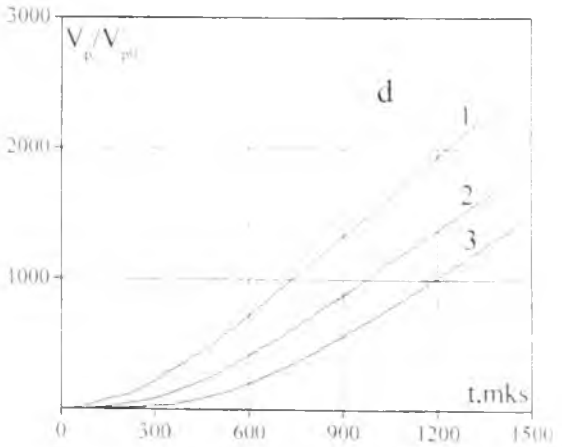


Рис. 2 (начало). Временные зависимости силы тока I (a), энергии W (b), выделенной в разрядном промежутке, давления в разрядной полости P_p (c), ее объема V_p (d)

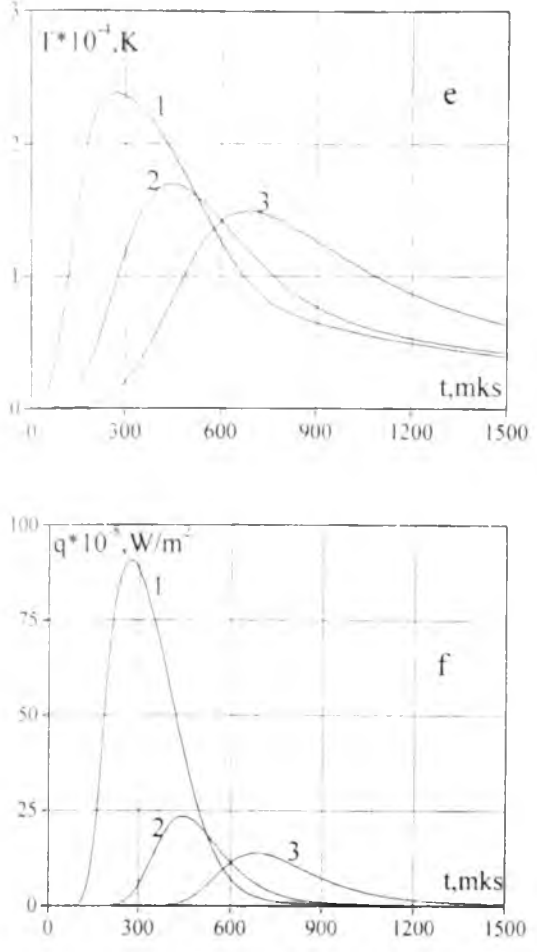


Рис. 2 (окончание). Временные зависимости температуры T (e) вещества в полости, теплового потока q (f), излучаемого полостью.
U_0 : 1 – 4.5; 2 – 2.5; 3 – 1.77 кВ
C : 1 – 10; 2 – 10; 3 – 20 мФ

Видно, что основные параметры существенно зависят от энергетических характеристик процесса. Наиболее критичными параметрами являются давление в полости и излучаемый тепловой поток, которые определяют силовое и тепловое воздействие разрядной полости на вещество заряда. Анализ соответствующих зависимостей показал, что наибольшее влияние на характеристики зажигания и максимальное давление в камере заряжания оказывает количество энергии W, выделяемое в разрядной полости, и время ее ввода t_p. С увеличением W происходит уменьшение задержки зажигания. Эта закономерность качественно согласуется с экспериментальными данными [4]. С увеличением времени ввода энергии в разрядную полость величина задержки зажигания также снижается. При этом время зажигания с увеличением W асимптотически стремится к некоторому предельному значению. Одновременно с выходом параметров зажигания на стабильный участок темп роста максимального давления замедляется. Отмеченные закономерности иллюстрирует рис. 3, на котором приведены искомые параметрические зависимости, рассчитанные для двух вариантов состава: с энергией активации 58 (сплошные линии) и 166 ккал/моль (пунктирные линии).

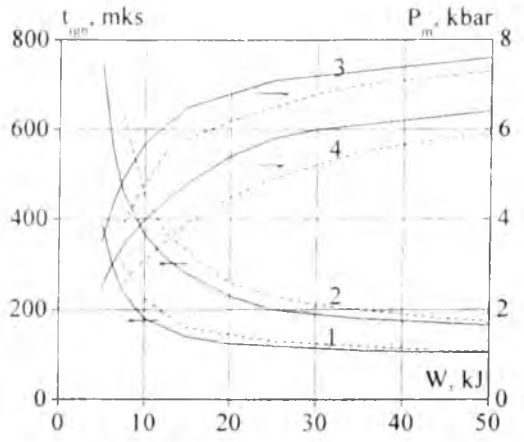


Рис. 3. Зависимости времени зажигания t_{ign} и максимального давления P_m от параметров инициирующего импульса;
t_p: 1,3 – 500; 2,4 – 1000 мкс

Полученные закономерности показывают, что каждому конкретному варианту заряжания соответствует некоторое предельное значение энергии инициирующего импульса, превышение которого не приводит к существенному увеличению максимального давления, а также к улучшению внутрибаллистических параметров и, следовательно, нецелесообразно. Целенаправленное варьирование параметрами разрядного импульса не только позволяет корректировать задержку зажигания, но и влиять на уровень максимального давления в заснарядном пространстве.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 03-03-33075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буркин В.В., Хоменко Ю.П. Моделирование гидродинамических процессов при инициировании конденсированных зарядов электровзрывом // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 172-177.

2. Буркина Р.С., Буркин В.В., Тимохин А.М. Влияние гидродинамического воздействия электровзрыва на процесс зажигания конденсированных реакционноспособных веществ // II Междунар. симпоз. «Горение и плазмохимия», Алматы, 2003. С. 90-95.

3. Барышев М.С., Бураков В.А., Касимов В.З. и др. Исследование возможностей управления скоростью газообразования метательного заряда и баллистическими параметрами выстрела с помощью электрической плазмы // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Докл. III Всеросс. научн. конф. Томск: Изд-во ТГУ, 2002. С. 46-47.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ ВОЛН С РАСПРЕДЕЛЁННЫМИ ВОДЯНЫМИ ЗАСЛОНАМИ В ПОДГОТОВИТЕЛЬНОЙ ВЫРАБОТКЕ УГОЛЬНОЙ ШАХТЫ

Васенин И.М.[1], Крайнов Ю.А.[1], Криволапов В.Г.[2], Палеев Д.Ю.[2], Шрагер Э.Р.[1]

[1] Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529842, факс (3822) 529842
E-mail: akrainov@ftf.tsu.ru

[2] Институт угля и углехимии СО РАН
650610, г. Кемерово, ул. Рукавишникова, 21,
тел. (3842) 282443, факс (3842) 211838
E-mail: paleev@kemsc.ru

Принцип действия водяных заслонов заключается в предварительном образовании облака диспергированной воды на пути движения фронта пламени, охлаждении зоны горения ниже температуры воспламенения взрывчатой смеси и отводе тепла из зоны реакции со скоростью большей, чем скорость выделения тепла в этой зоне. Ударная волна, взаимодействуя с таким заслоном, резко теряет интенсивность и быстро затухает, лишившись подпитки энергией от исчезнувшего фронта пламени[1].

При авариях возникают ситуации, когда одного гашения пламени взрыва с помощью заслонов недостаточно. Если в выработке находятся люди, то необходимо, чтобы заслоны снизили ещё и интенсивность ударной волны до безопасной величины, т.е. полностью погасили её. Такая ситуация возникла при аварии на ОАО «Шахта «Тайжина», происшедшей 10.04.04 г., когда четверо горнорабочих погибли в тупиковой части газодренажного штрека длиной 470 м, защищенного основным и рассредоточенным сланцевыми заслонами. Взрывная волна зашла в газодренажный штрек со стороны устья.

Было проведено численное моделирование взаимодействия ударной волны с рассредоточенными заслонами, которое показало, что установка рассредоточенного водяного заслона в подготовительной выработке является достаточно эффективным способом снижения интенсивности взрывной волны. Причем увеличение объемной плотности воды в заслонах, установленных в подготовительной выработке, приводит к снижению интенсивности ударной волны в сопряженной выработке.

Для определения эффективности водяных заслонов (рассредоточенных *2, 3* и основного *4*) по снижению интенсивности взрывных волн в ситуациях, показанных на рис. 1, были проведены численные расчёты. Предполагалось, что в тупике *1* подготовительной выработки длиной 270 м на длине 6 м в результате взрыва образовалась зона повышенного давления (P = 0.8 МПа, T = 2308 К).

Расчеты проводились для двух вариантов:

- в подготовительной выработке установлен рассредоточенный заслон из 4 рядов и затем еще 17 рядов заслонов, расположенных на расстоянии 14 м друг от друга, и два основных заслона длиной по 30 м в сквозной выработке;

- в подготовительной выработке установлен рассредоточенный заслон из 4 рядов и затем еще 15 рядов заслонов, расположенных на расстоянии 14 м друг от друга, и основной заслон длиной 30 м, установленный вблизи сопряжения.

Рис. 1. Схема расположения водяных заслонов: *1* – зона взрыва, *2* – рассредоточенный заслон из 4 полок, *3* – рассредоточенный заслон, *4* – основной заслон

Объёмная плотность воды принималась 2,5 и 30 л/м^3. На рис. 2 представлено распределение объемной плотности воды по длине подготовительной выработки для второго варианта (см. рис. 1, б) в моменты времени: 1 – 0,25 с; 2 – 0,5 с; 3 – 0,75 с; 4 – 1,0 с; 5 – 1,25 с; 6 – 1,5 с.

Расчеты, представленные на рис. 3, показывают, что установка рассредоточенного водяного заслона в подготовительной выработке – достаточно эффективный способ снижения интенсивности взрывной волны при опасности взрыва. Увеличение объемной плотности воды в заслонах приводит к снижению интенсивности ударных волн. Причём установка водяных заслонов в подготовительной выработке вблизи сопряжения является более эффективным способом понижения интенсивности взрывной волны. Из расчета на единицу массы воды получается в этом случае большее понижение интенсивности взрывной волны.

[1] Правила безопасности в угольных шахтах. Инструкции по борьбе с пылью и пылевзрывозащите. М., 1999. 109 с.

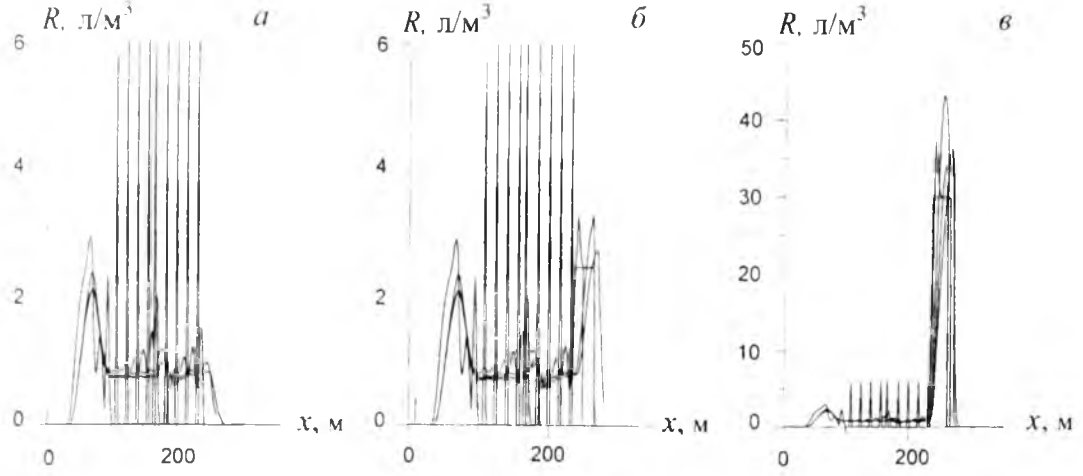


Рис. 2. Распределение объемной плотности воды:
а – из рассредоточенного заслона (17 рядов) плотностью 2,5 л/м^3; *б* – из рассредоточенного (15 рядов) и основного водяных заслонов плотностью 2,5 л/м^3; *в* – из рассредоточенного заслона плотностью 2,5 л/м^3 и водяного заслона плотностью 30 л/м^3 в различные моменты времени

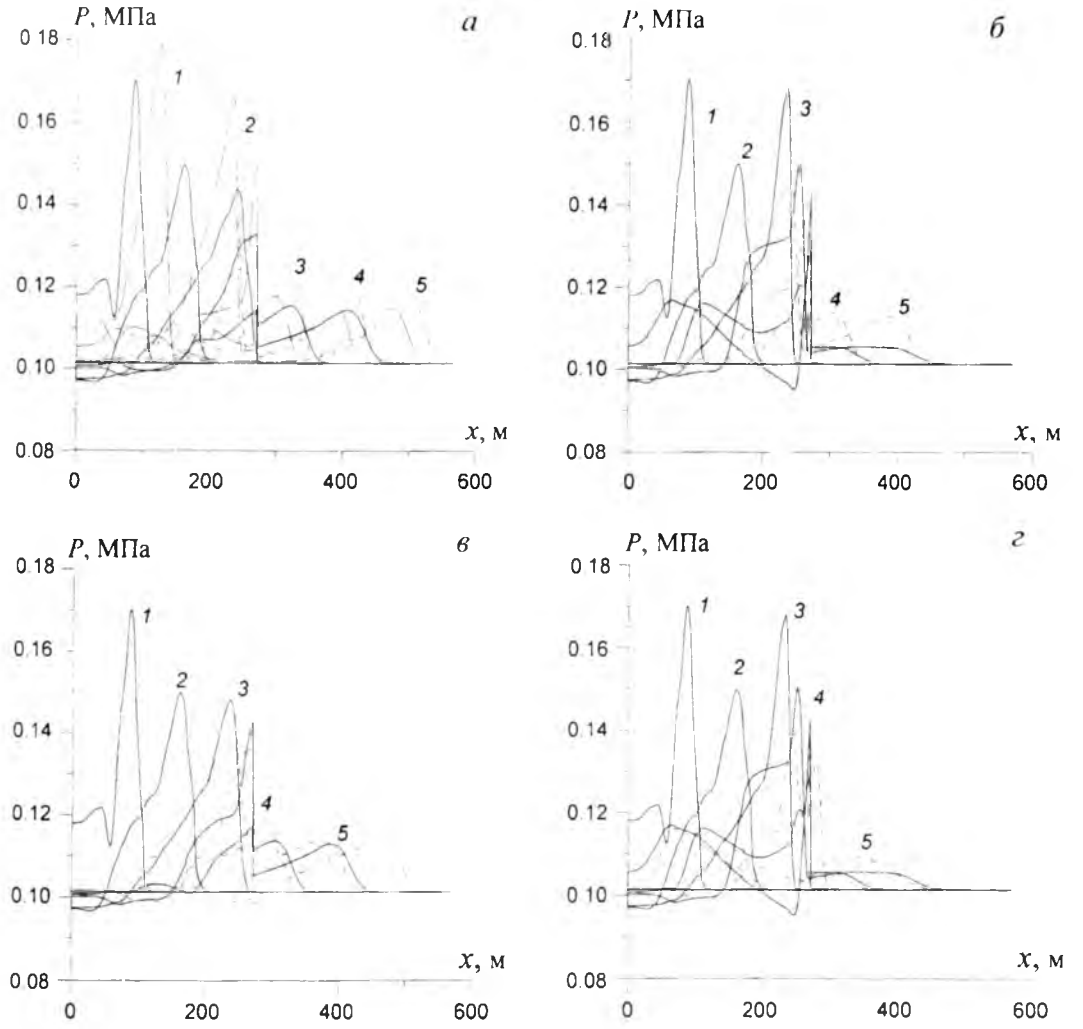


Рис. 3. Распределение давления в подготовительной и сопряженной выработках в моменты времени:
1 – 0,25 с; *2* – 0,5 с; *3* – 0,75 с; *4* – 1,0 с; *5* – 1,25 с. Объёмная плотность воды 2,5 л/м^3. *а* – пунктирная линия – без заслонов; штриховая – основной заслон в подготовительной выработке у сопряжения; сплошная – рассредоточенный заслон по всей длине подготовительной выработки; *б* – пунктирная линия – основной заслон и 15 рядов рассредоточенного заслона; сплошная – 15 рядов рассредоточенного заслона и основной (30 л/м^3); *в* – штриховая линия – 17 рядов рассредоточенного заслона и два основных заслона в сквозной выработке; сплошная – 15 рядов рассредоточенного заслона и основной заслон в подготовительной выработке; *г* – пунктирная линия – 17 рядов рассредоточенного заслона и два основных (30 л/м^3) в сквозной выработке; сплошная – 15 рядов рассредоточенного заслона и основной (30 л/м^3)

О САМОВОСПЛАМЕНЕНИИ ГИБРИДНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ

Волынкина Е.С., Крайнов А.Ю.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529845, факс (3822) 529829
E-mail: akrainov@ftf.tsu.ru

В технологических процессах порошковой металлургии, в химической технологии, в угледобывающих отраслях промышленности часто встречаются взвеси частиц, способных к экзотермическому или эндотермическому химическому реагированию в газе. Наиболее опасными являются газовзвеси, способные к химическому тепловыделению.

Рассматривается неподвижное облако газовзвеси, состоящей из смеси химически реагирующих газов с взвешенными в ней частицами, гетерогенно реагирующими с одним из компонентов газовой смеси. Математическая модель процессов строится на основе двухтемпературной модели [1] в предположении неподвижности и монодисперсности частиц. В газе и на поверхности частиц идет химическая реакция, зависящая от температуры по закону Аррениуса. Теплообмен между газовой фазой и частицами предполагается по закону Ньютона. Выгоранием компонентов газовой фазы и частиц на этапе самовоспламенения пренебрегаем. Распределение температуры внутри частиц не учитывается.

Система уравнений состоит из уравнений теплового баланса для частиц и из уравнения теплового баланса газовой фазы с учетом межфазного теплообмена. В безразмерной форме она имеет вид:

$$\frac{d\theta_g}{d\tau} = \frac{B}{\chi}(\theta_k - \theta_g) + \overline{\rho_{0,1}}\,\overline{\rho_{0,2}} \exp\left(\frac{\theta_g}{1+\beta\theta_g}\right), \quad (1)$$

$$\frac{d\theta_k}{d\tau} = \frac{\delta}{\chi}\overline{\rho_{0,1}} \exp\left(\frac{E\theta_k}{\theta_k\beta+1}\right) - \frac{1}{\chi}(\theta_k - \theta_g), \quad (2)$$

$$\theta_g(0) = \theta_k(0) = 0 \quad (3)$$

Здесь $\tau = \frac{t}{t_*}$, $\theta = \frac{E_g}{RT_0^2}(T - T_0)$, $\chi = \frac{c_k \rho_k r_0^2}{3\lambda t_*}$,

$B = \frac{3\pi r_0^3 n c_k \rho_k}{4 c_g \rho_{g,0}}$, $Nu = \frac{\alpha r_0}{\lambda_g} = 1$, $E = \frac{E_k}{E_g}$,

$\overline{\rho_{0,1}} = \frac{\rho_{0,1}}{\rho_g}$, $\overline{\rho_{0,2}} = \frac{\rho_{0,2}}{\rho_g}$,

$\delta = \frac{Q\rho_{g,0}k_{k,0}r_0 \exp(-\frac{E_k}{RT_0})}{\lambda_g RT_0^2 / E_g}$, $\beta = \frac{RT_0}{E_g}$.

Переменные τ – время, θ – температура. Параметры характеризуют: B – массовую концентрацию дисперсной фазы, δ – отношение тепловыделения на частицах к теплоотводу в окружающий газ, χ – размер частиц, E – отношение энергий активации реакций на частицах и в газе.

Существование квазистационарного равновесия между температурами газа и частиц, которое смещается из-за теплонакопления в газе [1, 2], позволяет из системы (1) – (3) получить аналитическую формулу для периода индукции самовоспламенения гибридной газовзвеси в виде:

$$\tau_{ind} = \frac{2}{\sqrt{4AC-B^2}}\left[\operatorname{arctg}\left(\frac{B+2C\theta_*}{\sqrt{4AC-B^2}}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{B}{\sqrt{4AC-B^2}}\right)\right] + \frac{\chi\ln(a)}{B} + \frac{\chi E}{B(1-a-E)}\ln\left[\frac{b+c(1-a)^{\frac{1}{E}-\frac{a}{E}-1}}{b+c}\right] \quad (4)$$

где $\theta_* = \frac{1}{E}\ln\left(\frac{1}{\delta\rho_{1,0}E}\right)$, $a = \delta\rho_{1,0}E$, $b = \frac{B\delta}{\chi}\rho_{1,0}$,

$c = \rho_{1,0}\rho_{2,0}\exp(-\delta\rho_{1,0})$, $A = b + c$;

$B = b((2-E)\exp(E) - 2) + c((1+a)\exp(1-a) - 2)$;

$C = b(1 + (E-1)\exp(E)) + c(1 - \exp(1-a))$.

Система уравнений (1) – (3) решалась численно методом Рунге–Кутта–Мерсона. Результаты расчетов представлены на рис. 1–3.

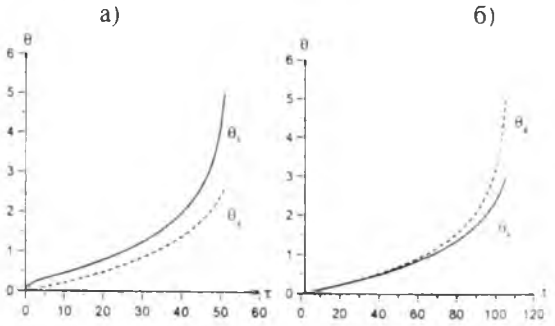


Рис. 1. Зависимость температуры частиц (θ_k) и газа (θ_g) от времени:
а – B=0.05, χ=1, δ=1, E=0.67, $\rho_{1,0}$=0,2, $\rho_{2,0}$=0,05;
б – B=0.05, χ=20, δ=1, E=0.67, $\rho_{1,0}$=0.2, $\rho_{2,0}$=0,05

Из рис. 1 видно, что при $\chi \sim \delta$ температура частиц выше температуры газовой фазы и период индукции определяется в большей мере реакцией на частицах. При $\chi > \delta$ саморазогрев газовзвеси происходит за счет реакции в газовой фазе. При этом частицы все время имеют температуру меньше температуры газа.

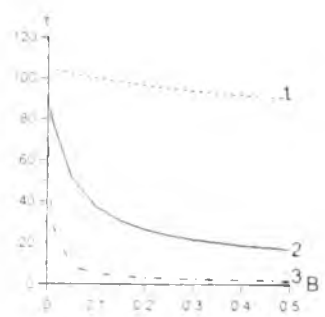


Рис. 2. Зависимость периода индукции от массовой концентрации компонентов гибридной газовзвеси: 1 – δ=1, β=0.03, χ=10, E=0.67; 2 – δ=1, β=0.03, χ=1, E=0.67; 3 – δ=1, β=0.03, χ=0.1, E=0.67

Из рис. 2 видно, что с увеличением массовой концентрации дисперсной фазы период индукции самовоспламенения газовзвеси уменьшается.

Из рис. 3 видно, что при увеличении размера частиц период индукции увеличивается. Увеличение δ приводит к более сильному прогреву частиц, и химическая реакция на них протекает быстрее, чем при меньших значениях δ. В свою очередь, сильно нагретые частицы интенсивнее прогревают газ, ускоряя реакции в газовой фазе.

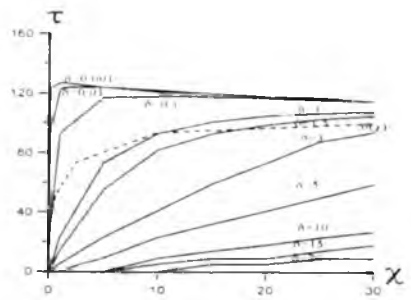


Рис. 3. Зависимость периода индукции самовоспламенения гибридной газовзвеси от параметра, характеризующего размер частиц

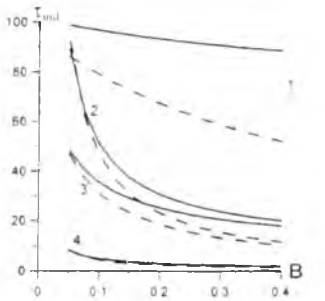


Рис. 4. Зависимость периода индукции от массовой концентрации дисперсной фазы. Сплошные линии – численный счет, пунктирные – по формуле (4).
1 – χ=10, δ=1, E=0.67, $\rho_{1,0}$=0.2, $\rho_{2,0}$=0.05; 2 – χ=1, δ=1, E=0.67, $\rho_{1,0}$=0.2, $\rho_{2,0}$=0; 3 – χ=1, δ=1, E=0.67, $\rho_{1,0}$=0.2, $\rho_{2,0}$=0.05; 4 – χ=0.1, δ=1, E=0.67, $\rho_{1,0}$=0.2, $\rho_{2,0}$=0.05

На рис. 4 показано сравнение приближенной аналитической формулы (4) с численным решением системы уравнений (1) – (3). Отличие результатов не превышает 30 %, что является достаточным для быстрой приближенной оценки периода индукции самовоспламенения гибридных газовзвесей.

На рис. 5 представлены экспериментальная зависимость периода индукции от массовой концентрации метана в газовой смеси при концентрации угольной пыли 0.33 кг/м^3 [3] и результаты численного счета. Результаты хорошо согласуются. Отличие составляет не более 15- 20 %.

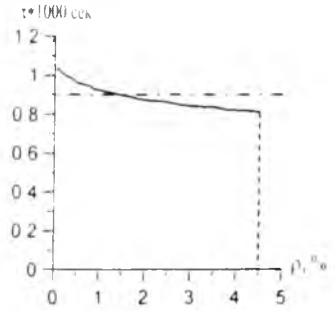


Рис. 5. Сравнение численного (штрихпунктирная линия) решения и эксперимента (сплошная линия)

Для предотвращения самовоспламенения газовой смеси используются эндотермически реагирующие порошки. Самовоспламенение газа не произойдет, если все тепло, выделяющееся в реакции в газовой фазе, поглощается в эндотермической реакции на частицах. При этом изменение температуры газа и частиц не будет происходить. Было получено выражение для критической массовой концентрации эндотермически реагирующей дисперсной фазы, обеспечивающей температурное равновесие в газовзвеси, имеющее вид

$$B_* = \frac{\chi\rho_{2\,0}\left(1+\delta\rho_{1,0}E\right)}{\delta E}\exp\left(\frac{E-1}{E}\right). \qquad (5)$$

Сравнение результатов расчета по формуле (5) и численного счета представлено в таблице. Отличие составляют не более 15 %. Формула (5) может быть использована для анализа путей повышения эффективности ингибирующих порошковых составов при их создании и использовании.

χ	δ	E	$B_{*\text{числ}}$	$B_*^{(8)}$
0,1	0,1	0,67	0,05	0,046
1	0,1	0,67	0,51	0,46
0,1	1	0,67	0,0056	0,0052
10	10	0,67	0,11	0,106
10	1	0,67	0,059	0,52
1	1	0,8	0,58	0,056

Работа выполнена при поддержке гранта BRHE, проект № TO - 016 - 02.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лисицын В. И., Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. О периоде при воспламенении совокупности частиц // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 1. С. 3-9.
2. Крайнов А. Ю. О самовоспламенении двухкомпонентной газовзвеси // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35. № 5. С. 5-13.
3. Рыжик А. Б., Махин В. С. О воспламенении метановоздушных взвесей угольной пыли // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 4, С. 130-132.

СИНТЕЗ ФЕРРИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Габбасов Р. М*., Итин В. И., Кирдяшкин А. И., Найден Е. П., Минин Р. В.

* Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
634050, г. Томск, пр. Ленина 40,
Отдел структурной макрокинетики ТНЦ СО РАН
634021, г. Томск, пр. Академический, 10/3,
тел. (3822) 492-471, факс (3822) 492-838
E-mail: maks@fisman.tomsk.ru

В век быстроразвивающихся технологий и развития во всех направлениях жизнедеятельности человека технический прогресс тесно связан с созданием и широким применением новых неорганических материалов со специфическими магнитными, электрическими и оптическими свойствами. Достойное место среди подобных материалов занимают ферриты – соединения окиси железа с окислами других металлов, обладающие сочетанием магнитных, полупроводниковых и диэлектрических свойств. Подобное сочетание свойств позволяет применять ферриты там, где использование обычных металлических ферромагнетиков практически невозможно.

В настоящей работе исследовалось возможность использования самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [1, 2] для получения оксидных гексагональных ферримагнетиков с W-структурой.

Синтез ферритов проводили на установке, схема которой представлена на рис. 1.

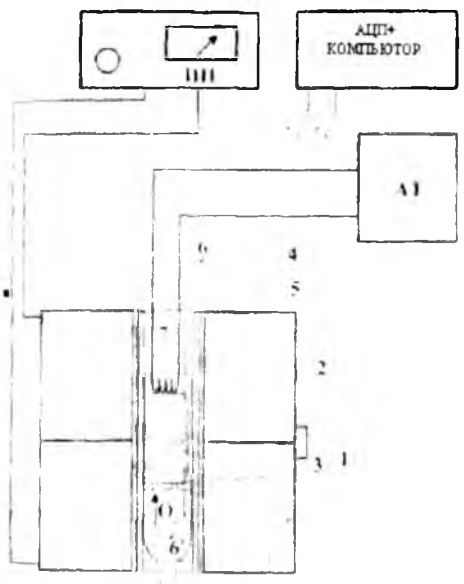


Рис. 1. Экспериментальная установка:

1 – катушка электромагнита;
2 – смесь порошков;
3 – кварцевый реактор;
4 – направляющая труба;
5 – асбестовая изоляция;
6 – термопары;
7 – спираль;

АТ – автотрансформатор, для питания спирали;
ИП – источник питания электромагнита (1.1 Тл);
АЦП+Компьютер – для измерения температуры.

Установка состоит из электромагнита и размещенной внутри него кварцевой трубки, которая с обеих сторон герметично закрывается двумя металлическими крышками, с отверстиями для подвода к реакционной смеси газа-реагента и инициирующего устройства, представляющего собой вольфрамовую проволоку, помещенную внутрь керамической трубки. При подаче напряжения на инициирующее устройство, проволока нагревается до необходимой начальной температуры в образце. По достижении этой температуры инициировали волну горения, которая постепенно распространялась по всему объему образца. Температуру синтеза измеряли хромель-алюмелевой термопарой. Полученные продукты реакции измельчали в фарфоровой ступке и подвергали структурным исследованиям

Получены следующие основные результаты:

1. Впервые установлена возможность осуществления процесса СВС в системе $Fe\text{-}Fe_2O_3\text{-}BaO_2\text{-}CoO\text{-}ZnO\text{-}O_2$ и получен оксидный гексагональный ферромагнетик со структурой W.

2. Установлено, что сочетание процессов СВС с последующей ферритизацией позволяет получить феррит с содержанием W-фазы до 98%, имеющим магнитные характеристики, не уступающие аналогу, полученному по традиционной керамической технологии.

3. Впервые построен фрагмент диаграммы фазового состава СВС–оксидного гексагонального ферромагнетика состава $BaCo_{0.7}Zn_{1.3}Fe_{16}O_{27}$(CoZn-W).

4. С применением СВС разработан новый технологический режим получения оксидных гексагональных ферромагнетиков с W-структурой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нерсесян М.Д., Авакян П.Б., Мартиросян К.С. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез ферритов// Неорганические материалы. 1993. Т. 29, №12. С. 1674-1677.

2. Мержанов А. Г. Процессы горения и синтез материалов. Черноголовка: Изд-во ИСМАН, 1998. С. 512.

ПРЕДЕЛЫ ЗАЖИГАНИЯ АЭРОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Егоров А.Г.
Тольяттинский государственный университет
445667, г.Тольятти, ул. Белорусская, 14,
тел. (8482) 233670, факс (8482) 229522
E-mail: office@tltsu.ru

В отличие от пределов воспламенения концентрационные границы зажигания зависят от ряда непостоянно присутствующих источников теплопотерь, определяемых спецификой условий эксперимента (геометрией трубы, мощностью, геометрией и видом источника поджигания и т.п.). Поэтому установление границ вынужденного зажигания сводится по существу к выяснению влияния каждого из этих факторов на границы зажигания. Пределы воспламенения являются теми предельными условиями, при которых касание источника зажигания горючей смеси вызывает непрерывное распространение пламени. В случае зажигания искрой они являются предельными условиями искрового зажигания [1]. Экспериментальное исследование процесса искрового зажигания порошкообразного алюминия (Al) в турбулентном потоке воздуха проведено в [2].

Автором данной работы также было определено влияние диаметра камеры сгорания $D_{КС}$, начальной скорости U_0 и турбулентности ε_0, отношения алюминий/воздух χ, размера и формы частиц Al на пределы зажигания в турбулентном потоке аэровзвеси частиц алюминия. Ниже представлены экспериментальные данные, полученные в результате проведенных исследований.

Экспериментальное оборудование и установка, на которой проводились испытания, подробно описаны в [2]. Оценки характеристик воспламенения проводились при атмосферном давлении и температуре воздуха 293 К.

Влияние диаметра камеры сгорания. Область зажигания потока аэровзвеси частиц алюминиево-магниевого сплава марки АМД-50 в камерах сгорания диаметром 0,04 и 0,05 м представлена на рис. 1. На оси абсцисс отложен расход воздуха (G_B), а на оси ординат отношение расхода порошка алюминия к расходу воздуха ($\chi = G_{AL}/ G_B$). Видно, что в камере меньшего диаметра зажигание происходит при меньших значениях относительного расхода χ. С увеличением диаметра камеры сгорания область зажигания смещается в сторону больших значений χ.

Форма кривой, ограничивающей область воспламенения потока аэровзвеси, соответствует форме кривой, ограничивающей типичную область такого рода для камер сгорания авиационных ГТД [3].

Влияние скорости потока. Характеристики искрового зажигания зависят от того, покоится или движется горючая смесь, а также от наличия или отсутствия турбулентности. Общеизвестно, что скорость воздуха влияет на первую и вторую стадии процесса воспламенения.

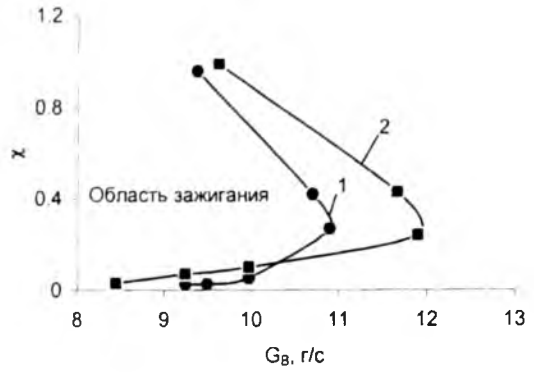


Рис. 1. Влияние диаметра камеры сгорания на пределы зажигания аэровзвеси частиц АМД-50:
1 – $D_{КС}$,=0,04 м;; 2 – $D_{КС}$,=0,05 м

Влияние скорости потока. Характеристики искрового зажигания зависят от того, покоится или движется горючая смесь, а также от наличия или отсутствия турбулентности. Общеизвестно, что скорость воздуха влияет на первую и вторую стадии процесса воспламенения.

На рис. 2 показано влияние скорости потока полидисперсной аэровзвеси частиц алюминия на пределы зажигания в камере сгорания диаметром 0,03 м.

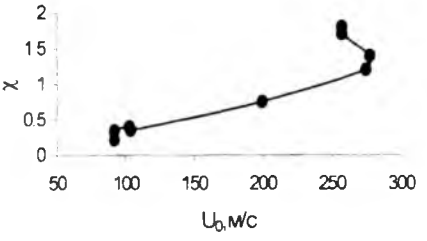


Рис. 2. Влияние скорости потока полидисперсной аэровзвеси (90% АСД-1 +10% ПА-1) на пределы зажигания

Видно, что максимальная скорость потока аэровзвеси (тоже и скорость горения) наблюдается при значении $\chi = 1{,}3$. Это значение относительного расхода χ соответствует коэффициенту избытка воздуха $\alpha = 0{,}2$.

При значении $\alpha = 0{,}2$ резко возрастает как доля нитрида в продуктах сгорания, так и температура горения аэровзвеси частиц алюминия. Сопровождаемый экзотермическим эффектом

процесс образования ALN_K вносит существенный вклад в суммарное тепловыделение и поддерживает устойчивое, воспламенение и горение "богатой" аэровзвеси.

Влияние турбулентности. В турбулентных двухфазных течениях природа влияния массы твердых частиц на газообразный поток сложна и частицы могут выступать как своеобразные дискретные детурбулизаторы и как дестабилизаторы. Установка турбулизирующей решетки для увеличения начальной турбулентности ε_0 при исследовании пределов воспламенения в потоке аэровзвеси частиц Al еще более осложняет гидродинамику течения.

Было получено, что с увеличением начальной турбулентности расширяются пределы воспламенения аэровзвеси содержащей частицы АСД-1 с $d_{32} = 17{,}5$ мкм (рис.3). В аэровзвеси, содержащей частицы АСД-4 с $d_{32} = 7{,}5$ мкм, рост начальной турбулентности приводит к сужению пределов воспламенения.

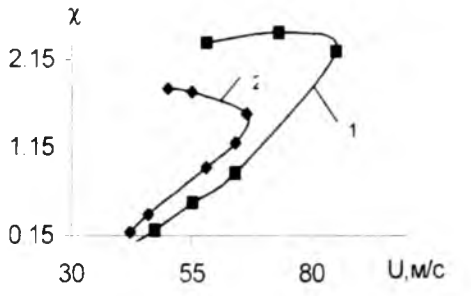


Рис. 3. Влияние ε_0 на пределы зажигания в потоке аэровзвеси частиц АСД-1; $D_{КС}$,=0,06 м:; 1 – с решеткой на $l_p = 0{,}02$ м (ε_0 =22%); 2 – с решеткой на $l_p = 0{,}057$ м (ε_0 =12%)

Влияние отношения топливо/воздух. Оптимальные условия зажигания потока топливно-воздушной смеси обеспечиваются при стехиометрическом составе в первичной зоне камеры сгорания, т.е. при наибольших значениях скорости распространения и температуре пламени.

По сравнению с жидкими углеводородными топливами пределы распространения пламени для аэровзвесей алюминия чрезвычайно широки. В алюминиево-воздушных смесях $u_f \to u_{f\max}$ при $\alpha < 1$. Скорость распространения пламени в плохо перемешанной аэровзвеси алюминия ($\alpha << 1$), больше, чем в хорошо перемешанной. Скорость распространения пламени в аэровзвесях частиц алюминия возрастает по мере уменьшения коэффициента избытка воздуха (вплоть до α = 0.15). Увеличение скорости распространения пламени по "переобогащенным" аэровзвесям частиц Al происходит вследствие влияния как особенностей процессов тепломассообмена в богатых смесях, так и экзотермической реакции азотирования.

Влияние размера частиц. Важнейшей характеристикой порошкообразных металлических горючих является размер частиц. Скорость распространения волны горения для полифракционного состава исходной газовзвеси примерно в 1,5 раза выше таковой для монофракционной смеси (при одинаковом среднемассовом размере частиц). Поэтому влияние размера частиц на характеристики воспламенения приобретает первостепенное значение.

Зависимость $\chi = f(d_{32})$ в потоке аэровзвеси, содержащей частицы алюминия сферической формы, представлена на рис.4.

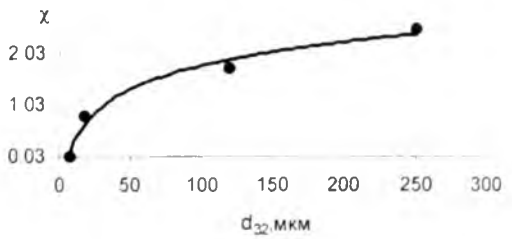


Рис. 4. Зависимость $\chi = f(d_{32})$

Также были определены пределы зажигания в потоке полидисперсной аэровзвеси, содержащей частицы неправильной формы (пластины). Было получено, что с уменьшением размера частиц основной фракции пределы воспламенения в потоке полидисперсной аэровзвеси расширяются.

ВЫВОДЫ

1. Пределы зажигания в потоке аэровзвеси частиц алюминия расширяются: при увеличении диаметра камеры сгорания; при увеличении температуры воздуха; при уменьшении размера частиц алюминия
и сужаются при увеличении скорости потока.

2. С ростом начальной турбулентности пределы зажигания в потоке аэровзвеси частиц АСД-4 сужаются и расширяются с АСД-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Раушенбах Б.В., Белый С.А., Беспалов И. В. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно – реактивных двигателей. М.: Машиностроение, 1961. С. 521

2. Егоров А.Г., Малинин В.И. Искровое зажигание и пределы воспламенения в потоке аэровзвеси частиц алюминия // Четвертая международая школа-семинар «Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем». Сб. матер. СПб., 2004. Т.1. С. 36 – 39.

3. Лефевр А. Процессы в камерах сгорания ГТД. М.: Мир, 1986. С. 204.

РАЗРУШЕНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРУИ

Жарова И.К., Маслов Е.А.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529669, факс (3822) 529895
E-mail: fire@fire.tsu.tomsk.su

В данной работе представлены постановка и результаты численного решения сопряженной задачи тепломассообмена при термомеханическом разрушении пластины под воздействием плоской гетерогенной струи.

Задача продвижения фронта разрушения рассматривается на основании физической гипотезы о том, что частицы конденсированной фазы взаимодействуют с поверхностью материала так же, как и молекулы газа – в режиме трения – скольжения [1, 2]. Предполагается, что в силу малости объемной концентрации частиц они не влияют на движение газа и не взаимодействуют между собой. В качестве условия разрушения принято равенство внешних касательных напряжений $\tau_g(y,t)$ и предела прочности материала $\sigma(T_s)$ при соответствующей температуре:

$$\tau_g(y,t) = \sigma(T_s). \qquad (1)$$

При постановке задачи приняты следующие допущения:

1. Скорости частиц в пристенной области равны скорости газа.
2. Вкладом радиационной составляющей в теплообмен на поверхности пластины можно пренебречь [1].
3. Возможные процессы плавления и окисления материала пластины активными компонентами газового потока не учитываются в рассматриваемом диапазоне температур (до 1000 К) [1].
4. Скорость гетерогенной струи дозвуковая.
5. В образующемся кратере имеет место ламинарный режим течения.

Область решения и схема взаимодействия гетерогенного потока с плоской пластиной приведены на рис. 1.

Гетерогенная струя рассматривалась как двухкомпонентный псевдогаз с эффективными характеристиками. С учетом допущений 1 – 5 задача о термомеханическом разрушении преграды сформулирована в сопряженной постановке. В декартовой системе координат, начало которой связано со срезом сопла, математическая модель включает уравнения движения, уравнения неразрывности, уравнение энергии для струи, уравнение состояния многокомпонентного газа, уравнение теплопроводности для пластины и условие постоянства расхода газа.

Значения касательных напряжений $\tau_g(y,t)$ в (1) вдоль поверхности кратера определяются полями скоростей в натекающей струе и динамической вязкостью псевдогаза:

$$\tau_g(y,t) = \mu_g \frac{\partial U(x,y,t)}{\partial \bar{n}}, \qquad (2)$$

где μ_g – эффективный коэффициент динамической вязкости струи; $\bar{n}$ – внешняя нормаль к поверхности кратера; $U(x,y,t)$ – скорость струи.

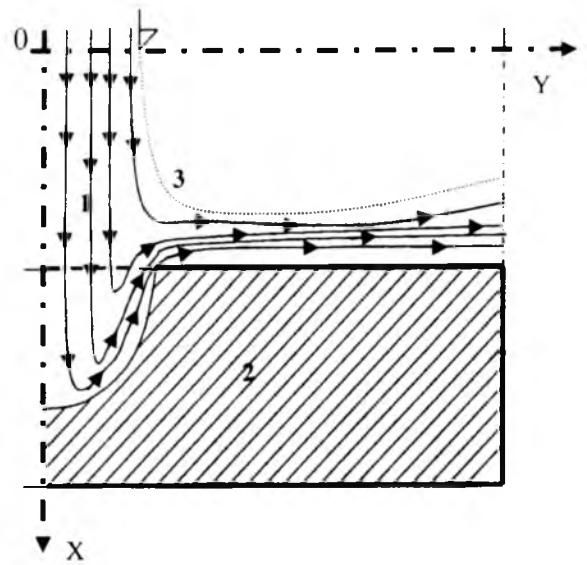


Рис. 1. Схема взаимодействия струи с пластиной: 1 – струя;. 2 – пластина; 3 – граница струи

В момент времени $t = 0$ в расчетной области газ считался неподвижным, а параметры газа – соответствующими нормальным условиям.

На твердых поверхностях составляющая вектора скорости приравнивалась нулю. На открытых границах производные параметров потока газа по направлению к границе газа также считались равными нулю. На оси симметрии выполнялись условия симметрии; на нагреваемой поверхности пластины - условия сопряжения. На срезе сопла задавались скорость, температура газа и массовая концентрация частиц. Текущие координаты криволинейной поверхности образующегося кратера определялись через проекции линейной скорости разрушения [1], скорость разрушения определялась алгоритмически на основании условия (1).

Эффективные характеристики высокотемпературной струи определялись как функции объемных долей компонент. Коэффициент динамической вязкости определялся по формуле Томаса [2].

Задача решалась численно методом контрольных объемов [3].

В численных экспериментах ввиду отсутствия достоверных данных об изменении прочностных характеристик в широком диапазоне температур при исследовании термомеханического разрушения реального композиционного материала – бетона использовалась модельная зависимость предела прочности $\sigma(T_s)$ (см. рис. 2) от температуры, имитирующая поведение этой характеристики для большинства бетонов.

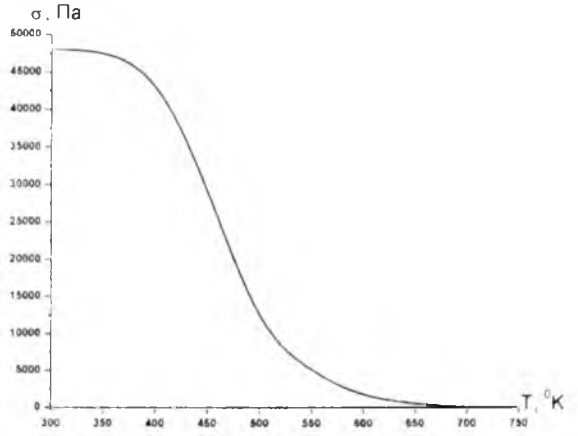


Рис. 2. Зависимость предела прочности материала от температуры

На рис. 3 представлены результаты численных расчетов основных характеристик течения при обтекании пластины и для течения в образующемся кратере в фиксированный момент времени. Анализ полученных зависимостей показал, что качественно картина обтекания соответствует процессу.

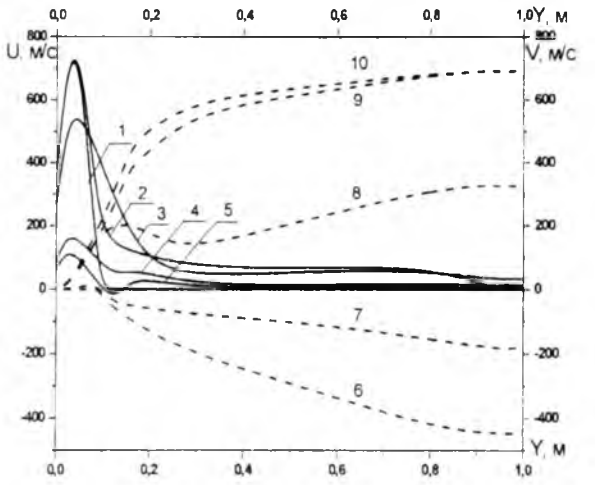


Рис. 3. Распределение продольной и осевой компонент скорости по сечениям X: 1 – $U(0{,}01, y)$; 2 – $U(0{,}17, y)$; 3 – $U(0{,}38, y)$; 4 – $U(0{,}52, y)$; 5 – $U(0{,}54, y)$; 6 – $V(0{,}01, y)$; 7 – $V(0{,}17, y)$; 8 – $V(0{,}38, y)$; 9 – $V(0{,}52, y)$; 10 – $V(0{,}54, y)$

Значение поперечной составляющей скорости равно нулю на начальном участке свободно истекающей струи (кривые 6, 7 на рис. 3). Отрицательные значения поперечной составляющей скорости соответствуют области образующегося в зоне смешения воздуха и псевдогаза (см. рис. 3) вихря. Кривая 8 на рис. 4 соответствует изменению поперечной составляющей скорости вдоль границы раздела области свободного течения и области смешения. Перегиб кривых на рис. 3. (кривые 9, 10) соответствует значению поперечной скорости в области разворота струи при обтекании криволинейной поверхности кратера.

На рис. 4 показаны изотермы в системе «струя – пластина» при $t = 0{,}8$ с. Полученные результаты показывают, что рассматриваемый конструкционный материал интенсивно прогревается вблизи обтекаемой высокотемпературной струей поверхности. Следствием этого процесса является резкое снижение прочности материала, что и приводит к его разрушению.

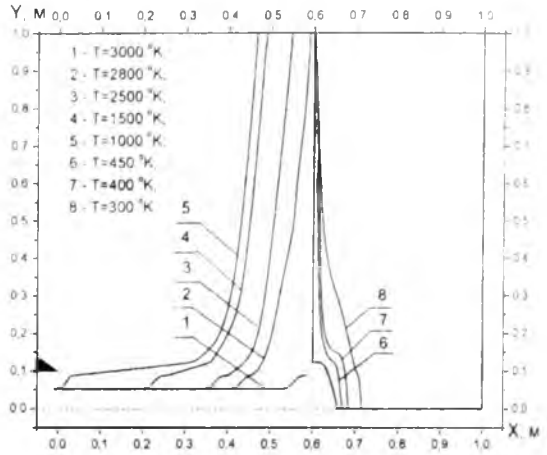


Рис. 4. Изотермы в системе «струя – пластина», t=0,8 с

На основании разработанной математической модели было проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных о термомеханическом разрушении бетонной пластины.

Сравнение численных и экспериментальных результатов показало, что погрешность определения температуры T в измерительной точке составила менее 8% и ~6% – по скорости разрушения, что свидетельствует о достоверности математической модели тепломассопереносу при термомеханическом разрушении материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов Г.В., Жарова И.К., Световец Е.В Локальное разрушение бетона под действием гетерогенной струи с высокой концентрацией частиц. //Материалы Второго Белорусского конгресса по теоретической и прикладной механике. / Под общей ред. академика Высотского М.С. – Гомель: ИММС НАНБ, 1999. С. 320 - 326.

2. Thomas D.G. Transport Characteristics of Suspension. // J. of Colloid Science, 1965. 20, NO. 3. Pp. 267 – 277.

3. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.

РАСЧЕТ ЛЕГКОГАЗОВЫХ УСТАНОВОК С ГАЗОЖИДКОСТНЫМ ПОРШНЕМ

Жаровцев В.В., Тимофеев Д.А.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 410138; E-mail: zvv@mail2000.ru

Легкогазовые установки (ЛГУ), предназначенные для метания тел заданной массы и формы со скоростями свыше 2.5 км/с, используются, в основном, для исследования процессов, возникающих при высокоскоростном полете и высокоскоростном ударе [1]. В рассматриваемых ускорителях поршневой ствол состыкован через конические переходники с пороховой камерой, ограниченной неподвижной стенкой, и вакуумированным баллистическим стволом. Объем поршневого ствола, ограниченный поршнем и метаемым телом, заполняется легким газом (водородом, гелием). После инициирования заряда в пороховой камере поршень под действием образующихся газов приходит в движение и начинает сжимать легкий газ, который затем ускоряет тело.

При вхождении поршня в переходник в области его передней кромки возникают большие напряжения, связанные как с деформацией материала поршня, так и со значительными давлениями рабочего газа в переходнике. Для существенного снижения деформационных напряжений и тем самым повышения живучести ЛГУ в [2] предложено использовать поршни, изготовленные из жидких сред, а также специальное техническое решение, позволяющее сохранять форму неподвижных поршней. Известно, что в реальных жидкостях всегда находятся пузырьки воздуха. То есть материал поршня в таких случаях можно рассматривать как газожидкостную среду.

Поскольку продольные размеры ЛГУ существенно больше их поперечных размеров, а углы конических переходников не превосходят нескольких градусов, то для описания движения газопороховой смеси, газожидкостной среды и рабочего газа [области (a), (b) и (c)] привлекаются уравнения в квазиодномерном приближении. Предполагается, что потерями тепла через стенки установки можно пренебречь. Течение газопороховой смеси описывается газодинамическими уравнениями внутренней баллистики с соответствующими начальными данными [3]. Для описания движения газожидкостной смеси в рамках модели двухфазной среды привлекаются следующие уравнения (односкоростное приближение с общим давлением и сжимаемой несущей фазой с учетом ее трения о стенки ЛГУ):

$$x_t = u\,,\ u_t - s\sigma_\xi = F\,,\ v_t = (su)_\xi\,,\ e_t - \sigma v_t = 0\,,$$

$$e_1 = \frac{p+nb}{n-1}\frac{1}{\rho_1^0},\ n = 7.15\,,\ b = 298.7\,\text{MPa}\,,$$

$$e_2 = p\left(v-\tilde{\alpha}_2\right)/\left(\gamma_2-1\right),$$

$$e = Y_1\frac{p+nb}{n-1}\frac{1}{\rho_1^0} + Y_2 p\frac{\left(v-\tilde{\alpha}_2\right)}{\left(\gamma_2-1\right)},$$

$$T_1 = c_v\frac{p+b}{n-1}\frac{1}{\rho_1^0},\ c_v = 602\cdot 10^{-5}\ \text{К}\cdot\text{мс}^2/\text{мм}^2,$$

$$\sigma = -p + 2\alpha_2\Sigma/a + \alpha_2\Pi + \sigma_\mu\,,\ \alpha_1+\alpha_2 = 1\,,$$

$$\alpha_i = Y_i/v\rho_i^0\,,\ i = 1,2\,,\ \Pi = -\rho_1^0\omega_{1a}^2\,,$$

$$\sigma_\mu = 4\mu\left(\alpha_2\omega/a + (1+\alpha_2)u_\xi s/(3v)\right),$$

$$a = \sqrt[3]{3m_p/4\pi\rho_2^0}\,,\ \omega = a_t\,,\ p\left(1/\rho_2^0 - \tilde{\alpha}_2\right) = R\cdot T_2^0/\mu_2\,,$$

$$v = Y_1/\rho_1^0 + \left(1-Y_1\right)/\rho_2^0\,,\ F = 2\sqrt{\pi/s}\,\alpha_1\bar{\sigma}\,v\,,$$

$$\bar{\sigma} = \tilde{\lambda}\cdot|u|\cdot u/\left(8\cdot v\right).$$

$$t = 0\,,\ u = 0\,,\ p = p_k^0\,,\ v = v_k^0\,,\ x = x_k^0\left(\xi\right),$$

где x – эйлерова координата, t – время, ξ – лагранжева координата, u – скорость, $s = s(x)$ площадь поперечного сечения канала, σ – приведенный тензор напряжений (соответствующая формула предложена в [4]), p – давление, v – удельный объем, e_1, e_2 – внутренняя энергия первой и второй фазы соответственно, Σ – поверхностное натяжение, a – радиус пузырька, m_p – масса пузырька, α_i – объемное содержание фаз, ρ_i^0 – истинная плотность i - ой фазы; ω – радиальная скорость поверхности пузырька, T – температура, $\tilde{\alpha}_2$ – коволюм газа, η – вязкость жидкости, соотношение для $\tilde{\lambda}$ приведено в [3, с. 135], а калорическое уравнение состояния для жидкой фазы заимствовано из [5].

Для области (c) систему уравнений можно записать так:

$$x_t = u\,,\ u_t + sp_\xi = 0\,,\ v_t = (su)_\xi\,,\ e_t + pv_t = 0\,.$$

$$t = 0\,,\ u = 0\,,\ p = p_*^0\,,\ v = v_*^0\,,\ x = x_*^0\left(\xi\right).$$

Для замыкания этой системы привлекается уравнение состояния Недоступа [6]

$$e = e_t + RT\rho_0\left[B(T) - B(T_0)\right],$$

$$pv = RT\left[1 + B(T_0)/\left(v - 1/\rho_0\right)\right],$$

$$B = 2\pi N_0\sigma_p^3 B^*/3\,,\ B^* = \tau\cdot\exp(\beta)\,,$$

$$\tau = \ln\left(T^*/3.41798\right),\ T^* = kT/\varepsilon\,,$$

$$\beta = b_0 + b_1\tau + b_2\exp\left(b_3\tau\right),\ b_0 = -0.9455857467\,,$$

$$b_1 = -0.3731596165\,,\ b_2 = 0.7348876991\,,$$

$$b_3 = -0.3555944454\,,\ T_0 = Tv/(v - 1/\rho_0)\,,$$

где e_t – внутренняя энергия идеального газа, R – газовая постоянная, N_0 – число Авогадро, σ_p – потенциальный параметр, ε/k – межмолекулярный потенциал, для водорода $\rho_0 = 1.533\cdot 10^{-4}$ г/мм^3.

На неподвижной задней стенке и на метаемом теле выполняются условия непротекания. На контактных границах (газопороховая смесь – газожидкостная смесь, газожидкостная смесь – легкий газ)

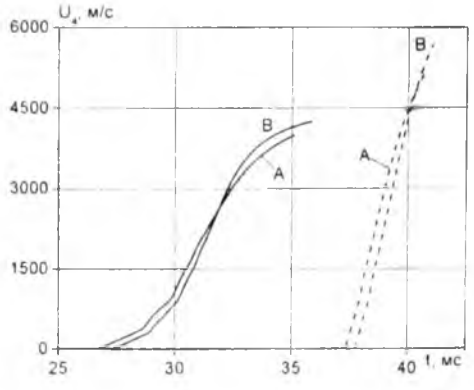


Рис. 1

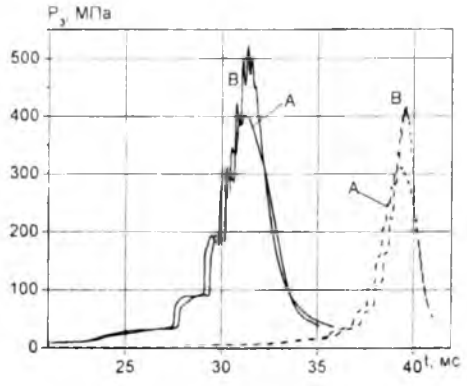


Рис. 2

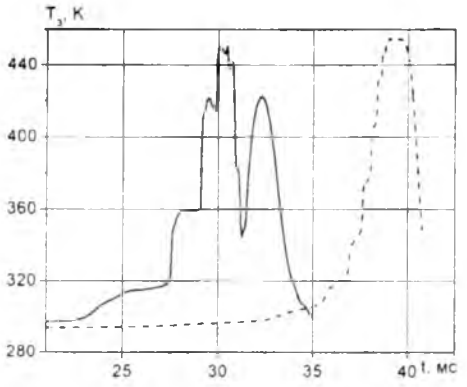


Рис. 3

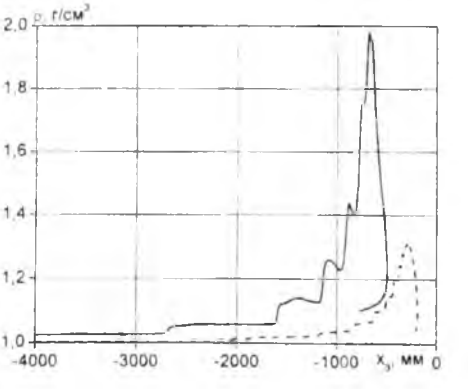


Рис. 4

разрывны температура и плотность, а остальные параметры непрерывны. Движение метаемого элемента удовлетворяет условию Лагранжа, при этом сопротивление трения тела о стенки ствола пропорционально его поверхности.

Для интегрирования системы уравнений в частных производных привлекалась полностью консервативная разностная схема 3 из [3]. При нахождении параметров газа на границах областей расчета использовались соответствующие граничные разностные уравнения. Чтобы уменьшить время расчета одного варианта, был реализован алгоритм расчета серии областей. Каждая область рассчитывалась со своим шагом по времени, а на границах областей решения «сшивались».

На рис. 1 – 4 приведены некоторые результаты расчетов двух отечественных установок МТ-18М (сплошные кривые) и ЛГУ 16 (штриховые линии) [7]. Буква А соответствует расчетам для газожидкостного поршня. На рис. 1 представлены зависимости скоростей метаемых тел от времени. Профили давлений на контактной границе, разделяющей газожидкостную смесь и легкий газ, приведены на рис. 2. На рис. 3, 4 представлены зависимости температур от времени и плотностей газожидкостной смеси от координаты в ближайшей ко второй контактной границе точке разностной сетки. Были проведены расчеты, когда несущая фаза в поршне была несжимаемой. Линии, соответствующие этому случаю, отмечены на рис. 1 и 2 буквой В. Приведенные результаты показывают, что сжимаемость жидкости оказывает существенное влияние на баллистику выстрела и ее нужно учитывать.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Златин Н А., Красильщиков А.П., Мишин Г.И., Попов Н.Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974. 344 с.
2. Христенко Ю.Ф. К проблеме повышения живучести двухступенчатых баллистических установок // ПМТФ. 2000 Т. 46, №6. С. 153 – 160.
3. Жаровцев В. В., Комаровский Л. В., Погорелов Е. И. Математическое моделирование и оптимальное проектирование баллистических установок. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1989. 256 с.
4. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1. 464 с.
5. Атанов Г.А. Газовая динамика. Киев: Высшая школа, 1992. 359 с.
6. Байбуз В.Ф., Зицерман В.Ю., Голубушкин Л.М., Чернов Ю.Г. Химическое равновесие в неидеальных системах. М.: ИВТАН, 1985. 227 с.
7. Бобровников А.Г., Фатеев Ю.А., Шляпников Г.П. Определение параметров заряжания баллистической установки, обеспечивающих наибольшую стабильность дульной скорости // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. Саров: Изд-во РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2003. С. 140 -144.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СРЕДСТВ ИНИЦИИРОВАНИЯ, ВОСПЛАМЕНИТЕЛЬНОГО УЗЛА И МЕТАТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА

Жолобов В. В., Иванова И. А.*
ОАО «Центр Сибнефтепровод»
634001, г. Томск, ул. Набережная р. Ушайки, 24,
тел. (3822)275147
E-mail: golobovvv@transneft.ru
* Томский политехнический университет
634012, г. Томск, пр. Ленина, 2 «а»,
тел. (3822)423958
E-mail: ivanovaea@ngf.tomsk.ru

В статье предлагается математическая модель для описания движения смеси продуктов сгорания гранул топлива и воспламенителя в двухскоростном двухфракционном двухтемпературном приближении механики гетерогенных сред. В качестве приложения данной модели приведен расчет процесса, имитирующего взаимодействие капсюльной втулки с навеской дымного пороха и основного заряда.

Макроскопическая система газодинамических уравнений, описывающих совместные осесимметричные движения двухкомпонентной несущей фазы и двух раздельных фракций дисперсной фазы, имеет вид, представленный в работе [1]:

Для численного интегрирования используется метод распада произвольного разрыва [2], модифицированный для расчета двухфазных течений с большими объемными содержаниями второй фазы [3]. Существенное различие геометрических масштабов основного заряда и воспламенительного узла потребовало разбиения расчетной области на подобласти с различными шагами по пространству и времени.

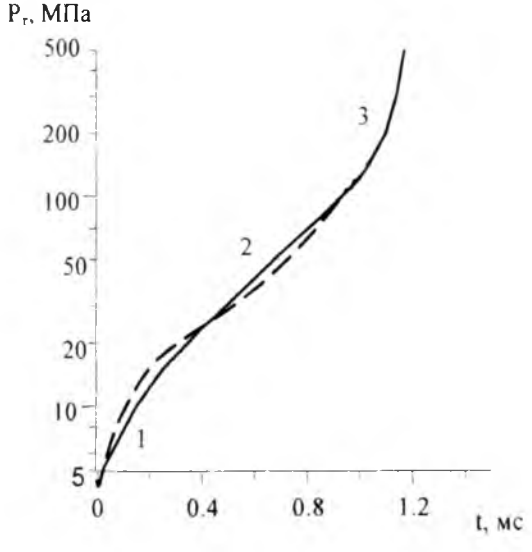


Рис. 1. Диаграмма $P_т$ (t)

Было проведено сравнение результатов расчета по предложенной методике с экспериментами работы [4], в которой были изучены закономерности конвективного горения заряда, помещенного в замкнутую толстостенную цилиндрическую оболочку. С одного торца оболочка закрывалась заглушкой, в которой монтировался воспламенитель, другой торец закрывался заглушкой с вышибной мембраной. На рис. 1 представлена экспериментальная зависимость давления у воспламенительного торца от времени $P_T(t)$ в полулогарифмических координатах (сплошная линия) для образца 3 (табл. 1 в [4]) в сравнении с результатами расчета при аналогичных условиях (штриховая линия). Из графика видно, что расчетная кривая также имеет три участка с разным наклоном, характерных при переходе конвективного горения в низкоскоростную детонацию.

В качестве иллюстрации проводится расчет процесса, имитирующего взаимодействие капсюльной втулки (КВ) с навеской дымного пороха и основным зарядом. Зона влияния струи продуктов сгорания, генерируемой КВ, прослеживается по концентрации частиц индикатора, в данном случае микрочастиц окиси калия. На рис. 2 приведено поле концентрации примеси на момент зажигания первой ячейки в навеске воспламенителя.

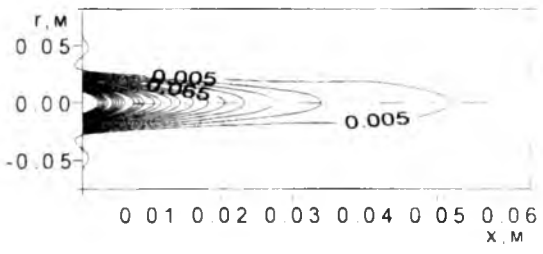


Рис. 2. Поле концентрации примеси на первом этапе взаимодействия КВ с зарядом

Как следует из рис. 2, струя горячих газов в приосевой области оказывает непосредственное воздействие на зерна основного заряда, подготавливая их к воспламенению, которое происходит за счет совместного действия КВ и навески дымного пороха. Об области влияния навески также можно судить по концентрации частиц примеси. Основное тепловое воздействие КВ

и навески воспламенителя, в силу их очень малых геометрических размеров, локализуется в узкой зоне метательного заряда. Это обстоятельство потребовало ввода «буферной» зоны, осуществляющей плавное изменение размеров разностной сетки при стыковке подобластей с сильно отличающимися геометрическими масштабами. Как и следовало ожидать, в областях, удаленных от зоны влияния КВ, главную роль в зажигании основного заряда играет навеска воспламенителя. Навеска воспламенителя производит сглаживающее действие, формируя практически плоский фронт распространяющегося по основному заряду макропламени (рис. 3,а, время зажигания в мс). К моменту зажигания основного заряда по всему поперечному сечению зарядной камеры влияние воспламенителя практически полностью экранируется, и его роль берут на себя горящие слои метательного заряда. Следует отметить, что излагаемый подход позволяет также проводить оценку влияния конструктивных нарушений осевой симметрии путем перехода к плоскому двумерному варианту уравнений движения газопороховой смеси [5].

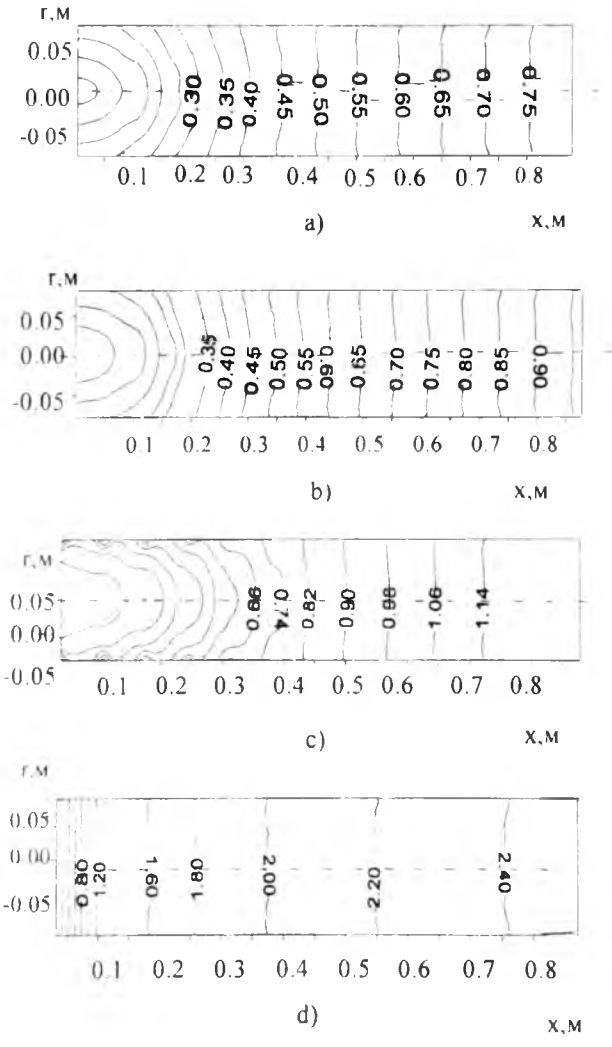


Рис. 3. Положение фронта пламени в различные моменты времени

Целесообразность учета КВ в расчетных схематизациях процесса воспламенения следует из сравнительного анализа четырех вариантов расчета [наличие КВ и навески воспламенителя – базовый вариант (рис. 3,а), отсутствие КВ (рис. 3,b), отсутствие навески воспламенителя (рис. 3,c), отсутствие и КВ, и навески воспламенителя (рис. 3,d)]. По сравнению с базовым вариантом отсутствие КВ приводит к более медленному, без ярко выраженных неоднородностей зажиганию. Формально последствия работы КВ могли бы быть учтены с помощью задания начального распределения рассчитываемых параметров. Однако его конкретизация, хотя и связана с большим числом параметрических расчетов, носит, тем не менее, частный характер. Как следует из расчетов, наиболее неоднороднос распределение всех параметров реализуется при прямом взаимодействии КВ с основным зарядом (рис. 3,c). Процесс в этом случае становится чувствительным по отношению к характерным параметрам КВ, что затрудняет его практическое использование.

По мере приближения к правой границе скорость фронта пламени становится практически одинаковой во всех четырех вариантах. При этом в вариантах без навески воспламенителя время воспламенения всего заряда существенно больше, чем в базовом варианте.

Излагаемый подход позволяет, таким образом, достаточно детально исследовать реальный процесс воспламенения и последующего движения метательного заряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The gasdynamic calculation of the granular throwing charge and initiating meens interaction //Proseedings of the Third Russian-Korean International Symposium of Science and Technology. Novosibirsk, 1999. Vol. 1. P. 63-67.
2. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С.К. Годунова. М.: Наука, 1976.
3. Матвеев С. К. Некоторые аспекты применения задач газовой динамики // Ученые записки Ленинградского университета. Серия Газодинамика и теплообмен. 1977. №5. С. 42-54.
4. Сулимов А.А., Ермолаев Б.С., Коротков А.И. и др. Закономерности распространения волн конвективного горения в замкнутом объеме //ФГВ. 1987. .№ 6. С. 9-16.
5. Жолобов В. В., Иванова И. А., Ищенко А. Н. Оценка влияния несимметричных возмущений на параметры двухфазного потока в осесимметричных каналах // Доклады Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» Томск: Изд-во Том ун-та, 1998. С. 195-196.

К ВОПРОСУ ОБ ОРГАНИЗАЦИИ ЭФФЕКТИВНЫХ РЕЖИМОВ ИНИЦИИРОВАНИЯ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЗАРЯЖАНИЯ

Жолобов В.В.[1], Синяев С.В.[2]

[1] ОАО "МНЦС", 634050, г. Томск, Наб. р. Ушайки, 24; E-mail:JolobovVV@tom.transneft.ru

[2] НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36; E-mail:ssv@niipmm.tsu.ru

Проблема увеличения скоростей метания из ствольных систем в значительной мере зависит от организации процесса выстрела и в первую очередь от характеристик заряда и организации его зажигания. Задача осложняется тем, что классический набор воспламенительных узлов ограничен и практически не позволяет использовать фактор постепенности воспламенения как инструмент реализации прогрессирующего газоприхода (со стабильными характеристиками), особенно в зарядах с предельно высокой плотностью заряжания. Трудно обеспечить хорошо воспроизводимое воспламенение зарядов с высокой плотностью заряжания — например, зарядов из мелкозерненных топливных элементов или предварительно залитого в камору монотоплива (заряды с несформированной поверхностью). Потенциальные возможности зарядов с несформированной поверхностью (в плане регулирования газоприхода) могут быть реализованы либо путем регулируемого диспергирования топлива, либо регулируемого диспергирования очагов зажигания (либо их комбинацией).

Одним из преимуществ и одновременно недостатков твердых зерненных порохов перед жидкими, гелеобразными и пастообразными топливами является то, что прогрессивность их горения заранее определена геометрической формой зерна и управление газоприходом возможно только с помощью фактора постепенного воспламенения. Жидкие и квазижидкие метательные вещества в этом смысле имеют более широкие возможности, но при этом и острее встает вопрос стабилизации характеристик процесса выстрела. Определенными преимуществами в этом смысле обладают суспензионные топлива, которые сочетают основные достоинства жидких и зерненных топлив.

При современном состоянии вопроса проблему повышения эффективности баллистических ускорителей классического типа можно было бы сформулировать как проблему управления воспламенением произвольных топливных фрагментов в условиях высоких плотностей заряжания. Реальной возможностью управления степенью заполнения индикаторной диаграммы является использование зарядов с формируемой в процессе выстрела поверхностью горения. Прогрессивность заряда в этом случае может быть обеспечена за счет постепенности воспламенения топлива, его диспергирования или комбинации этих факторов.

Из многообразия режимов, обеспечивающих одну и ту же дульную скорость, имеется возможность выбора вариантов, практически осуществимых (для конкретного вида топлива). Возможен также подбор топлива или некоторых его параметров для реализации желательного режима метания. Прямым аналогом в классической внутренней баллистике является подбор заряда под заданное значение дульной скорости. Отличие заключается в том, что постепенность воспламенения в классической внутренней баллистике рассматривается как возмущающий фактор. Для того чтобы обеспечить быстро прогрессирующий газоприход, необходима развитая поверхность горения, наращиваемая за счет диспергирования и постепенного воспламенения гранул наполнителя. Произвол в функциональной зависимости скорости диспергирования и воспламенения можно использовать для направленного влияния на формирование режимов с заданными внутрибаллистическими параметрами. Опыт отработки зарядов из мелкозерненного пороха для метательных установок среднего калибра показал, что наиболее приемлемым средством его зажигания являются воспламенительные устройства осевого типа (флейты). Есть основания надеяться, что зажигание, использующее осевой тип симметрии, будет эффективно и в рассматриваемом случае.

В качестве иллюстрации рассматривается режим с "полочкой давления" на индикаторной диаграмме для заряда из суспензионного топлива. Для определения динамики поверхности горения, обеспечивающей режим с постоянным давлением на дне метаемого тела, используется частное аналитическое решение упрощенного варианта уравнений внутренней баллистики в термодинамическом (баллистическом) приближении. Оценочные аналитические расчеты показали, что необходимую динамику газоприхода даст зажигание с осевым типом симметрии. При этом возникает задача практической организации зажигания указанного типа. При реализации других режимов метания появляется необходимость формирования иной поверхности инициирования, вид которой также может быть оценочно установлен в рамках баллистического приближения.

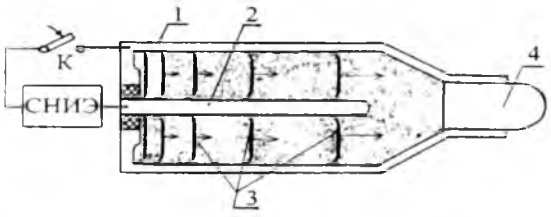
Возможность реальной организации заданной (практически произвольной) конфигурации поверхности инициирования (начальной поверхности макрогорения) дает спрей-технология зажигания топлива ансамблями раскаленных мелкодисперсных частиц – твердых и расплавленных [1,2]. Она позволяет реализовать быстрое и "мягкое" формирование квазистационарного режима горения (произвольного фрагмента топлива) за счет создания необходимой толщины и профиля температуры "прогретого слоя" в зоне инициирования. Последнее обстоятельство позволяет свести

к минимуму негативное влияние волновых процессов как при воспламенении заряда, так и при форсировании снаряда. Реализация зажигания достаточно произвольных фрагментов топлива достигается с помощью лепестковых электродов специальной формы и конструкции их электроконтактных частей.

Пространственно-временное управление процессом зажигания могут обеспечить две группы параметров управления (ПУ): пространственные и временные.

Пространственными ПУ являются продольные координаты расположения спрей-элементов. Распределение инициирования во времени достигается за счет соответствующего выбора материала металлической фольги, формы и толщины каждого элемента [2], состава и толщины пиротехнических покрытий (временные ПУ). Экспериментально установлено (см., например, [4]), что использование даже части из указанных выше ПУ может обеспечить эффективный пространственно-временной режим зажигания при использовании одного источника электрической энергии в простейшем коммутационном режиме однократного включения цепи.

С учетом сказанного выше представляется эффективной обобщенная схема спрей-инициирования метательного заряда из нетрадиционного топлива (см. рис. 1).



▭ – пастообразное топливо; ▩ – изолятор;
⟶ – направление скольжения спрей-элементов;
СНИЭ – спец. низковольтный источник энергии;
К – ключ, 1 – внешний электрод, 2 – центральный электрод, 3 – спрей-элементы, 4 – метаемое тело

Рис. 1

Особенностями схемы являются:

– неравномерное (сгущающееся к донной части) расположение спрей – элементов вдоль каморы;

– последовательное (от дна каморы к метаемому телу) спрей - диспергирование элементов;

– возможность продольного скольжения элементов с электродинамическим поджатием контактных лепестков к электродам.

Такая схема обеспечивает «волну» зажигания топлива от дна каморы к метаемому телу, причем часть элементов, расположенных ближе к метаемому телу, могут во время электрического разряда двигаться вместе с топливом без нарушения электрического контакта с электродами. Поясняющая (t; x) диаграмма перемещения спрей-элементов в каморе показана на рис. 2, где «звездочками» обозначены состояния полного диспергирования соответствующего элемента (режим плавкого предохранителя).

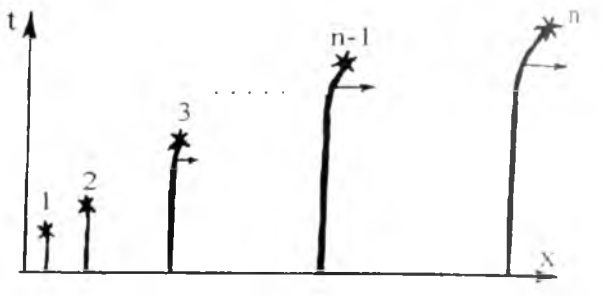


Рис. 2

Схема позволяет обеспечить начальное распределение давления для "безволнового" разгона метаемого тела. Кроме этого, она дает возможность реализовать преимущества схем с задержкой зажигания и с присоединенным зарядом [3] для нетрадиционных топлив с низкой скоростью послойного горения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Синяев С.В., Буркин В.В., Христенко Ю.Ф. и др. Квазиобъемное очаговое электротермохимическое зажигание гелеобразных высокоэнергетических веществ //Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и стволь-ных системах. Ижевск: Изд-во УрО РАН,2000.Ч. 2.С. 640-648.

2. Синяев С.В., Жаровцев В.В., Жолобов В.В., Христенко Ю.Ф. Возможности высокоскоростного метания твердых тел в баллистических ускорителях при повышенной плотности заряжания //Гидродинамика высоких плотностей энергии. Новосибирск: Изд-во Ин-та гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2004.С. 423-435.

3. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н. Анализ возможностей ствольной схемы метания с присоединенным зарядом конвективного горения// Там же. С. 305-316.

4. Синяев С.В., Сурков В.Г. Электронагреваемые фольговые элементы с пиротехническими покрытиями для управления процессом зажигания квазижидких метательных зарядов// Наст. сборник.

УДАРНО-ВОЛНОВОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ПОРОХОВЫХ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ БОЛЬШОГО УДЛИНЕНИЯ

Иванова О.В., Калмыков П.Н., Лапичев Н.В., Мартюшов Д.Е., Соколов О.А., Шляпников Г.П.

РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров. E-mail: tilkunova@dep16.vniief.ru

Опыт эксплуатации лабораторных пороховых и легкогазовых пушек (ПП и ЛГП соответственно) различных калибров в качестве метательных систем показал, что разброс внутрибаллистических параметров (ВБП) выстрела, таких как задержка воспламенения заряда, максимальное давление пороховых газов, дульная скорость метаемого объекта (МО) и др., определяется, в основном, стабильностью воспроизведения процессов воспламенения и горения метательного заряда.

Используемые до настоящего времени пороховые метательные заряды инициируются по традиционной схеме, т.е. от луча пламени капсюльной втулки или пиропатрона сначала зажигается навеска воспламенителя (как правило, из дымного ружейного пороха), продукты горения которого воспламеняют навеску основного заряда из зерненого пироксилинового пороха. Таким образом, реализуется конвективно-кондуктивный механизм воспламенения метательного заряда. Среди недостатков такой схемы воспламенения можно выделить локальное размещение инициирующего устройства относительно заряда (обычно с одного из его торцов), которое на практике приводит к реализации неодновременности воспламенения заряда по объему (длине) зарядной камеры, тем большей, чем длиннее заряд. Следствием неодновременности воспламенения заряда являются возникновение в зарядной камере зон аномально высокого давления, продольных волн сжатия и движения потока продуктов горения заряда в направлении от метаемого объекта. Все указанные аномалии сочетаются во временном масштабе выстрела с горением метательного заряда и объективно являются источниками нестабильности воспроизведения параметров выстрела из ПП или ЛГП.

Вместе с тем ранее (см. [1]) экспериментально были подтверждены возможность и целесообразность использования газодинамического источника давления (ГИД) с комбинированным (порох+ВВ) метательным зарядом (КМЗ) в качестве устройства, реализующего воздействие на объект испытаний импульсных нагрузок различной формы, длительности и амплитуды. (Напомним, что инициирование порохового компонента такого заряда происходит под воздействием на него ударной волны (УВ) и продуктов взрыва (ПВ), генерируемых зарядом ВВ в результате его взрывчатого превращения [2]. При этом неодновременность воспламенения определяется отношением длины КМЗ и скорости детонации заряда ВВ. По сравнению с традиционной схемой воспламенения в этом случае величина неодновременности существенно меньше.

Опыт работы с КМЗ позволил накопить значительный объем экспериментальной информации по особенностям его воспламенения и горения и подтвердил, что использование такого заряда в составе ГИД позволяет существенно повысить стабильность воспроизведения параметров рабочего цикла последнего.

Для решения задачи стабилизации ВБП выстрела из ПП и ЛГП расчетно-экспериментальным путем была проведена работа по адаптации газодинамического источника давления с КМЗ для условий его применения в ПП и ЛГП. Адаптация проводилась путем оптимизации состава, схемы относительного расположения порохов и ВВ в КМЗ, а также габаритно-массовых характеристик последнего при тех же начальных условиях его размещения в зарядной камере ПП или ЛГП, что и в опытах, где метательный заряд инициировался по традиционной схеме [3].

Оценка эффективности применения КМЗ производилась в сравнении с результатами, полученными ранее в опытах на пороховой ступени ЛГП с использованием пороховых метательных зарядов, инициируемых по традиционной схеме (схема инициирования, при которой воспламенение метательного заряда происходит в основном посредством конвективно-кондуктивного теплообмена между воспламеняемым порохом и продуктами сгорания воспламенителя), при этом массы сравниваемых зарядов практически одинаковы.

Эксперименты проведены с использованием пороховой ступени ЛГП (калибр ствола ∅ 85 мм). При снаряжении КМЗ использовались зерненые пироксилиновые пороха с толщиной горящего свода от ~ 0.3 до ~ 0.6 мм, а в роли инициирующего заряда использовался детонирующий шнур с погонной массой ВВ не более ~ 12÷14 г/м. Заряд устанавливался в перфорированную гильзу (стакан) внутренним диаметром ∅ 65 мм и длиной 1200 мм (удлинение зарядной камеры ≥ 18). В качестве МО использовался штатный поршень массой ~5 кг, выполненный из полиэтилена.

Схема размещения штатного метательного заряда, инициируемого по традиционной схеме, и схема размещения КМЗ в пороховой ступени ЛГП представлены на рис. 1,2 [2, 3].

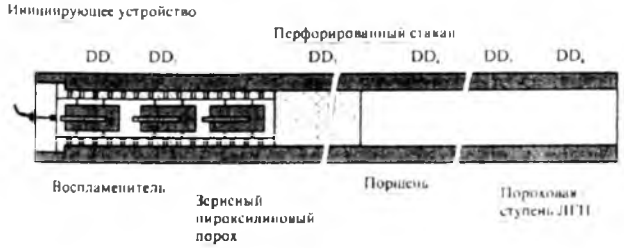


Рис. 1. Схема размещения штатного метательного заряда в ЛГП

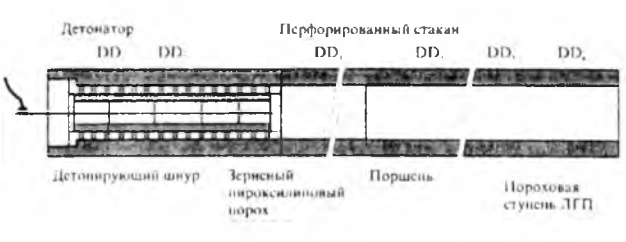


Рис. 2. Схема размещения КМЗ в ЛГП

В процессе выстрела производились измерения давления пороховых газов в нескольких сечениях пороховой ступени ЛГП (сечения DD_i). Для каждого опыта были определены величина задержки воспламенения заряда ($\tau_{зад}$), максимальное давление пороховых газов в зарядной камере (P^{max}), средняя скорость поршня ($V_{ср}$) на интервале $[DD_i;DD_{i+1}]$, импульс давления (J_4) и полнота заполнения индикаторной диаграммы (η_4) в момент прихода поршня в сечение DD_4.

Результаты статистической обработки экспериментальных данных, характеризующие параметры выстрела из пороховой ступени ЛГП с метательным зарядом, инициируемым традиционным способом, и с комбинированным (ВВ + порох) метательным зарядом приведены в табл. 1 и 2 (в обе выборки, естественно, включены только те опыты, которые были проведены при неизменных параметрах заряжания пороховой ступени ЛГП).

Таблица 1

Параметр	$V_{ср}$, м/с		$\tau_{зад}$, мс	P^{max}, МПа	J_4, МПа·с	η_4, д.е.
	V_{45}	V_{56}				
A	741.9	833.9	29.82	334.6	0.7443	0.44
$S(A)$	15.5	14.7	2.24	33.8	0.0354	0.03
$\varepsilon(P=0.95)$	36.9	34.9	5.33	80.5	0.0566	0.08
X_1	705.0	798.9	24.49	254.0	0.6877	0.36
X_2	778.7	868.8	35.14	415.0	0.8009	0.52
$\pm$, %	5.0	4.2	17.9	24.0	7.6	17.9

Таблица 2

Параметр	$V_{ср}$, м/с		$\tau_{зад}$, мс	P^{max}, МПа	J_4, МПа·с	η_4, д.е.
	V_{45}	V_{56}				
A	763.4	861.5	11.3	312.7	0.8442	0.589
$S(A)$	12.1	8.6	0.48	39.7	0.0136	0.019
$\varepsilon(P=0.95)$	26.9	18.7	1.0	8.5	0.0297	0.044
X_1	736.5	842.8	10.3	304.2	0.8145	0.545
X_2	790.3	880.2	12.3	321.1	0.8739	0.634
$\pm$, %	3.5	2.2	9.0	2.7	3.5	7.5

Примечание к табл. 1 и 2. Подстрочные индексы "45" и "56" означают, что приведенные величины параметров являются средними на интервалах, образованных сечениями ствола пороховой ступени ЛГП, в которых установлены датчики давления DD_4, DD_5 и DD_6.

Для иллюстрации приведенных в табл. 1 и 2 данных на рис. 3 и 4 показаны характерные зависимости давления от времени, зарегистрированные в сечении DD_1 поршневого ствола (см. рис. 1, 2) в процессе выстрела.

Сопоставление экспериментальных данных, характеризующих параметры выстрела из пороховой ступени ЛГП с комбинированным метательным зарядом и метательным зарядом, инициируемым по традиционной схеме, показывает, что при использовании КМЗ (см. рис. 3, 4):

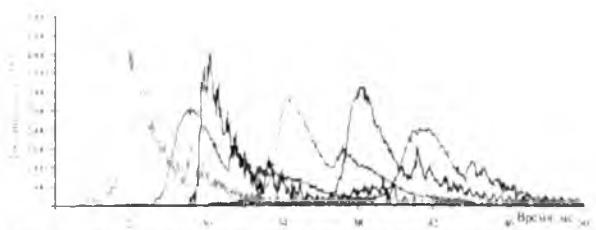


Рис. 3. Зависимости давления от времени, зарегистрированные в сечении DD_1 поршневого ствола в серии опытов с метательным зарядом, инициируемым по традиционной схеме

1) на величины от 30 до 89% уменьшается разброс

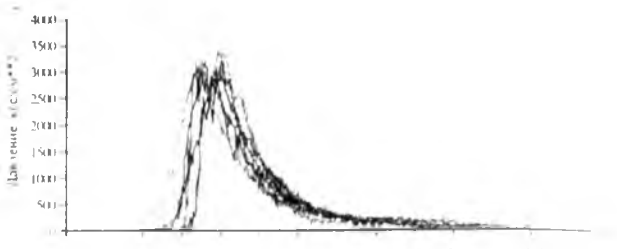


Рис. 4. Зависимости давления от времени, зарегистрированные в сечении DD_1 поршневого ствола в серии опытов с комбинированным метательным зарядом

таких параметров выстрела, как задержка воспламенения заряда ($\tau_{зад}$), максимальное давление пороховых газов в зарядной камере (P^{max}), средняя скорость поршня ($V_{ср}$) на интервалах $[DD_4;DD_5]$ и $[DD_5;DD_6]$, импульс давления (J_4) и полнота заполнения индикаторной диаграммы (η_4) на момент прихода поршня в сечение DD_4;

2) наблюдается существенное уменьшение номинальной величины задержки воспламенения заряда (в ~ 2.6 раза);

3) при практически равной массе зарядов импульс давления J_4 и полнота заполнения индикаторной диаграммы η_4 возрастают на ~ 13 и ~ 34% соответственно, при этом максимальное давление пороховых газов в зарядной камере ЛГП снижается на ~ 7%;

4) стабилизация процесса выстрела по P^{max} до разброса ± 2.7% позволяет более полно использовать несущую способность зарядной камеры ПП или ЛГП за счет приближения расчетного максимума давления в выстреле к ее пределу, что в конечном итоге приведет к повышению плотности заряжания;

5) середина интервала $[DD_5;DD_6]$, в которой средняя скорость движения поршня V_{56} при номинальной величине ~ 860 м/с воспроизводится с разбросом ± 2.2%, соответствует пути поршня в стволе ~ 4 м (~ 47 калибров ствола). Такой уровень стабильности воспроизведения скорости разгона МО вполне приемлем и для использования КМЗ в составе пороховых пушек, имеющих близкую к указанной выше относительную длину ствола.

Таким образом, применение комбинированных метательных зарядов позволяет существенно повысить стабильность воспроизведения параметров выстрела из пороховых и легкогазовых пушек, и, следовательно, повысить качество проводимых с их использованием испытаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугаев А.В., Калмыков П.Н., Шляпников Г.П. Исследование внутренней баллистики источников давления с комбинированным (порох + ВВ) зарядом //Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения: Сб. докладов конференции Волжского регионального центра РАРАН. Саров: ВНИИЭФ, 2000.
2. Калмыков П.Н., Шляпников Г.П. и др. Патент РФ на изобретение "Газодинамический источник давления" № 2135927. Опубл. 27.08.99.
3. Лапичев Н.В., Шляпников Г.П. и др. Опыт отработки высокоскоростного метания стальных сферических элементов из ЛГУ //Воздействие мощных потоков энергии на вещество: Сб. трудов ИВТАН. М., 1992.

ОБ ОДНОМ АЛГОРИТМЕ СОСТАВЛЕНИЯ ТАБЛИЦ СТРЕЛЬБЫ ДЛЯ ЛЕГКОГАЗОВЫХ ПУШЕК

Касимов В.З., Ушакова О.В., *Федосов О.А., Хоменко Ю.П.
НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете
634050, Томск, пр. Ленина, 36,
тел./факс: (3822) 52-96-48; E-mail: khomjp@niipmm.tsu.ru
*ГУП 2 ЦНИИ МО РФ, г. Тверь

Одним из основных баллистических устройств, позволяющих моделировать процессы высокоскоростного соударения и высокоскоростного полета, являются легкогазовые пушки (ЛГП). Они представляют собой, как правило, двухступенчатые установки, состоящие из пороховой камеры, поршневого и баллистического стволов, соединенных между собой коническими переходниками [1]. Массы объектов, метаемых из ЛГП, варьируются от одного до сотен граммов, при этом экспериментально полученные дульные скорости составляют ~10 км/с для легких снарядов и около 5 км/с для снарядов массой 50 – 100 г [2].

Эксплуатация любых существующих баллистических устройств невозможна без адекватного предсказания дульной скорости метаемого элемента (u_d), а также характеристик живучести установки, в зависимости от условий заряжания. Эти зависимости принято называть таблицами стрельбы. Для пороховых установок после выбора марки пороха получается один параметр заряжания – масса навески (ω). Следовательно, решив прямую задачу внутренней баллистики для снарядов различной массы, можно составить таблицы стрельбы таких пушек, которые будут представлять собой набор графиков дульной скорости снаряда, как функции одной переменной (массы навески) – $u_d = u_d(\omega)$, каждый для определенной массы снаряда (m_{proj}). Очевидно, что эти графики должны быть получены с учетом сохранности установки после выстрела.

Более сложная задача – составление таблиц стрельбы для ЛГП. Это обусловлено как большим количеством параметров заряжания, к отмеченной уже массе навески добавляется масса поршня (m_{psl}) и начальное давление рабочего легкого газа (p_0), так и тесной взаимосвязанностью процессов, происходящих в пороховой и легкогазовой ступенях. В связи с этим выделить отдельное влияние каждого параметра заряжания на дульную скорость метаемого элемента не представляется возможным. Помимо этого, для ЛГП усложняется задача определения живучести, так как кроме газовых сред она подвергается воздействию гораздо более инертного поршня, движение которого может привести к повреждению отдельных узлов установки и при движении снаряда по стволу, и после его вылета. Таким образом, в некоторых случаях существует необходимость расчета внутрибаллистических процессов, происходящих после вылета метаемого объекта, которая определяется типом установки и параметрами используемых поршней.

В данной работе предлагается следующий алгоритм составления таблиц стрельбы для ЛГП, включающий ряд этапов. На предварительном этапе осуществляется выбор марки пороха порохового заряда, из физических соображений определяется диапазон изменения параметров заряжания (m_p, ω, p_0), критериальные зависимости и необходимые коэффициенты для уравнений состояния внутриканальных сред и законов трения, теплоотдачи, горения и газообразования, а также задается диапазон масс снарядов, для которого будут составляться таблицы стрельбы.

Затем на исследуемом интервале масс метаемых элементов отмечается ряд характерных точек m^i_{proj} $(i=1,2,...,n)$, для которых путем решения задачи минимизации методом, описанным в [3], находятся оптимальные параметры заряжания. При этом целевая функция составляется таким образом, чтобы ее минимум приходился на максимум дульной скорости при условии обеспечения сохранности установки. Для вычисления дульной скорости и характеристик живучести при решении прямой задачи внутренней баллистики используется усовершенствованная численная модель выстрела из ЛГП, позволяющая учесть многокомпонентность порохового заряда, реальное начальное размещение компонент заряда в камере, тепловые потери в стенки канала ствола, возможную термическую эрозию поверхности канала ствола и «засорение» рабочего легкого газа ее продуктами [4].

На втором этапе по результатам произведенных расчетов строится график зависимости оптимальной массы поршня от массы снаряда и, исходя из поведения кривой, рассматриваемый диапазон масс метаемых элементов разбивается на участки. Для каждого отдельного участка определяется масса поршня, достаточно близкая к оптимальной и позволяющая получить заданный уровень скоростей снаряда. Этот этап необходим, поскольку изготовление поршня определенной массы – довольно длительный, требующий специального оборудования процесс, который невозможно проводить при каждом натурном эксперименте. При этом, кроме рекомендаций по массам поршней, также следует предусмотреть их конструктивные особенности (маркировку, резьбовые соединения, сменные узлы и т.д.), позволяющие в условиях полигона быстро получить поршень указанной массы.

Далее с целью определения картины поведения дульной скорости в зависимости от параметров заряжания проводится необходимое количество серий численных расчетов, в каждой из которых при заданной массе метаемого элемента и полученной на предыдущем этапе массе поршня варьируются два других параметра ω и p_0.

На заключительном этапе производится построение изолиний дульной скорости и характери-

стик живучести установки в координатах (ω, p_0) для снарядов различной массы m^{l}_{proj} (и соответствующих им поршней). Полученный набор графиков и будет представлять собой таблицы стрельбы для ЛГП.

Использование таблиц стрельбы, полученных по описанной выше методике, не составляет особого труда и может быть также разбито на несколько этапов. Сначала необходимо задать массу метаемой сборки $\bar{m}_{proj}$ и желаемый уровень дульной скорости. Затем по массе снаряда в соответствии с разработанными рекомендациями выбрать поршень соответствующей массы.

Если значение массы метаемого элемента $\bar{m}_{proj}$ совпадает с одной из характерных точек m^{l}_{proj}, то для определения параметров заряжания на рис. 1 с изолиниями дульной скорости для указанной массы снаряда и соответствующей ей массы поршня нужно выбрать изолинию, соответствующую намеченному уровню дульной скорости. Координаты любой точки на этой кривой и будут давать требуемые значения ($\bar{\omega}$, $\bar{p}_0$). Для выбора какой-нибудь одной точки можно руководствоваться как характеристиками живучести установки (для этого по изолиниям достаточно определить их значения, соответствующие выбранной точке), так и значением одного из параметров заряжания ω или p_0.

В случае когда значение массы метаемого элемента $\bar{m}_{proj}$ не совпадает ни с одной из характерных точек, для определения параметров заряжания следует применять линейную интерполяцию.

Описанный выше алгоритм применялся для составления таблиц стрельбы ЛГП ТКБ-026. Эта ЛГП имеет следующие конструктивные характеристики. Объем пороховой камеры – 4,5 л; длина поршневого ствола – 3,1 м и баллистического до 9,7 м; калибр баллистического ствола – 34 мм; отношение диаметров поршневого и баллистического стволов – 4,12. В качестве рабочего легкого газа используется водород. Метаемый элемент заключается в поддон из дюралюминия, спроектированный таким образом, чтобы его давление форсирования составляло 1 –1,5 кбар. Следует также отметить, что для указанной ЛГП существует проблема разрушения конического переходника между поршневым и баллистическими стволами при внедрении в него поршня. Поэтому в данном случае актуально в качестве критерия живучести установки, помимо максимальных давлений во внутриканальных средах, использовать кинетическую энергию поршня при подходе к коническому переходнику.

Практический интерес применительно к данной установке представляет метание объектов массой 50 – 150 г, поэтому таблицы стрельбы разрабатывались именно для этого диапазона масс. На указанном отрезке выбирались пять характерных точек (50, 75, 100, 125 и 150 г), для которых рассчитывалась задача оптимизации. На рис. 1 приведены некоторые результаты этого этапа, в частности, зависимости оптимальных значений дульной скорости и массы поршня от массы снаряда. Также на этом графике пунктирной линией показано разбиение исследуемого отрезка масс метаемого элемента на участки и выбор массы поршня для каждого участка. Из рисунка видно, что для снарядов массой 50 – 80 г рекомендуется поршень в 17 кг, для снарядов 80 – 150 г – поршень массой 19,5 кг.

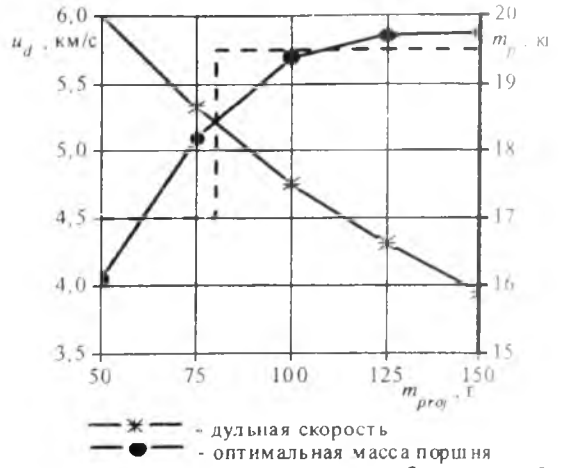


Рис. 1 - Второй этап составления таблиц стрельбы для ЛГП ТКБ-026

Далее были проведены серийные расчеты для характерных масс метаемых объектов и соответствующих им поршней. В ходе одной серии варьировались ω (от 1300 до 3300 г с шагом 50 г) и p_0 (от 10 до 110 бар с шагом 5 бар). По результатам серийных расчетов были построены изолинии дульной скорости и характеристик живучести установки для шести различных комбинаций «масса снаряда – масса поршня». При этом для снаряда массой 75 г построено два набора графиков с поршнями массой 17 и 19,5 кг. Это сделано для возможности линейной интерполяции для снарядов массой 50 – 100 г. Полученные графики позволяют достаточно достоверно судить о величине дульной скорости и физических возможностях ее достижения в зависимости от условий заряжания ЛГП ТКБ-026.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ (проект МК – 1009.2003.08).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / Н.А. Златин, А.П. Красильщиков, Г.И. Мишин, Н.Н. Попов / Под ред. Н.А. Златина и Г.И. Мишина. М.: Наука, 1974. 344 с.
2. Bogdanoff D.W. CFD Modelling of Bore Erosion in Two-Stage Light Gas Guns. NASA TM-112236, August 1998. 35 p.
3. Крутиков В. Н. Быстросходящийся метод решения задач безусловной минимизации, не требующий вычисления производной // Газовая динамика. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. С. 85–98.
4. Хоменко Ю. П., Касимов В. З., Ушакова О. В. Численное моделирование внутрибаллистических процессов в легкогазовой пушке // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 5. С. 1–10.

АНАЛИЗ МОДЕЛИ ИСПАРЕНИЯ ПРИ ГРАВИТАЦИОННОМ ОСАЖДЕНИИ КАПЕЛЬ В АТМОСФЕРЕ

Козлов Е.А., Шереметьева У.М.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529 656; факс (3822) 529 347
E-mail:leva@niipmm.tsu.ru

Процесс осаждения облака капель жидкости в атмосфере под действием силы тяжести (гравитационное осаждение) играет важную роль в метеорологии. Определение размеров и скорости осадков (дождя или града) необходимо для учета метеорологических условий в целом ряде отраслей (авиация, сельское хозяйство, экология и т. д.). Особенно актуальны эти процессы для оценки экологических последствий при эксплуатации и авариях объектов техники (кислотные дожди, пожары на плантациях, скважинах, выброс радиоактивных капель под воздействием атмосферных осадков из бассейнов-отстойников предприятий химической и атомной промышленности).

При разделении ступеней ракет-носителей на жидком топливе возможен выброс в атмосферу гарантийного запаса высокотоксичных компонентов топлива: несимметричного диметилгидразина (НДМГ) и азотной кислоты. Аналогичный выброс жидко-капельных компонентов возможен при авариях ракет в атмосфере или при падении на земную поверхность. В последнем случае компоненты топлива самовоспламеняются и образовавшаяся смесь продуктов горения и жидко-капельных компонентов поднимается до высоты зависания, а затем осаждается под действием силы тяжести.

Для оценки экологических последствий подобных ситуаций и уровня причиненного материального ущерба пострадавшим территориям необходимо знать закономерности падения, коагуляции дробления и испарения капель токсичных компонентов.

В работе рассмотрены возможные подходы к моделированию этих процессов, а также проведены некоторые расчеты динамики параметров облака токсичных компонентов с учетом их испарения.

Рассматривался следующий сценарий образования и эволюции облака капель. Предположим, что разгерметизация произошла на некоторой высоте H с температурой выше температуры замерзания компонента. При этом в атмосферу выбрасывается некоторая масса жидкости M. Под действием силы тяжести жидкость начнет ускоренно двигаться в сторону поверхности Земли. За счет процессов аэродинамического дробления первоначальный объем жидкости будет дробиться на фрагменты и в итоге образуется «облако» полидисперсных капель.

В простейшем случае решение задачи сводится к интегрированию уравнения движения.

Уравнение движения капли имеет вид

$$m\frac{d\vec{v}}{dt}=\sum_i \vec{F}_i, \qquad (1)$$

где $m=\left(\frac{4\pi r_K^3}{3}\right)\rho_K$ – масса капли радиусом r_K и плотностью ρ_K; $\vec{v}$ – вектор скорости капли;

t – время; $\vec{F}_i$ – силы, действующие на каплю.

Для гравитационного осаждения капель проекции этих сил на ось z, направленную по направлению вектора ускорения свободного падения g, имеют вид:

$F_g = mg$ – сила тяжести;

$F_a = -m\frac{\rho}{\rho_K}g$ – сила Архимеда;

$F_c = -C_D S\frac{\rho v^2}{2}$ – сила аэродинамического сопротивления.

Здесь S – площадь миделева сечения; C_D – безразмерный коэффициент аэродинамического сопротивления, ρ – плотность газа, $\vec{g}$ – вектор ускорения свободного падения.

Пренебрегая силой Архимеда ввиду ее малости, уравнение (1) можно представить в виде

$$\frac{d\vec{v}}{dt}=\vec{g}-\frac{3}{8}C_D\frac{\vec{v}\rho}{r_K\rho_K}. \qquad (2)$$

Скорость стационарного осаждения капель определялась из решения уравнения (5), которое при $d\vec{v}/dt=0$ сводится к трансцендентному уравнению.

В таблице приведены результаты расчета скорости стационарного осаждения капель воды и соответствующие экспериментальные данные по скорости дождевых капель [1, 2].

Параметры стационарного осаждения капель

r_K, мм	v_0, м/с	Re	We	v_0, м/с (эксп.)
0.02	0.046	0.1234	$1.42\cdot10^{-6}$	0.05
0.05	0.24	1.631	$95\cdot10^{-5}$	0.27
0.1	0.69	9.26	0.0016	0.72
0.2	1.59	42.446	0.0168	1.62
0.5	3.88	258.6	0.250	4.03
1.0	7.08	943.3	1.664	6.49
1.5	9.93	1984.7	4.910	8.06
2.0	12.57	3352.8	10.511	8.83
2.5	15.09	5028.8	18.917	9.09
3.0	17.49	6994	30.49	9.18

Здесь же приведены расчетные значения чисел Рейнольдса и Вебера

$$Re=\frac{2\rho v r_*}{\mu}, We=\frac{2\rho|\vec{v}|^2 r_*}{\sigma},$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, μ – динамическая вязкость газа.

Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с опытными данными по скорости капель, что свидетельствует об адекватности используемых в модели зависимостей.

Для учета аэродинамического разрушения капель предполагалось, что при достижении критического значения числа Вебера We = We_* = 17 капля дробится на две сферические равной массы

Учет влияния вертикальной координаты на физические свойства воздуха проведен по параметрам стандартной атмосферы [2], при этом расчет коэффициента динамической вязкости проводился по формуле Сатерленда

$$\mu = \frac{0.68 \cdot 10^{-2}}{T + 122}\left(\frac{T}{273}\right)^{3/2},$$

где T – абсолютная температура воздуха, [μ] – Па с. Погрешность расчета μ по этой формуле не превышает 0.5% в диапазоне T = (180 ÷ 1400)K.

Поскольку при движении капель в разных слоях атмосферы происходит ее теплообмен с окружающей средой, то для расчета температуры капли T_p использовалось уравнение теплового баланса в виде

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{3}{2}\frac{\lambda}{r^2 c_p C_p} Nu (T - T_p),$$

где C_p – удельная теплоемкость жидкости; λ – коэффициент теплопроводности газа; T_p – температура капли;

Для числа Нуссельта использовали зависимость

$$Nu = 2.0 + 0.56\sqrt{\mathrm{Re}}$$

Результаты исследований процессов испарения капель представляют большой интерес при разработке методов расчета. Во многих случаях характер испарения капли зависит от процессов, протекающих вблизи соседних капель.

Рассмотрим сферическую каплю радиусом r_K, падающую со скоростью v_K в атмосфере сухого неподвижного воздуха при давлении p. Заданы температура капли T_K, температура воздуха T_B, а также давление пара p_n на линии насыщения при температуре T_K.

Уравнение для изменения радиуса капли r_K имеет вид

$$\frac{dr_K}{dt} = -\frac{G_A}{4\pi\rho_K r_K^2}, \qquad (3)$$

где G_A – скорость испарения.

Расчет скорости испарения проводится по формуле

$$G_A = k_x 4\pi r_K^2 \frac{X_{AO}}{1 - X_{AO}}, \qquad (4)$$

где k_x – коэффициент массоотдачи; X_{AO} – мольная доля пара вещества А вблизи поверхности капли.

Коэффициент массоотдачи рассчитывается по критериальной зависимости

$$k_x = \frac{\rho_f D_f}{2r}\left[2 + 0.6\left(\frac{2r|\vec{v}_p|\rho_f}{\mu_f}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\mu_f}{\rho_f D_f}\right)^{\frac{1}{3}}\right],$$

где D_{AB} – коэффициент диффузии при T_f; μ_f – коэффициент динамической вязкости воздуха при T_f; ρ_f – плотность воздуха при T_f;

$T_f = \frac{1}{2}(T_K + T_B)$ – "пленочная" температура;

В литературе описан целый ряд методов расчета D_{AB} в бинарных газовых системах при низких давлениях. Наиболее точным из них является метод Фуллера – Шлеттера – Гиддингса, поскольку базируется на большом числе данных [3].

Предложенная ими эмпирическая корреляция имеет форму уравнения (5):

$$D_{AB} = \frac{10^{-3} T^{1.75}\left[(M_A + M_B)/(M_A M_B)\right]^{\frac{1}{2}}}{p\left[\left(\sum V\right)_A^{\frac{1}{3}} + \left(\sum V\right)_B^{\frac{1}{3}}\right]^2}, \qquad (5)$$

где M_A, M_B – молекулярные массы компонентов [4].

Для вычисления ΣV следует использовать значения атомных объемов, которые определены с помощью регрессионного анализа опытных значений коэффициентов диффузии в 153 бинарных системах [3].

Для проверки адекватности выбранной модели был проведен расчет динамики падения капли со следующими начальными данными: капля воды (сферическая) $r_K = 0.25 \cdot 10^{-3}$ м падает равномерно в атмосфере сухого воздуха (p=100мПа) с постоянной скоростью $v_K = 2.15\frac{M}{c}$, $T_A = 294.1$ K, $T_B = 333$ K. Давление водяного пара при $T_K = 294.1$ K составляет 2.47мПа. Процесс испарения квазистационарный.

Получены следующие результаты:
Скорость испарения капли = $2.7 \cdot 10^{-5}$ моль/с; время полного испарения = 3.3 с; расстояние, пройденное каплей до полного испарения, = 7.1 м.

Полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [3].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проект 02-01-01246), (проект А04-2.10-781) и Минобразования РФ (проект Е02-12.3-108).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тверской П.Н. Курс метеорологии (физика атмосферы). Л.: Гидрометеоиздат, 1962. 280 с.
2. Матвеев А.Т. Основы общей метеорологии. Л., 1965. 874 с.
3. Шервуд Т., Пигфорд Р., Уилки Ч. Массопередача. /Пер. с англ. М.: Химия, 1982. 696 с.
4. Краткий справочник химика / Под ред. Б.В. Некрасова. М.: Госхимиздат, 1956. 558 с.

АНАЛИЗ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ СИСТЕМ С ПОДГОНОМ МОДЕЛИ В ПУСКОВОЙ ТРУБЕ

Комаровский Л.В., *Сафронов А.И.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр.Ленина, 36
тел/факс (3822) 529547,E-mail. niipmm@mail.tomsknet.ru
*Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел/факс (3822) 529740

Классическая схема выстрела практически исчерпала свои возможности по повышению начальных скоростей метания как в лабораторных условиях, так и при применении в системах вооружения.

В [1] рассмотрена схема метания с присоединёнными камерами подгона, педставленная на рис.1.

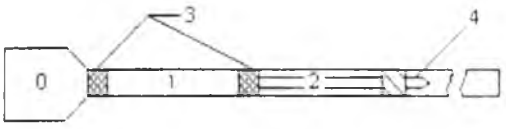


Рис. 1. Схема метания: 0 – основной заряд; 1 – первая камера подгона; 2 – вторая камера подгона; 3 – поршни; 4 – метаемый элемент

В камерах подгона находятся части общего порохового заряда [2] рассматриваемой схемы. В начальный момент времени в движение приходит сборка, состоящая из 1 и 2 областей и метаемого элемента.

Часть заряда, находящаяся в первой камере подгона, воспламеняется через заданное время задержки зажигания после начала движения сборки. Часть заряда, находящаяся во второй камере подгона, воспламеняется через заданный промежуток времени после зажигания заряда в первой камере подгона. После этого метаемый элемент продолжает движение по каналу ствола отдельно от сборки, приобретая на дульном срезе высокую скорость.

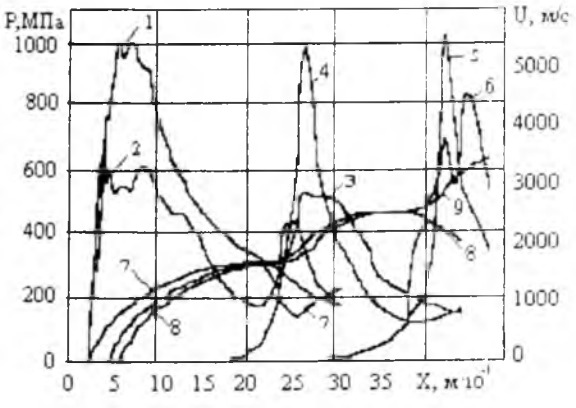


Рис. 2.Зависимости давлений и скоростей от координат движущихся поршней и метаемого элемента

Прямая задача внутренней баллистики для рассмотренной схемы решалась совместным эйлеро-лагранжевым методом (СЭЛ) [3] при обычных допущениях модели газопороховой смеси [4,5].

Результаты расчётов для метаемого элемента с коэффициентом относительного веса C_q=3 кГ/дм^3 представлены на рис. 2. Рассчитывался выстрел из модельной пороховой пушки калибра 42 мм. Показаны зависимости давлений и скоростей на границах рассматриваемых областей от координат движущихся в процессе выстрела поршней и метаемого элемента.

На рис. 2: зависимости процесса изменения давления от координаты левой границы первого поршня в казённой части (1), за первым поршнем (2); зависимости процесса изменения давления от координаты левой границы второго поршня на правой границе первого поршня (3), за вторым поршнем (4); зависимости процесса изменения давления от координаты метаемого элемента на правой границе второго поршня (5), на метаемом элементе (6); зависимость процесса изменения скорости первого поршня от координаты его левой границы (7); зависимость процесса изменения скорости второго поршня от координаты его левой границы (8).; зависимость процесса изменения скорости метаемого элемента от его координаты (9).

Время задержки зажигания для первой камеры подгона $t_з$=2,603 мс. После зажигания давление в камере подгона предполагается равным 5 МПа, а затем, при горении заряда в первой камере, давление перед поршнем возрастает до 505 МПа. Торможению поршня препятствует давление за поршнем примерно до 400 МПа. Расчётное давление на сборку второй камеры достигает 1000 МПа. Из графиков скоростей, в зависимости от соответствующих координат, видно, что левая граница сборки первой ускоряется в конце процесса выстрела. Через некоторое время после воспламенения заряда во второй камере подгона ($t_{з1}$=3,155 мс) происходит разделение сборки (вторая камера подгона + метаемый элемент), и метаемый элемент дополнительно ускоряется.

Необходимо отметить, что скорости 3486 м/с относительно тяжёлый метаемый элемент с C_q=3 кГ/дм^3 достигает при использовании обычных штатных порохов.

В частном случае рассмотрим применение схемы с одной присоединённой камерой подгона в диапазоне максимальных давлений до 500 МПа на системе с относительно коротким каналом ствола. Для исследования была выбрана модельная установка калибра 30 мм с длиной канала ствола 60 калибров. Полагалось, что между поршнем и метаемым элементом возможна реализация жёсткой связи, благодаря чему процесс в основной камере не чувствителен к нарастанию давления за счёт горения пороха в камере подгона до разрыва связи.

В результате расчётов в случае без реализации жёсткой связи между поршнем и метаемым элементом была подобрана задержка зажигания $t_з$=2,603 мс, которая обеспечила начальную скорость метаемого элемента с C_q=2 кГ/дм^3 V_0=2515 м/с. Эта скорость примерно на 10% выше начальной скорости при метании по классической схеме при том же самом заданном максимальном давлении 500 МПа.

При наличии жёсткой связи между поршнем и метаемым элементом в системе противодавление движению поршня начинает чувствоваться в области основного заряда лишь после разрыва связи. В этом случае давление перед поршнем меняется скачком от нуля до давления разрыва связи. Соответственно, давление на левой границе первого поршня также резко возрастает. В результате перераспределения энергии может возрастать и скорость метаемого элемента. Результаты расчёта зависимости параметров от давления разрыва связи Pz приведены на рис.3.

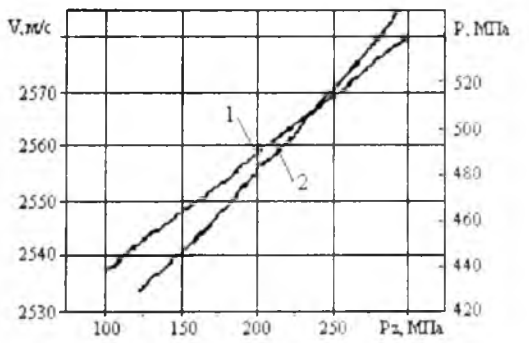


Рис. 3. Зависимости баллистических параметров от давления разрыва связи: 1 – скорость метаемого элемента; 2 – давление на правой границе поршня

При давлении разрыва примерно 250 МПа на рассматриваемой системе калибра 30 мм за счёт перераспределения энергии скорость метаемого элемента возрастает дополнительно примерно на два процента. Давление разрыва 300 МПа вызывает рост давления на правой границе поршня примерно до 550 МПа, тем самым нарушая ограничение на максимальные давления в системе. На левой границе поршня при этом ответный всплеск давления равен 395 МПа. При реализации схемы с присоединённой камерой подгона возможно использование сгорающего поршня. Прирост скорости по сравнению с реализуемой на классической схеме и одинаковых максимальных давлениях на дно канала будет увеличиваться при удлинении канала ствола.

Дальнейшее изучение баллистических возможностей схемы с присоединёнными камерами подгона связано с решением оптимизационных задач подбора параметров подобных систем.

В настоящей статье рассматривается наиболее простая схема подгона метаемого элемента в пусковой трубе, которая показала свою эффективность для получения существенного приращения скорости метаемого элемента. Рассматриваемая схема метания с частично или полностью сгорающими поршнями и направляющим поддоном метаемого элемента может привести только к увеличению дульной скорости элемента при аналогичных ограничениях общего заряда, максимального давления в камерах и на метаемый элемент при заданном его весе.

Таким образом, показана перспективность использования нетрадиционной схемы с присоединёнными камерами подгона для повышения скоростей метаемых элементов в лабораторных условиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комаровский Л.В., Сафронов А.И.Использование нетрадиционной схемы метания в баллистических системах // Международная конференция по математике и механике: Избранные доклады / Под общ. ред. Н.Р. Щербакова. Томск, 2003. С.182–187.
2. Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М.: Оборонгиз, 1962. 703 с.
3. Нох В. Ф.// СЭЛ - совместный эйлерово-лагранжевый метод для расчета нестационарных двумерных задач // Вычислительные методы в гидродинамике. М., 1967. С. 128–189.
4. Газодинамические основы внутренней баллистики // С. А. Бетехтин, А. М. Виницкий, М. С. Горохов и др. М.: Оборонгиз, 1957. 384 с.
5. Сафронов А.И. и др. К вопросу об использовании схемы с присоединённым зарядом в метательных системах// II Международный технологический конгресс "Военная техника, вооружение и технологии двойного применения в XXI веке": Труды конференции. Омск, 2003. С. 81–85

О ВЛИЯНИИ ДИСПЕРСНОСТИ АЛЮМИНИЯ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВЫХ КОМПОЗИЦИЙ

Коротких А.Г.

Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30,
тел. (3822) 529656, leva@niipmm.tsu.ru

Представлены результаты экспериментального исследования влияния дисперсности добавок порошков металлов на скорость горения смесевых композиций (СК) в зависимости от давления окружающей среды и содержания алюминия в составе СК. Исследования проводились на модельных составах на основе перхлората аммония с размером частиц мелкой фракции менее 50 мкм и крупной фракции – (160 ÷ 315) мкм; процентное соотношение фракций составляло 40/60. В качестве горючего-связующего использовался бутилкаучук марки БКЛ, отвержденный хиноловым эфиром и полибутадиен с концевыми гидроксильными группами (ПБКГГ). В качестве металлического горючего использовались порошки алюминия марок АСД-1 и АСД-4, а также ультрадисперсные порошки алюминия ALEX, полученные электровзрывным способом. Содержание добавок алюминия варьировалось в диапазоне (5 ÷ 20) %. Кроме того, в состав СК вводились катализаторы (ультрадисперсные порошки железа, меди и никеля), содержание которых составляло (1 ÷ 4) %. Значение коэффициента избытка окислителя варьировалось в диапазоне $\alpha = (0{,}40 \div 0{,}54)$. Составы исследуемых образцов представлены в табл. 1, 2.

Таблица 1

Составы СК, содержащих порошки алюминия

№ образца	α	БКЛ, %	ПХА, %	Al	
				Содержание, %	Марка
1	0,40	18	62	20	АСД-1
2	0,40	22	68	10	АСД-1
3	0,54	16	74	10	АСД-1
4	0,40	18	62	20	ALEX
5	0,40	22	68	10	ALEX
6	0,54	16	74	10	ALEX
7	0,43	25	70	5	ALEX
8	0,43	25	75	–	–

Таблица 2

Составы СК (18 % БКЛ, 72 % ПХА), содержащих добавки катализаторов

№ образца	Содержание Al (АСД-4), %	Содержание катализатора, %
9	10	–
10	9	1 % (УДП Fe)
11	6	4 % (УДП Fe)
12	9	1 % (УДП Cu)
13	9	1 % (УДП Ni)
14	6	4 % (Fe)

При проведении экспериментов использовались образцы СК диаметром 10 мм и высотой (30 ÷ 40) мм, изготовленные методом прессования. Измерение скорости горения СК проводилось в воздухе при атмосферном давлении, а также в бомбе постоянного давления (БПД), заполненной аргоном, в диапазоне давлений (1 ÷ 8) МПа. Порядок проведения экспериментов следующий. Образец крепился на специальной платформе и помещался в камеру БПД, которая заполнялась аргоном до заданного давления. Процесс горения фиксировался визуально по появлению пламени через окна в БПД. Скорость горения определялась по времени прохождения фронта волны горения через определенный участок заряда (методом сгорающих проволочек). На каждую экспериментальную точку проводилось несколько дублирующих опытов.

Результаты измерения скорости горения СК ($\alpha = 0{,}40$), полученные в БПД при повышенных давлениях, представлены на рис. 1.

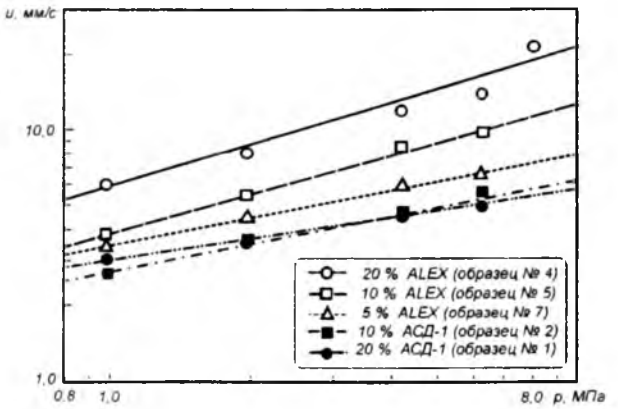


Рис. 1. Зависимость скорости горения СК ($\alpha = 0{,}40$) от давления

Эффективность влияния УДП алюминия на скорость горения СК по сравнению с промышленными порошками алюминия марки АСД-1 оценивалась коэффициентом эффективности K, равным отношению скорости горения композиции, содержащей УДП Al, к скорости горения композиции, содержащей порошок алюминия марки АСД-1. Для всех исследуемых СК коэффициент эффективности с ростом давления увеличивается (табл. 3).

Таблица 3

Эффективность влияния УДП алюминия при разных значениях коэффициента избытка окислителя СК и давления

Содержание Al, %	α	K				
		1,0 МПа	2,0 МПа	4,0 МПа	6,0 МПа	8,0 МПа
10	0,40	1,43	1,60	1,79	1,91	2,00
10	0,54	1,20	1,39	1,61	1,75	1,86
20	0,40	1,93	2,35	2,85	3,19	3,46

Для представленных зависимостей определены значения показателя в степенном законе скорости горения (табл. 4, 5).

Таблица 4

Значения показателя в степенном законе скорости горения для СК (ПХА/БКЛ/Al)

Марка алюминия	Значение ν при 10 % содержании Al	Значение ν при 20 % содержании Al
Без Al	0,249	0,249
АСД-4, 10 мкм	0,387	0,272
ALEX, 0,1 мкм	0,511	0,426

Таблица 5

Значения показателя в степенном законе скорости горения для СК (ПХА/ПБКГГ/Al) в диапазоне давлений (0,1 ÷ 1,0) МПа

Марка алюминия	Значение ν при 20 % содержании Al
АСД-4, 10 мкм	0,598
ALEX^{TM}, 0,1 мкм	0,564
ALEX, 0,1 мкм	0,358

Влияние добавки УДП металлов в качестве катализаторов в составе СК оценивалось коэффициентом эффективности $K_к$ (отношением скорости горения металлизированного состава с добавкой катализатора к скорости горения металлизированного состава без добавки катализатора при прочих равных условиях). Результаты исследования представлены в табл. 6. Исследования проводились в воздухе при атмосферном давлении. В качестве металлического горючего использовали штатный порошок алюминия марки АСД-4, содержание которого составляло 10 %. При введении добавок металлических катализаторов скорость горения смесевых композиций возрастает в (1,1 ÷ 1,47) раза.

Таблица 6

Эффективность влияния катализаторов на скорость горения СК

Содержание катализатора	1 % (УДП Fe)	1 % (УДП Cu)	1 % (УДП Ni)	4 % (УДП Fe)	4 % (Fe)
$K_к$	1,15	1,47	1,10	1,24	1,11

УДП металлов с размерами частиц менее ~ 0,5 мкм по своим свойствам резко отличаются от обычных порошков. Экстремальные условия получения (мощный высоковольтный наносекундный электрический импульс, температура порядка 10^4 К, ударная волна, сверхбыстрая закалка продуктов электрического взрыва проводников со скоростями 10^7 К/с) обеспечивают особые свойства электровзрывных порошков. Одним из факторов, влияющих на изменение скорости горения СК, может служить выделение запасенной энергии УДП, полученных методом электрического взрыва проводников [1]. Однако результаты дифференциального термического анализа [2] обнаружили отсутствие данного эффекта для СК, содержащих УДП алюминия (ALEX) с разным сроком хранения.

Введение УДП металлов в смесевые композиции как в качестве горючего, так и в качестве катализатора, может снижать размеры агломератов в каркасном слое [3]. В результате введения в высокоэнергетические композиции ультрадисперсного порошка металла активизируется процесс горения за счет более полного сгорания частиц металлов и повышения температуры поверхности топлива за счет увеличения теплового потока из зоны газофазных реакций.

Экспериментальные данные В.Е. Зарко, Г.Я. Павловца показали, что с уменьшением размера частиц алюминия показатель в степенном законе скорости горения уменьшается. Данный эффект объясняется окислением УДП алюминия вблизи конденсированной фазы СК, что несомненно увеличивает скорость горения. В данной работе показатель ν уменьшается для СК на основе ПБКГГ в диапазоне давлений (0,1 – 1,0) МПа и увеличивается для СК на основе БКЛ в диапазоне давлений (1,0 – 8,0) МПа. Возможно, на закон скорости горения СК оказывает влияние не только дисперсность порошка алюминия, но и тип горючего-связующего.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов В.Г., Гаврилюк О.В. Закономерности окисления и самовоспламенения на воздухе электровзрывных ультрадисперсных порошков металлов // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 6. С. 53-60.
2. Mench M.M., Yen C.L., Kuo K.K. Propellant burning rate enhancement and thermal behavior of ultra-fine aluminum powders (Alex) // "Energetic Materials: Production, Processing and Characterization" of the 29th International Annual Conference of ICT. Karlsruhe, Germany, 1998. P. 30-1–30-15.
3. Бабук В.А., Долотказин И.Н., Свиридов В.В. Моделирование дисперсности агломератов при горении алюминизированных твердых топлив // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 2. С. 86-96.
4. Simonenko V.N., Zarko V.E. Comparative studying the combustion behavior of fine aluminum // "Energetic Materials: Production, Processing and Characterization" of the 30th International Annual Conference of ICT. Karlsruhe, Germany, 1999. P. 21-1–21-14.
5. Павловец Г.Я., Мазалов Ю.А., Чиннов В.В. Состав и структура ультрадисперсных порошков на основе алюминия // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, №2. С. 72-75.

КАТАЛИЗ ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ ТОПЛИВНЫХ КОМПОЗИЦИЙ С УЛЬТРАДИСПЕРСНЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ДОБАВКАМИ

Кузнецов В.Т., *Сурков В.Г.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

*ИХН СО РАН, г. Томск

Ультрадисперсные порошки металлов находят широкое применение в современных высокоэнергетических топливных композициях. Высокая удельная поверхность ультрадисперсного порошка позволяет не только увеличить полноту сгорания топлива, но также успешно конкурировать с эффективными жидкими катализаторами горения, что позволяет избежать проблем, связанных с миграцией жидких катализаторов по заряду твердого топлива в процессе его длительного хранения [1]. Кроме этого, обладая ярко выраженными особенностями поверхностного состояния, когда на поверхности частицы наблюдается ослабление межатомных связей и снижение энергии активации поверхностных процессов, ультрадисперсные добавки могут быть активными компонентами при взаимодействии с алюминием. На первом, низкотемпературном этапе, ультрадисперсный порошок может выполнять роль катализатора процесса, а при более высокой температуре – роль активного компонента. Были выбраны ультрадисперсные металлические порошки железа, никеля и меди, которые используются для получения интерметаллических соединений и при нагреве совместно с алюминием реагируют с достаточно высоким экзотермическим эффектом [2]. Содержание активного металла в порошках, полученных электровзрывом проводника, составляло (87 ± 2)%, а удельная поверхность порядка 6,0 $м^2/г$. Исследовали влияние металлического порошка на зажигание и горение композиционной системы, которая состоит из 72% бидисперсного перхлората аммония, 18% бутилкаучука и 10% алюминия марки АСД-4. Добавки вводили в количестве 1 и 4% за счет снижения содержания алюминия. Для стабилизации коэффициента отражения поверхности образцов в композиционную систему добавляли 1% сажи марки ПМ-75 (сверх 100%). В отдельных случаях были проведены опыты на образцах, где вместо бутилкаучука использовали полибутадиен с концевой гидроксильной группой. Опыты по зажиганию проводили в среде воздуха и атмосферном давлении на нагретом металлическом блоке или световым потоком на установке радиационного нагрева «Уран-1». Момент зажигания определяли по появлению пламени. Результаты исследования по зажиганию приведены в табл. 1 и 2.

Действие добавки определялось коэффициентом эффективности, т. е. отношением времени зажигания состава без добавки ко времени зажигания состава с добавкой. Из приведенных данных видно, что с ростом температуры блока или интенсивности светового потока коэффициент эффективности добавки, как правило, уменьшается. Введение добавки, особенно ультрадисперсного порошка меди, привело к уменьшению влияния интенсивности светового потока на время зажигания топливной композиции. Независимо от способа подвода тепла ультрадисперсный порошок меди оказывает наиболее сильное влияние на процесс зажигания исследуемого состава по сравнению с ультрадисперсными порошками железа и никеля. При введении в состав топливной композиции 4% порошка железа практически незаметна роль дисперсности частиц, что может свидетельствовать о насыщении каталитического действия добавки.

Данные по зажиганию сопоставлены с полученными ранее зависимостями по горению топливных композиций с ультрадисперсными металлическими добавками [3]. Анализируя полученные зависимости по зажиганию и горению топливных композиций, можно отметить следующее:

1. Ультрадисперсный порошок никеля не оказывает практического влияния на процесс зажигания композиционной системы.

2. Порошок железа и меди ускоряет процесс зажигания и горения. Эффективность добавки зависит от дисперсности и концентрации в смеси. Для состава, содержащего ультрадисперсный порошок меди, в условиях кондуктивной передачи тепла наблюдается рост эффективности действия добавки с повышением температуры блока, что противоречит общеизвестному принципу, согласно которому влиять на скорость реакции тем труднее, чем выше температура, при которой она протекает. В данном случае повышение эффективности добавки с ростом температуры, по-видимому, вызвано особенностями зажигания нагретым блоком, когда ограничен отток продуктов газификации с поверхности реагирующей системы, а также возможным изменением температурной зависимости химической активности медь-содержащих катализаторов.

3. Если время зажигания состава сопоставимо с временем тепловой релаксации в прогретом слое при стационарном горении, то эффективность действия катализатора практически одинакова как в условиях зажигания, так и горения.

4. Замена бутилкаучука на полибутадиен с концевой гидроксильной группой усилило действие добавки ультрадисперсного порошка железа, а наличие в системе алюминия понизило эффективность действия катализатора. Исходя из изложенного выше, можно утверждать, что введенные в композиционную систему добавки не вступают в реакцию с алюминием, а действуют на разложение окислителя и горюче-связующее. Об этом свидетельствует достаточно низкая температура процесса, которая на 200 - 300

Таблица 1

Эффективность катализатора при зажигании нагретым блоком

Температура, К	Время зажигания состава без добавки, с	Коэффициент эффективности				
		1% удп Fe	4% удп Fe	4% Fe	1% удп Cu	1% удп Ni
650	51,6 ± 4,8	5,7	8,8	5,8	7,4	0,95
660	33,0 ± 3,4	5,2	8,7	5,3	9,2	1,05
670	21,0 ± 1,8	4,5	8,6	4,8	10,1	1,03
680	13,5 ± 1,0	4,3	8,0	4,5	12,0	1,02
690	8,8 ± 0,8	4,2	8,0	4,4	12,6	1,05

Таблица 2

Эффективность катализатора при зажигании световым потоком

Световой поток, Вт/см ^{2}	Время зажигания состава без добавки, с.	Коэффициент эффективности				
		1% удп Fe	4% удп Fe	4% Fe	1% удп Cu	1% удп Ni
39	0,54 ± 0,06	1,20	1,28	1,28	1,35	0,94
75	0,20 ± 0,02	1,18	1,25	1,23	1,29	1,02
160	0,065 ± 0,002	1,12	1,22	1,15	1,20	1,02
250	0,029 ± 0,002	1,07	1,22	1,16	1,16	1,03
307	0,015 ± 0,001	1,00	1,25	1,15	1,07	1,00

градусов ниже, чем температура начала тепловыделения смеси алюминий+металл (Fe, Cu, Ni), а также отсутствие корреляции между скоростью горения композиционных систем и смесей алюминий+металл [2, 3]. Сравнение эффективности действия ультрадисперсных порошков железа и меди в опытах по зажиганию и горению композиционных систем позволяет утверждать, что основная роль добавок сводится к ускорению процессов, протекающих в конденсированной фазе. Косвенным подтверждением может служить факт понижения на 50 - 60 градусов «температуры зажигания» при введении каталитических добавок, а также снижение эффективности катализатора по мере увеличения интенсивности теплового потока, когда роль газовой фазы в процессе зажигания возрастает.

Учитывая изложенное выше, мы воспользовались тепловой твердофазной теорией для определения энергии активации процесса зажигания топливных композиций [4]. Обработка экспериментальных данных по формулам твердофазной модели позволила оценить значения энергии активации процесса зажигания исследуемых составов. Для исходной композиции она составила 42 ккал/моль. Добавка ультрадисперсного железа понизила значение энергии активации до 38 ккал/моль, а меди - увеличило значение до 54 ккал/моль. На наш взгляд, полученные значения энергии активации несколько завышены, тем не менее они характеризуют степень влияния добавки на температурную зависимость времени зажигания топливных композиций.

Таким образом, в результате проведенных исследований показана возможность применения ультрадисперсных металлических порошков в качестве катализаторов процесса зажигания и горения композиционных систем на основе перхлората аммония. Ускоряя процесс разложения перхлората аммония, ультрадисперсные порошки железа и меди приводят к повышению воспламеняемости и скорости горения композиционных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хименко Л.Л., Федотов И.А. Применение катализатора горения оксида железа в СТРТ на основе полидивинилэпоксиуретанового каучука// Аэрокосмическая техника и высокие технологии—2002:. Тезисы докладов/ Под ред. Ю.В. Соколкина и А.А. Чекалкина,.Пермь, 2002. С. 279.
2. Итин В.И., Найбороденко Ю.С. Высокотемпературный синтез интерметаллических соединений, Томск, Изд-во Томского университета, 1989. 214 с.
3. Архипов В.А., Коротких А.Г., Кузнецов В.Т., Савельева Л.А. Влияние дисперсности добавок металлов на скорость горения смесевых композиций. Химическая физика, 2004. Т. 23, № 9. С. 18 - 23.
4. Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука. 1984. 190 с.

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЙ НИЗКОВОЛЬТНЫЙ ИСТОЧНИК ЭНЕРГИИ (СНИЭ) ДЛЯ ЭЛЕКТРОТЕРМОХИМИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Кульпин В.И.[1], Синяев С.В.[1], Сушко В.П.[2], Суханов Д.Я.[3]

[1]НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36; E-mail:ssv@niipmm.tsu.ru
[2]СФТИ при Томском университете
[3]Томский университет

Источник электрической энергии СНИЭ ориентирован на спрей-технологию многоочагового зажигания метательных зарядов из гелеобразных, квазижидких и пастообразных топлив с несформированной поверхностью горения [1]. При разработке концепции такого источника [2] учитывались следующие ключевые особенности процесса электроимпульсной генерации мелкодисперсных потоков раскаленных частиц металла в коаксиальном устройстве зажигания [3]:

-нагрузка, представляющая собой несколько параллельно включенных проводников из металлической фольги, является низкоомной – $R_н \leq 5$ мОм с пренебрежимо малой индуктивностью $L_н << 1$ мкГн;

масса фольговых проводников составляет ~1% от массы заряда;

– выделяемой на проводниках омической энергии должно быть достаточно для их плавления за время $\tau \leq 10$ мс;

– начальное электрическое напряжение на источнике существенно меньше 1кВ.

При этом КПД омического нагрева элементов нагрузки должен составлять не менее 50% от расходуемой источником энергии, а вес и габаритные характеристики источника должны быть минимизированы с учетом имеющейся номенклатуры отечественных конденсаторов.

Общий вид источника, удовлетворяющего этим условиям, показан на рис. 1. Источник состоит из трех основных модулей: конденсаторной батареи, зарядного устройства и коммутатора тока.

В батарею входят 24 электрохимических полярных конденсатора 100ПП-14/0.11«ЭЛИТ». Энергоемкость батареи – 350 кДж, внутреннее сопротивление при номинальном напряжении 100 В равно ~2 мОм.

Зарядное устройство матричного типа состоит из 24 блоков, каждый из которых конструктивно объединен со «своим» конденсатором. Это позволяет заряжать каждый конденсатор индивидуально при одновременной зарядке всей батареи. Каждые два конденсатора со «своими» зарядными блоками конструктивно выполнены в виде 12 независимых модулей, что позволяет быстро перенастраивать батарею на номинальные напряжения 100, 200, 400 и 1200 В. Время полной зарядки батареи – 75 с.

Коммутатор тока состоит из 4 силовых тиристоров Т1 71-2000-16 и блока управления. Коммутатор расположен в верхней части батареи (см. рис. 1), там же находится коаксиальный разъем под кабель, соединяющий источник с нагрузкой.

Для управления зарядкой батареи разработан специализированный контроллер, связанный по интерфейсу RS 232 с персональной ЭВМ, содержащей программы управления и визуализации процесса зарядки.

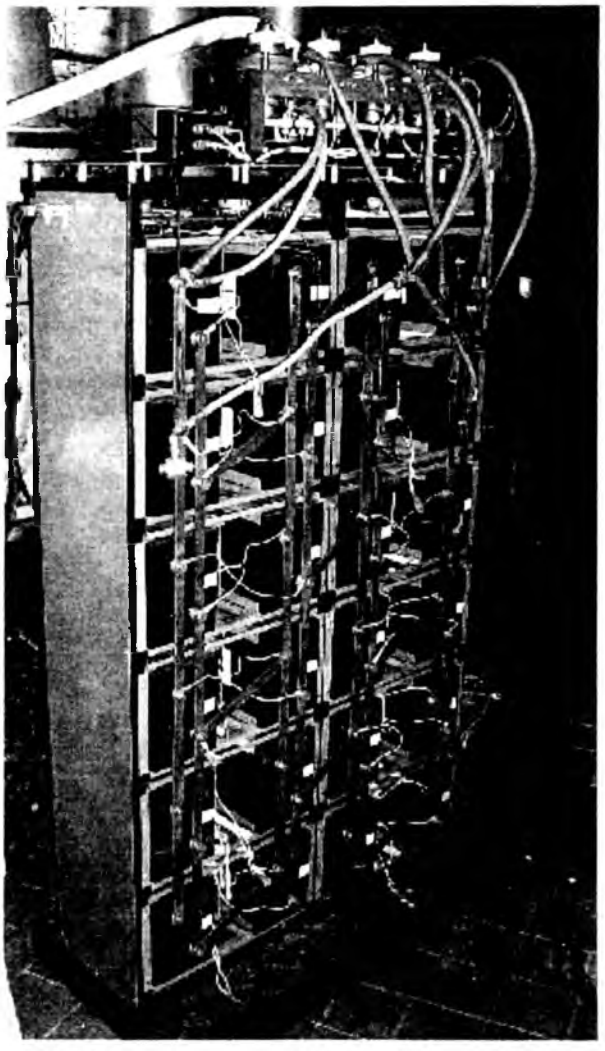


Рис. 1

Весогабаритные параметры источника (без пульта управления) составляют 300 кг и 0.4 м^3. Максимальный разрядный ток при начальном напряжении 100 В – 50 кА.

Структурная схема источника показана на рис. 2. Зарядные блоки А1-А24 запитаны напряжением 310 В от преобразователя AC⇒DC (В3). Каждый блок заряжает конденсатор С1-С24 емкостью 3÷3.1 Ф до напряжения ≤100 В. Блоки снабжены встроенной диагностикой неисправностей. Сигналы с блоков

объединяются по логическому «И» и подаются на вход 1 контроллера В1. При наличии неисправности цепь формирования сигнала «Готовность» блокируется. Управление включением блоков идет по оптронной цепи 2 от В1. Контроль выходного напряжения осуществляет изолированный датчик напряжения серии LV. Пропорциональный напряжению сигнал поступает на вход 3 контроллера В1.

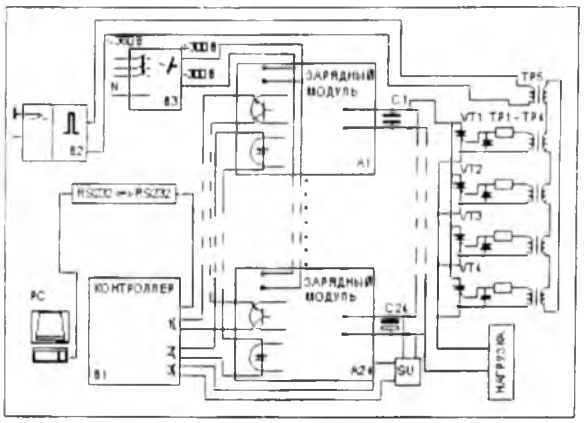


Рис. 2

Источник работает в двух режимах: от пульта управления, входящего в состав контроллера, и от персональной ЭВМ.

Программа управления работой источника находится в памяти контроллера MCU 42-3 и начинает работать сразу после его включения. Схема алгоритма управления показана на рис. 3.

Рис. 3

Программа управления источником написана на языке Фрактал Бейсик. Программа пишется в обычном текстовом редакторе и передается в контроллер через стандартный COM-порт.

На рис. 4 представлены осциллограммы напряжения на источнике U и разрядного тока I, когда в качестве нагрузки использовался семижильный медный провод в плотном кембрике длиной 8 см с эффективным диаметром 1.3 мм. Провод крепился непосредственно к коаксиальному разъему на тиристорном коммутаторе.

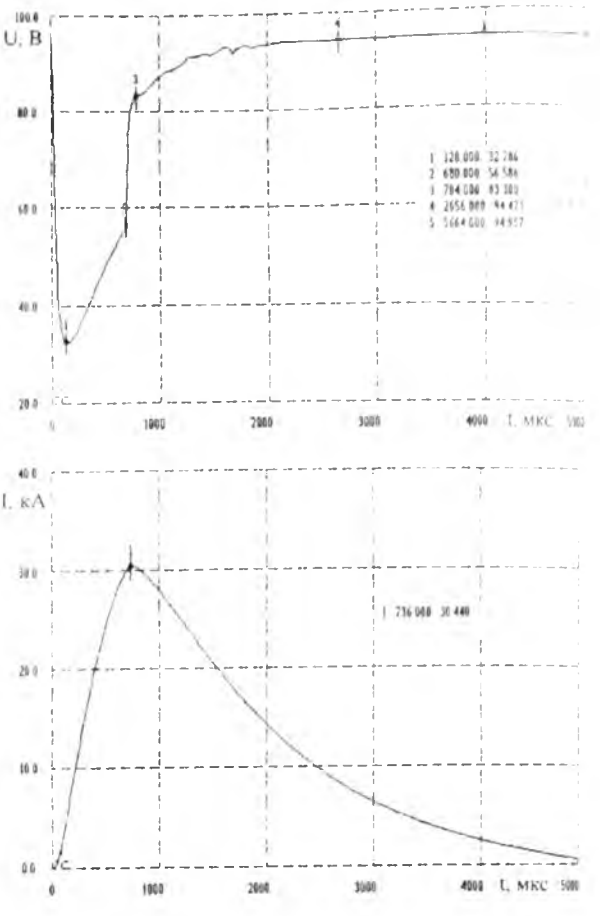


Рис. 4

Максимальное значение разрядного тока составило 30.4 кА через 736 мкс после начала разряда. В результате разряда напряжение источника уменьшилось с 95.6 до 94.9 В, энергозатраты составили 4.8 кДж. В результате разряда произошла практически полная капельная деструкция проводника.

Эффективность использования низковольтного специализированного источника при инициировании метательных зарядов из пастообразных топлив подтверждена экспериментально [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Синяев С.В., Буркин В.В., Христенко Ю.Ф. и др. Квазиобъемное очаговое электротермохимическое зажигание гелеобразных высокоэнергетических веществ //Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и ствольных системах. Ижевск:Изд-во УрО РАН,2000.Ч. 2.С. 640-648.

2. Синяев С.В., Кожин В.А., Крамарь М.А., Кулыпин В.И. К выбору специализированного источника электрической энергии для устройства многоочагового ЭТХ-зажигания метательных зарядов // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. С. 110-111.

3. Буркин В.В., Синяев С.В., Христенко Ю.Ф. Устройство для зажигания топлив. Патент РФ №2166181.

4. Синяев С.В. Об одной плазмозамещающей технологии ЭТХ-зажигания метательных зарядов// Наст. сборник.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАМЕНИ ПРИ УМЕРЕННОЙ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА

Матвиенко О.В., Архипов В.А. *
Томский государственный архитектурно-строительный университет,
634050, Томск, пл. Соляная, 2, тел. (3822) 553532
* Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики,
634050, Томск, пр. Ленина, 36,
E-mail: leva@niipmm.tsu.ru

Закрутка потока находит широкое применение в различных технологических устройствах с целью обеспечения устойчивого горения и стабилизации пламени. Вместе с тем большие градиенты скоростей могут привести и к нежелательным явлениям. Влияние поля течения с градиентами скоростей на структуру пламени сводится к появлению дополнительного тепло-массоотвода вдоль фронта. В результате пламя растягивается в продольном направлении, зона прогрева сужается, а тепловые и диффузионные потоки возрастают, что при определенных условиях может привести к срыву пламени. При моделировании поля течения используются уравнения Рейнольдса, записанные относительно осредненных по времени осевой u, радиальной v, тангенциальной скорости w, а также давления p. Для определения характеристик турбулентности используется k— ε модель, адаптированная Джонсом и Лаундером для расчета течений с низкими числами Рейнольдса. Для описания процессов тепломассообмена, химического реагирования и горения используются уравнения теплопроводности и диффузии химического реагента с учетом протекающей в потоке реакции. Кинетические параметры выбраны для метановоздушной смеси.

Перейдем теперь к анализу полученных результатов. С увеличением интенсивности закрутки происходит продвижение фронта пламени против потока и стабилизация его на меньшем расстоянии от входа. Для малых значений u_{in} градиенты скорости в потоке невелики и не вызывают заметного искривления пламени. Фронт пламени остается плоским практически для любой интенсивности закрутки. Небольшое искривление наблюдается лишь при $\varphi=50^0$. При более высоких значениях среднерасходной скорости ($u_{in}=3$м/с) в случае слабой первоначальной закрутки потока фронт пламени плоский, что связано с относительной однородностью профиля осевой скорости u. В потоках с умеренной интенсивностью закрутки скорость течения в ядре потока становится сравнимой со скоростью распространения пламени S_n (формируется так называемая "удерживающая зона"), в то время как на периферии скорость течения намного превышает скорость распространения пламени S_n. В результате этого происходит искривление фронта пламени, поверхность которого принимает конический вид. В этом случае говорить о длине предпламенной зоны применительно ко всему сечению становится невозможным. Однако поскольку в практических приложениях важной характеристикой является минимальное расстояние от входа в канал до границы пламени, далее при анализе именно эта характеристика будет использована в качестве длины предпламенной зоны x_*. В случае сильной закрутки потока, когда режим горения определяется поджигающим воздействием горячих продуктов сгорания в рециркуляционной зоне, радиальный перенос тепла становится столь значительным, что фронт пламени вновь становится плоским. Заметим, что эффект искривления пламени становится заметным при относительно невысоких значениях u_{in}. Действительно, в высокоскоростных потоках горение в режиме удерживающей зоны с искривленным фронтом пламени становится неустойчивым вследствие высоких градиентов скорости. В этом случае устойчивыми являются только два режима — индукционный с большими длинами предпламенной зоны и теплопроводностный, когда горение стабилизируется высокотемпературной рециркуляционной зоной. Влияние закрутки на стабилизацию горения и положение фронта пламени иллюстрирует рис. 1, на котором представлены зависимости $x_*(\varphi)$ для различных u_{in}. Как видно из рисунка, горение в потоке в зависимости от интенсивности закрутки может осуществляться в различных режимах.

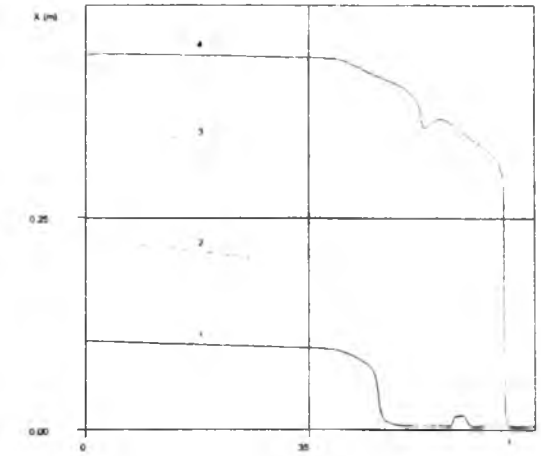


Рис. 1. Изменение длины предпламенной зоны x_* с закруткой T_{in}=390 К: 1 — u_{in}= 1 м/с; 2 — u_{in} = 2 м/с; 3 — u_{in}=3 м/с; 4 — u_{in}= 4 м/с.

Проведем анализ для u_{in}=3 м/с. В случае отсутствия закрутки потока, а также для малых

$\varphi<40^0$ горение осуществляется в индукционном режиме, при этом x_* слабо изменяется с закруткой. Формирование удерживающей зоны в окрестности оси при $50^0<\varphi<52^0$ приводит к искривлению пламени и резкому смещению x_* к входному сечению. Заметим, что этот режим реализуется в узком диапазоне изменения φ. При $52^0<\varphi$ искривление пламени превышает максимально допустимую величину, обеспечивающую стабилизацию горения, происходит срыв пламени и горение вновь происходит в режиме отрыва. С формированием зоны возвратных течений при $55^0<\varphi$ длина предпламенной зоны вновь уменьшается. И при достаточно сильной закрутке ($60^0<\varphi$) рециркуляция становится столь значительной, что рециркулирующая в зоне возвратных течений горючая смесь успевает не только разогреться до температуры горения, но и воспламенить поступающую в канал непрореагировавшую холодную смесь. Пламя вновь резко смещается к входу в канал и стабилизируется в окрестности передней кромки рециркуляционной зоны, где скорость течения становится равной по абсолютной величине нормальной скорости распространения пламени. С увеличением u_{in}, как уже отмечалось, происходит вырождение режима горения в "удерживающей зоне" (сравни кривые 1 и 4 на рис. 1) При $u_{in}>5$ м/с зависимость $x_*(\varphi)$ преобретает монотонный характер.

Рис. 2 иллюстрирует влияние среднерасходной скорости u_{in} на положение фронта пламени. В случае отсутствия закрутки ($\varphi=0$) зависимость $x_*(u_{in})$ почти линейная, что свидетельствует о слабом влиянии продольной теплопроводности на процессы тепломассообмена и химическое реагирование. Увеличение закрутки в пределах $\varphi<45^0$ приводит лишь к незначительному уменьшению угла наклона, при этом зависимость $x_*(u_{in})$ сохраняет линейный характер. При $\varphi=47^0$ на кривой $x_*(u_{in})$ становится заметен излом. Для малых u_{in} изменение закрутки приводит к заметному уменьшению x_* в то время как для больших u_{in} изменение с закруткой x_* незначительно. Действительно, в случае малых скоростей течения горение осуществляется на участке преобладания центробежных сил, где влияние закрутки существенно, а при больших u_{in} — на участке вырождения закрутки. С дальнейшим увеличением закрутки величина этого излома увеличивается. При этом в потоке в зависимости от величины среднерасходной скорости выделяются два режима: с большой и малой длиной предпламенной зоны. Увеличение закрутки с $\varphi=47^0$ до $\varphi=55^0$ приводит к смещению режима отрыва в сторону увеличения u_{in} с 1.8 до 3.2 м/с. Однако дальнейшее увеличение закрутки, вплоть до $\varphi=58^0$, приводящее к формированию значительных градиентов скоростей, приводит к срыву пламени и смещению режима отрыва в область малых скоростей u_{in}: с 3.2 до 1.5 м/с. И лишь в случае сильной закрутки потока при $\varphi>58^0$ область с малыми длинами x_* вновь начинает смещаться в сторону увеличения u_{in}.

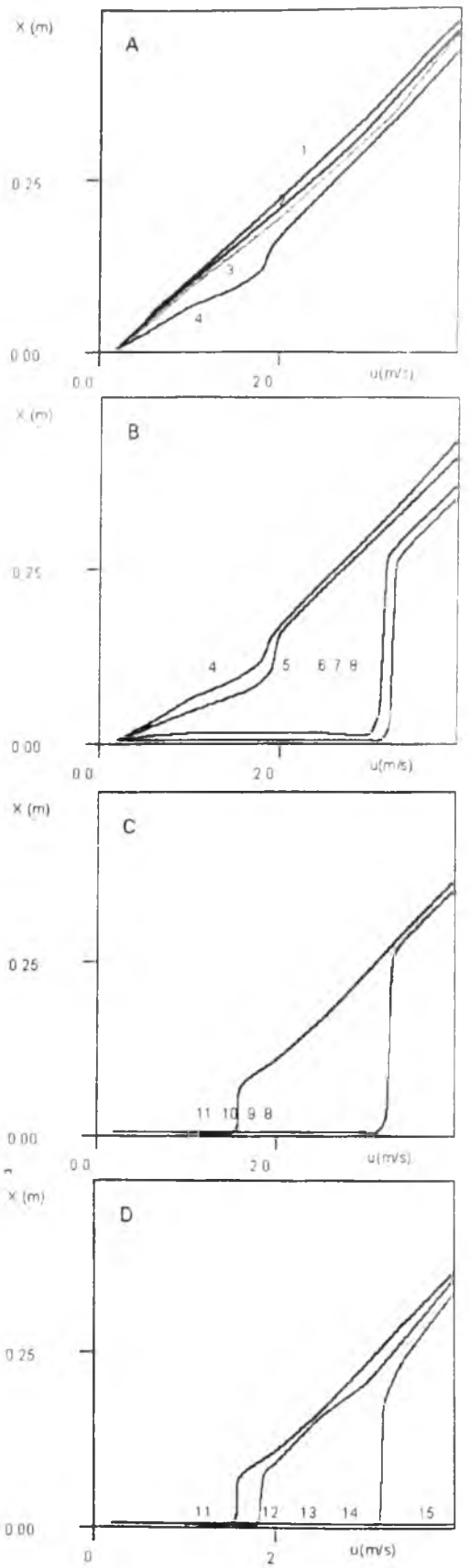


Рис. 2. Изменение длины предпламенной зоны x_*: $T_{in}=390$ К: 1 — $\varphi=0$; 2 — $\varphi=40^0$; 3 — $\varphi=45^0$; 4 — $\varphi=47^0$; 5 — $\varphi=50^0$; 6 — $\varphi=52^0$; 7 — $\varphi=53^0$; 8 — $\varphi=55^0$; 9 — $\varphi=56^0$; 10 — $\varphi=57^0$; 11 — $\varphi=58^0$; 12 — $\varphi=60^0$; 13 — $\varphi=62^0$; 14 — $\varphi=65^0$; 15 — $\varphi=70^0$.

ЗАЖИГАНИЕ ПИРОТЕХНИЧЕСКОГО СОСТАВА (ПЕРХЛОРАТ АММОНИЯ + АЛЮМИНИЙ) ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Медведев В.В., Ципилев В.П., Ильин А.П.*, Решетов А.А.*

Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30,
тел. (3822) 564133, факс (3822) 419831
E-mail: medvedev@tpu.ru
*ГНУ «НИИ ВН при ТПУ»
634050? г. Томск, пр.Ленина, 2а

Ранее нами были проведены исследования по влиянию условий воздействия лазерного излучения (ЛИ) на пороги зажигания (ПЗ) пиротехнического состава [перхлорат аммония (ПХА) + ультрадисперсный алюминий (УДА), взятые в стехиометрическом соотношении]. Было показано, что с увеличением длительности импульса ЛИ пороги растут. ПЗ образцов с открытой поверхностью оказались ниже ПЗ образцов под прикрытием (рис. 1) [1].

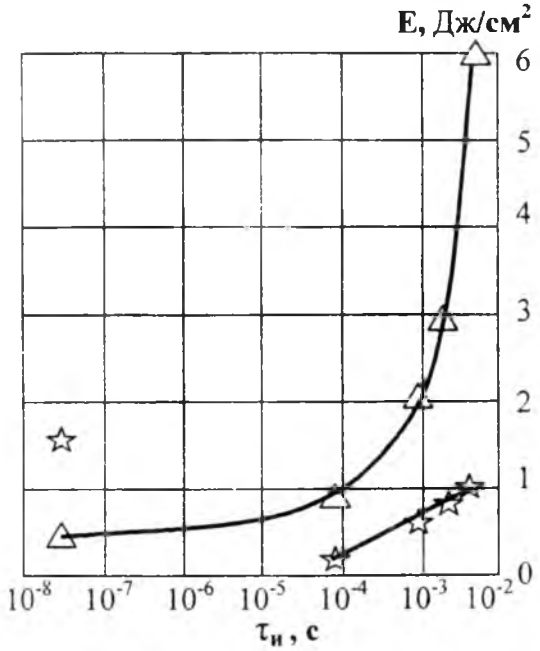


Рис. 1. Зависимость порога зажигания от длительности лазерного импульса. Обозначения: под прикрытием поверхность образца △ , открытая поверхность ☆

Пока неясно, как влияет окружающая атмосфера и дисперсность алюминия на ПЗ. Поэтому нами были проведены эксперименты по зажиганию ЛИ составов с разной дисперсностью алюминия: ультрадисперсный алюминий со средним диаметром частиц 0.25 мкм и среднедисперсный (АСД-1) со средним диаметром частиц 80 мкм. Ультрадисперсный порошок алюминия получен электрическим взрывом алюминиевых проводников в среде аргона. Реакционная способность таких частиц в определенных условиях может быть повышенной [2].

Образец определенного состава массой ~ 6 мг засыпался в капсулу из полиметилметакрилата с внутренним диаметром 3 мм и глубиной 3 мм (рис. 2). Навески запрессовывались пуансоном в капсулу до давления 3200 кГс/см^2. Облучалась вся торцевая поверхность образцов, как открытая (рис. 2,а), так и под прикрытием (рис. 2,б).

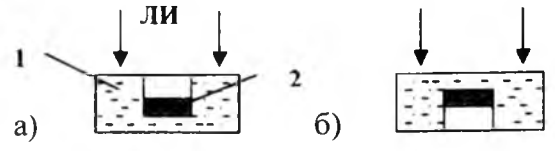


Рис. 2. Схема облучения образцов прессовок лазерным излучением: 1 – капсула; 2 – образец определенного состава; ЛИ – лазерное излучение.

Использовалось излучение неодимового лазера, генерирующего квазипрямоугольный, квазинепрерывный (глубина модуляции не более 30%) лазерный импульс длительностью 4 мс (многомодовый режим генерации). Неравномерность засветки облучаемой по нормали торцевой поверхности образца составила не более 20 %. Блок-схема эксперимента приведена в [1,2]. Пороги зажигания определялись по методике, описанной в работе [2]. Вначале строились вероятностные кривые зажигания от 0 до 100 % (P – количество зажиганий / количество опытов), как функция от плотности энергии E падающего излучения при заданных длительностях импульса ЛИ. Каждой точке кривой соответствовала статистика из 25 опытов с разбросом показаний калориметра не более 10% от среднего значения. За порог зажигания принимались значения E_{50}, при которых реализова-лось 50%-ное зажигание. Для каждой вероятностной кривой измерялся ctgα (α – угол наклона вероятностной кривой в точке E_{50}).

Эксперименты показали, что при воздействии лазерного излучения образцы ПХА/УДА хорошо зажигаются как с открытой поверхностью, так и под прикрытием. Образцы с открытой поверхностью вспыхивали без звука и быстро сгорали, демонстрируя яркий факел высотой более 10 см. Под прикрытием состав ПХА/УДА также беззвучно сгорал во время или после воздействия ЛИ, когда E превышала критическое значение. Если составы под прикрытием оставались на пуансоне, химическая реакция протекала в форме взрыва.

Состав ПХА/АСД-1 с открытой поверхностью зажечь не удалось при плотностях энергий вплоть до 210 Дж/см^2. Эрозионный факел фиксировался при E≥ 5,5 Дж/см^2. Чистый УДА, насыпанный горкой на ровной поверхности, сгорал беспламенно. Через 20 –

50 мс после воздействия лазерного импульса фиксировался очаг красного цвета, который разгорался и на 400 – 500 мс превращался в яркий очаг белого цвета. Типичная осциллограмма зажигания чистого УДА приведена на рис. 3.

Величины порогов и задержек зажигания

Состав	E_{50}, Дж/см^2	ctgα, Дж/см^2	$\tau_з$, мс
Открытая поверхность:			
1) ПХА/УДА прессованный	1,18	0,5	4,5
2) ПХА/УДА, насыпной	0,71	0,05	4
3) УДА, чистый, насыпной горкой	0,42	0,30	20
Под прикрытием, на пуансоне:			
4) ПХА/УДА	4,32	0,81	3,5
5) ПХА/АСД-1	153	20	3,5

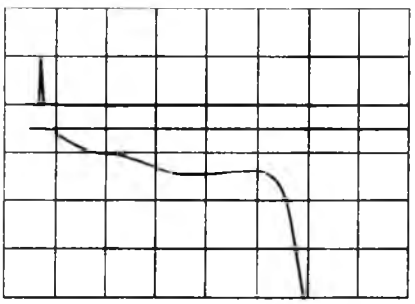


Рис. 3. Осциллограмма процесса зажигания чистого УДА: верхний луч – лазерный импульс, нижний – световой сигнал от горящей поверхности УДА. Развертка – 100 мс/дел.

Для всех составов отмечается большой разброс задержки зажигания в интервале E, в котором строились вероятностные кривые зажигания.

С целью выяснения причины низкой чувствительности состава ПХА/АСД-1 в сравнении с ПХА/УДА в работе были выполнены эксперименты по изучению термической устойчивости составов в условиях медленного нагревания (рис. 4).

Навески массой 40 мг исследовались на дериватографе Q-1000. Скорость нагрева составляла 10 °С/мин. Из полученных зависимостей со всей определённостью следует, что компоненты состава, содержащего АСД-1 и ПХА, практически не реагируют в процессе нагрева. В интервале температур 300 – 400 °С происходит частичная сублимация ПХА и частично его разложение с протеканием экзотермических реакций. Уменьшение массы навески при достижении 420 °С составляет 64% масс., , что означает полное разложение ПХА без заметного окисления АСД-1.

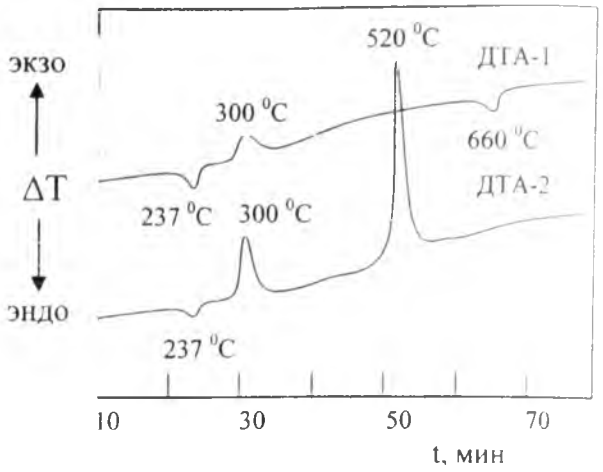


Рис. 4. Термограммы образцов различного состава: ДТА-1 – состав ПХА/АСД; ДТА-2 – состав ПХА/УДА

Эндотермический пик при температуре 660 °С свидетельствует о плавлении металлического неокисленного алюминия. Таким образом, в условиях быстрого нагрева импульсом лазерного излучения, по всей видимости, происходит сублимация и разложение ПХА значительно быстрее, чем прогрев крупных 80 мкм частиц АСД-1 до температуры, превышающей температуру плавления алюминия, что затрудняет зажигание данного состава.

Существенно отличающаяся зависимость дифференцированного термического анализа получена для состава ПХА/УДА. Экзотермический пик с максимальной температурой 340 °С свидетельствует о частичном взаимодействии ПХА и УДА. Уменьшение массы навески при этом составляет 60 %. мас. Экзотермический пик 520 °С обусловлен, по-видимому, окислением УДА кислородом воздуха, так как этому соответствует увеличение массы навески на 14% мас. При нагревании далее до 900 °С не отмечено каких-либо экзо- или эндотермических эффектов.

На основании выполненных измерений можно заключить, что более высокая чувствительность пиротехнического состава ПХА/УДА по сравнению с ПХА/АСД-1 обусловлена не только изменением оптических характеристик при введении УДА (уменьшение рассеяния и увеличение поглощения лазерного излучения), а преимущественно высокой химической активностью УДА в гетерогенных реакциях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Медведев В. В., Ципилев В. П., Решетов А. А. Зажигание пиротехнических составов лазерными импульсами в миллисекундном и наносекундном диапазоне длительностей //12th International Conference on Radiation Physics and Chemistri of Inorganic Materials. Tomsk, 2003. P. 352-355.

2. Медведев В.В. Влияние интенсивности лазерного излучения на пороги зажигания пористого двухосновного топлива // Химическая физика. 2004. Т.23, №3. С. 73 – 78.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ВЫСОКОНАПОЛНЕННЫХ ТОПЛИВ ПРИ УМЕРЕННОМ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Милехин Ю.М., Гафаров Б.Р., Садовничий Д.Н., Понкратова Е.С., Гусев С.А., Уткин А.В.*, Долгобородов А.Ю., Маршаков В.Н.****

ФГУП «Федеральный центр двойных технологий «Союз»

*Институт проблем химической физики РАН

** Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН

140090, г. Дзержинский Московской обл., ул. Академика Жукова, 42,

тел. (095)5517813, факс (095)5511144

E-mail: fcdt@monnet.ru

Поведение топлив и других энергетических материалов (ЭМ) при ударно-волновом воздействии представляет интерес не только с традиционной точки зрения безопасности (чувствительности), но и с точки зрения работоспособности после слабого нагружения, возникающего как при функционировании изделий с ЭМ, так и при случайных ударах [1, 2]. Для прогнозирования работоспособности при таких нагрузках необходимо знание механического поведения ЭМ в диапазоне умеренных ударно-волновых нагрузок, а также возмущений процесса горения. Особый научный интерес представляет исследование поведения смесевых твердых топлив, состоящих из жестких кристаллических окислителей в мягкой полимерной матрице при плотной упаковке гранул окислителей, поскольку такой композитный ЭМ должен иметь резонансные механические свойства, а также ряд особенностей при откольном разрушении и горении.

Объект исследований. ЭМ – смесевой твердотопливный состав типа [3], состоящий из кристаллических гранул окислителей диаметром 100–300мкм в полимерном связующем – пластифицированном каучуке, причем объемное наполнение гранулами находилось на уровне плотной упаковки, и его имитатор (то же связующее с мелкодисперсным мелом); при этом плотность и ударная адиабаты имитатора и состава совпадали.

Метод нагружения. Разработан конический плосковолновой взрывной генератор [4] с дополнительным слоем воды - ослабителем, за счет которого формировался треугольный профиль и

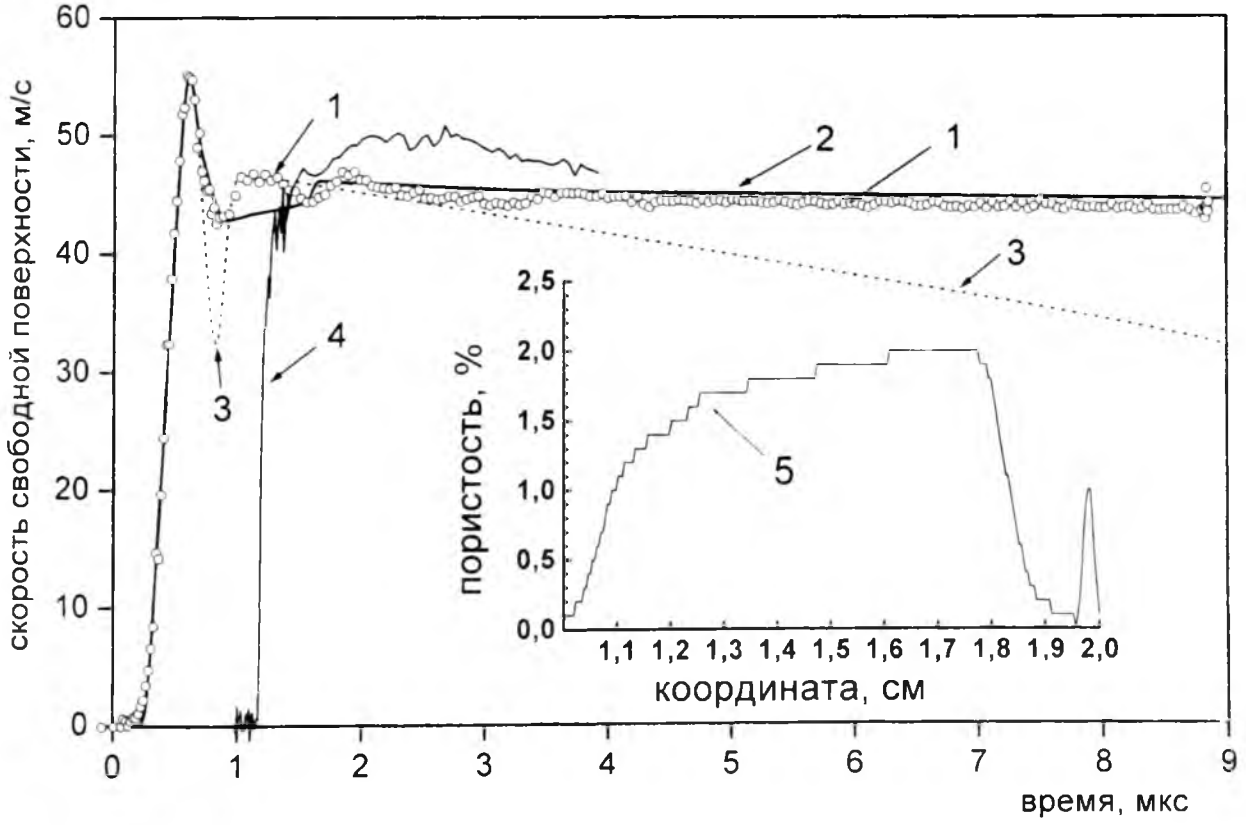


Рис. 1. Скорости свободной поверхности при выходе на нее ударно-волнового импульса: 1 – состав, разгрузка в воздух, откол на глубину 2,5–3,5мм; 2 – расчетная по модели NAG, 3 – состав в отсутствие откола, восстановлен по разгрузке в воду; 4 - имитатор, разгрузка в воздух; 5 – профиль пористости по модели NAG к 7 мкс, толщина образца 2 см.

требуемые амплитудно-временные параметры импульса. Исследования возмущений горения проводились в толстостенной стальной камере с органопластиковой крышкой, к которой приклеивался образец топлива и через которую ударно-волновой импульс от генератора передавался на поверхность горения.

Методы регистрации. Интерферометр массовой скорости VISAR [4] с разрешением на уровне ±2 м/с по скорости, 100 мкм по пространству, 10 нс по времени, с отражателем – 7 мкм алюминиевой фольгой, приклеенной эпоксидным компаундом. Для регистрации ударно-волновых давлений использованы пьезопленочные датчики.

Результаты экспериментов. Обнаружено, что фронт волны в составе имеет выброс с амплитудой на 15–25% от равновесного давления за фронтом и длиной 3–5 диаметров гранул. В отличие от топлива фронт волны в его имитаторе имеет типичную максвелловскую структуру [5].

Зафиксированы откольные разрушения двух типов: откол на глубину 2,5–3,5мм с сильно развитой поверхностью (воздействие импульса с амплитудой 100–150 МПа и длительностью 10–15мкс) и поверхностный откол, при котором с поверхности выбиты гранулы окислителей, а сама поверхность становится губчатой.

Обнаружено также два типа возмущений процесса горения – при слабых воздействиях, не вызывающих макроскопического откола, зарегистрирован спад давления в камере с последующим восстановлением в течение 0,1–0,2 с до прежнего рабочего уровня; при больших уровнях нагружения зафиксирован быстрый подъём с разрушением крышки.

Анализ результатов. Структура фронта волны имеет четко выраженную резонансную структуру солитонного типа [6], обусловленную контактным взаимодействием жестких гранул окислителей между собой по нелинейному закону Герца. В рамках контактного взаимодействия находит объяснение и поверхностный откол – выбивание гранул.

Диссипативные потери в составе могут быть описаны вязкостью по Фойгту, при этом воспроизводятся только потери энергии (но не форма) на фронте волны и длительность диссипативного процесса; поведение имитатора описывается моделью типа Максвелла [5].

Для описания глубокого откола использована модель типа NAG [7] «зарождение–рост разрушений»; получено, что параметры процесса при откольном разрушении близки к статическим, а высокая (по параметрам падающего импульса) прочность обусловлена тем, что состав выдерживает очень большие, до 7–10%, объемные деформации до развития магистральной трещины. Подчеркнем, что, в отличие от [3, 8], наши данные базируются на регистрации торможения откольного слоя (рис. 1), то есть сопротивления материала. Развитие зоны разрушения соответствует [9].

Спад давления и его восстановления при слабом воздействии объясняется срывом (отколом) тонкого горящего слоя и гранул окислителей с поверхности горения и её последующим повторным зажиганием горячими продуктами горения; при сильных воздействиях происходит вброс в камеру сильно диспергированного при откole слоя топлива толщиной 3–4мм с его быстрым воспламенением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Острик А.В., Петровский В.П. Огневые стендовые испытания на прочность твердотопливных ракетных двигателей к воздействию боковой кратковременной нагрузки. //Химическая физика. 1995. Т. 14, №1. С. 11-17.

2. Киселев А.Б., Юмашев М.В. Математическая модель деформирования и разрушения твердых ракетных топлив при динамическом нагружении //ПМТФ. 1992. №6. С.125-134.

3. Weiric L.J. Characterization of Booster-Rocket Propellants and Their Simulants. The 9-th Symposium on Detonation. 1989. №157.P 462-470.

4. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К,.1996. 408 с.

5. Гафаров Б.Р., Уткин А.В., Разоренов С.В. и др. Структура фронта слабой ударной волны в высоконаполненных композитах //ПМТФ. 1999. Т. 40, №3. С. 161-167

6. Нестеренко В.Ф. Импульсное нагружение гетерогенных материалов. Новосибирск.: Наука, 1992. 199 с.

7. Barbee T.W., Seaman J.L., Crewdsone R., Curran D. Dynamic fracture criteria for ductile brittle materials // J. Mater. 1972. Vol.7, № 3. P.393-399.

8. Fenglei H., Jing D. Dynamic fracture of solid propellants// 3rd International Autumn Seminar on Propellants, Explosives and Pyrotechnics (IAS PEP '99). 1999. Chengdu. China. P. 118-123.

9. Уткин А.В. Анализ беспорогового разрушения материалов при отражении импульса сжатия от свободной поверхности //ПМТФ. 1992. №5. С.123-129.

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Милёхин Ю.М., Садовничий Д.Н., Гусев С.А.
ФГУП "Федеральный центр двойных технологий "Союз"
140090, Дзержинский Московской обл., ул. Академика Жукова, 42,
факс (095) 551-11-44; E-mail: fcdt@monnet.ru

Твердые топлива в процессе производства или эксплуатации могут подвергаться воздействию электронного облучения, например при дефектоскопии [1], в радиационных поясах Земли [2] и т.д. Известно, что при облучении диэлектрических материалов наблюдается разделение электрических зарядов, что приводит к появлению мощных внутренних электрических полей и даже к электрическому пробою [2]. Электрический пробой является наиболее опасным следствием электризации любых горючих смесей, поскольку сопровождается образованием в материале высокотемпературной области (канала пробоя), где удельная плотность мощности энерговыделения достигает величины (~10^{12} Вт/см^3), сравнимой с уровнем, реализуемым при термоядерном синтезе, а давление ~ 3×10^9 Па [3, 4]. Поэтому при электрическом пробое наблюдаются сильные механические повреждения (рис. 1).

Рис. 1. Разрушение в твердом топливе при импульсом разряде с энергией W=12 Дж.

То есть диэлектрик выступает одновременно как накопитель и концентратор энергии воздействующего облучения, поскольку в канале пробоя способна выделяться энергия, первоначально накопленная во всем объеме. Принцип инициирования электрическим пробоем взрыва смесей горючего с окислителем, например порошкообразного алюминия с водой, позволяет получить даже большую мощность взрыва, чем обычные взрывчатые вещества [5].

Основным процессом, вызывающим уменьшение уровня электрического нагружения, является резкое возрастание электропроводности, возникающее во время действия ионизирующего излучения [2], – эффект радиационной электропроводности. В работе [6] было показано, что при облучении твердого топлива, находящегося во внешнем электрическом поле, возможны электрические разряды. Поэтому представляет интерес дальнейшее изучение электризации твердого топлива при облучении электронами.

Для экспериментального изучения электризации использован метод расщепленного цилиндра Фарадея [7, 8]. В качестве объекта исследования использована топливная композиция, содержащая диспергированные в полимерном связующем на основе полиизопренового каучука перхлорат аммония и алюминий. Степень наполнения дисперсными наполнителями достигала 80 %. Образцы топлива толщиной 7,4 мм имели с обеих сторон электроды диаметром 40 мм. Схема проведения эксперимента состоит в следующем. Плоский образец, имеющий с обеих сторон тонкие металлические электроды, облучается потоком моноэнергетических электронов, максимальный пробег которых меньше толщины образца. Диагностика внутренних электрических полей осуществляется путем регистрации токов, стекающих с переднего (облучаемого) $I_1(t)$ или заднего (тыльного) $I_2(t)$ электродов на землю, при этом электроды находятся под нулевым потенциалом.

В качестве источника облучения использовали электростатический генератор с энергией электронов E_e=1 МэВ. Постоянный во времени поток электронов, падающий нормально к поверхности образца, ограничивали коллиматором диаметром 20 мм. Эксперименты выполнены при комнатной температуре в вакуумной камере при остаточном давлении менее 10^{-2} Па. Более подробно методические вопросы проведения экспериментов рассмотрены в работах [9, 10]. В условиях экспериментов сквозной пробой топлива не наблюдался. Типичная кривая нестационарного тока $I_2(t)$, стекающего с тыльного электрода на землю, представлена на рис. 2 (кривая *1*). Видно, что в процессе электронного облучения достигается стационарный режим накопления зарядов. После прекращения облучения в измерительной цепи в течение 100 с фиксировали ток противоположной полярности, обусловленный релаксацией накопленного за время облучения объемного заряда (кривая *2* на рис. 2). Интегрирование кривой спада тока $I_2(t)$ после облучения в течение t_0=50 с позволяет найти нижнюю оценку накопленного заряда, равную $\int_{t_0}^{t_\infty} I_2(t)dt$ =0,2 нКл/см^2.

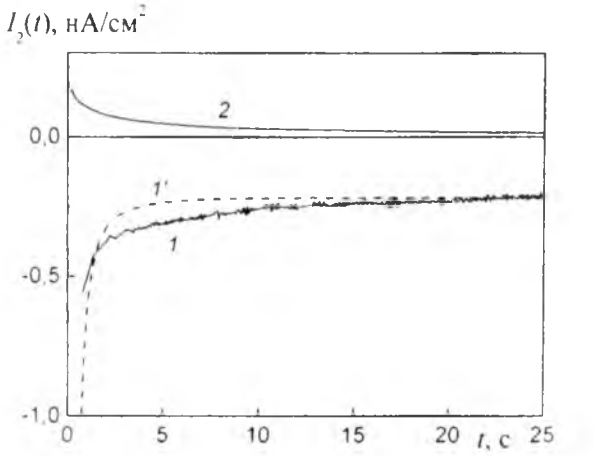


Рис. 2. Кинетика изменения нестационарного тока в процессе (*1*) и после (*2*) облучения электронами с энергией 1 МэВ и плотностью тока 13 нА/см^2: *1*,*2* – эксперимент, *1'* – расчет

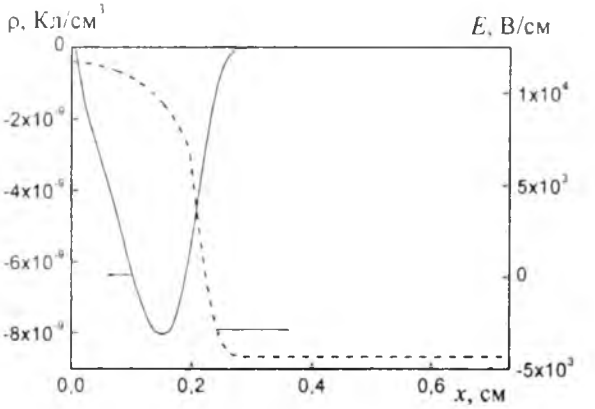


Рис. 3. Результаты расчетов распределений напряженности поля и плотности заряда. Параметры электризации соответствуют рис .2

В процессе электризации наблюдается появление резких всплесков тока $I_2(t)$, свойственных для частичных электрических разрядов [11], что характерно для неоднородных диэлектриков. Из-за малой электрической емкости включения, на котором произошел разряд, плотность тока меньше, чем необходимо для поддержания устойчивого разряда, поэтому он гаснет. Однако напряжение на включении падает не до нуля, а до некоторого значения. Каждый из частичных разрядов сопровождается прохождением через включение определенного электрического заряда, что приводит к изменению напряжения на электродах и, соответственно, к скачкообразному изменению тока в цепи. Так как частичные разряды происходят внутри материала и не сопровождаются выбросом продуктов пробоя наружу, то они не сказываются сильно на общей величине накопленного заряда и лишь приводят к его локальному перераспределению. В топливных композициях появление частичных разрядов нежелательно, поскольку они вызывают локальный нагрев и могут стать причиной воспламенения.

Для численного анализа результатов эксперимента с помощью метода Монте-Карло проводили моделирование переноса электронов [12], что позволило учесть распределение по толщине образца дозы и плотности тока быстрых первичных и вторичных электронов. Далее совместно решали уравнения Пуассона и непрерывности с учетом полевой зависимости радиационной и собственной электропроводности. Результаты расчетов $I_2(t)$ представлены на рис. 1, а распределения по глубине образца напряженности поля и плотности заряда – на рис.3. Интегрирование по глубине образца плотности объемного заряда дает величину суммарного накопленного заряда, который оказался почти в ~5 раз больше, чем его экспериментальная оценка. Это, вообще говоря, не удивительно и указывает на медленную релаксацию накопленного заряда. Таким образом, в топливных композициях при облучении электронами могут возникать электрические поля (~10^4 В/см), при которых начинаются электроразрядные явления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Энергетические конденсированные системы / Под ред. Б.П. Жукова. М.: Янус-К, 1999.
2. Электрические явления при облучении полимеров / А.П.Тютнев, А.В.Ванников, Г.С.Мингалеев, В.С.Саенко. М.: Энергоатомиздат, 1985. 176 с.
3. Лисицын В.М., Олешко В.И., Штанько В.Ф. Кумуляция энергии сильноточных электронных пучков в твердом диэлектрике // Журнал технической физики. 1985. Т. 55, №9. С. 1998.
4. Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. Екатеринбург: УрО РАН, 2000. 258 с.
5. Lee W.M. Metal/water chemical reaction coupled to a pulsed electrical discharge // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. №10, P. 6945-6951.
6. Милёхин Ю.М., Садовничий Д.Н. Электрические эффекты в топливных композициях при облучении электронами // Вооружение. Политика. Конверсия. 2004. №3. С. 38-42.
7. Gross B., Sessler G.M., West J.E. Charge dynamics for electron-irradiated polymer-foil electrets // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. №3. P. 2841-2851.
8. Боев С.Г., Ушаков В.Я. Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках и методы его диагностики. М.: Энергоатомиздат, 1991. 240 с.
9. Садовничий Д.Н., Тютнев А.П., Милёхин Ю.М. Накопление объемного заряда при облучении полистирола электронами в вакууме // Высокомолек. соед. А. 2003. Т.45, №10. С. 1638-1645.
10 .Sadovnichii D.N., Tyutnev A.P., Milekhin Yu.M. Bulk Charging of Polymer Films under Electron Irradiation // Proc. 9-th International Symposium on "Materials in Space Enviroment", Noordwijk, The Netherlands, 2003. P. 727–732.
11. Кучинский Г.С. Частичные разряды в высоковольтных конструкциях. Л.: Энергия, 1979.
12. Лаппа А.В., Бурмистров Д.С., Васильев О.Н. Расчет микродозиметрических характеристик в воде, облучаемой электронами и гамма-квантами // Известия вузов. Физика. 1988. №2. С. 77-82.

ВЛИЯНИЕ СИЛЫ САФФМЭНА НА ПРОЦЕСС УВЛЕЧЕНИЯ МЕЛКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ОСЕДАНИИ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ В СУСПЕНЗИИ

Миньков Л.Л., Дик И.Г.
Томский государственный университет
Университет Эрланген-Нюрнберг
634050, г.Томск, пр. Ленина,36,
тел. (3822)529845, факс (3822)529621
E-mail: lmmkov@ftf.tsu.ru

При оседании частиц полидисперсной суспензии в поле гравитационных или центробежных сил скорость оседания мелких частиц может быть как ниже, так и выше значения, определяемого по формуле Стокса [1]. В первом случае мелкие частицы увлекаются течением жидкости, возникающим в результате ее вытеснения оседающими крупными частицами, если их концентрация достаточно высока. В последнем случае, при незначительных концентрациях крупных частиц, мелкие частицы, попадая в область гидродинамического влияния крупных, приобретают повышенную скорость седиментации. Для объяснения эффекта «ускоренного» оседания мелких частиц в работе [2] была предложена ячеистая модель, основанная на определении среднего времени пребывания мелкой частицы в ячейке, окружающей крупную частицу. В работе [3] была выдвинута гипотеза о том, что причиной повышенной скорости оседания является сила Саффмэна, которая вызвана вращением мелкой частицы в сдвиговом поле течения жидкости и притягивающая мелкую частицу к крупной.

Оценка сил, действующих на мелкие частицы, оседающие в бидисперсной суспензии, показывает [4], что отношение сил Саффмэна и сил Бассэ к силе сопротивления пропорционально отношению размеров мелкой и крупной частиц. Поскольку сила Бассэ направлена в ту же сторону, что и сила сопротивления, то для отношения размеров частиц порядка 0.1 ее можно не учитывать, в то время как сила Саффмэна может оказывать заметное влияние на траекторию движения частицы, т.к. направлена перпендикулярно вектору скорости частицы.

Целью данной работы является исследование влияния силы Саффмэна на кинематику движения мелкой частицы, оседающей вблизи крупной, и определение коэффициента захвата мелких частиц крупной.

Будем рассматривать движение мелкой частицы диаметром d_f либо в цилиндрической ячейке радиуса R и высотой $2R$, в центре которой находится крупная частица диаметром d_c (рис. 1,а), либо в сферической ячейке Хаппеля радиуса R (рис. 1,б). Свяжем систему координат с центром крупной частицы (рис. 1). Будем предполагать, что мелкая частица безынерционна, т.е. число Stk<<1. Это допущение справедливо для суспензии песок–вода, в которой размеры крупных частиц не превышают 100 мкм, а размер мелких частиц на порядок меньше.

Предположим, что на мелкую частицу действуют следующие силы: сила тяжести, направленная вниз, $\vec{F}_g = -\frac{\pi}{6} d_f^3 \rho_s g \cdot \vec{j}$; сила Архимеда, направленная вверх, $\vec{F}_A = \frac{\pi}{6} d_f^3 \rho_l g \cdot \vec{j}$; сила Саффмэна, вызванная вращением частицы в сдвиговом потоке, $\vec{F}_S = 1.615 \rho_l d_f^2 \left(\frac{\mu}{\rho_l |\mathrm{rot}\vec{U}_l|} \right)^{0.5} (\vec{U}_l - \vec{U}_p) \times \mathrm{rot}\vec{U}_l$, сила сопротивления Стокса, действующая со стороны жидкости на частицу $\vec{F}_{St} = 3\pi\mu d_f (\vec{U}_l - \vec{U}_p)$.

Поле скорости жидкости $\vec{U}_l(x, y)$ в цилиндрической ячейке определяется из решения [5], а в сферической ячейке – из решения [6].

Из баланса сил, действующих на частицу $\vec{F}_g + \vec{F}_A + \vec{F}_S + \vec{F}_{St} = 0$, получается следующая система уравнений относительно U_p и V_p:

$$K(V_l - V_p) + 3\pi\mu d_f (U_l - U_p) = 0 \qquad (1)$$

$$-\frac{\pi}{6} d_f^3 (\rho_s - \rho_l) g - K(U_l - U_p) + 3\pi\mu d_f (V_l - V_p) = 0, \qquad (2)$$

где $K = 1.615 \rho_l d_f^2 \omega \left(\frac{\mu}{\rho_l |\omega|} \right)^{0.5}$, $\omega = \frac{\partial V_l}{\partial X} - \frac{\partial U_l}{\partial Y}$.

Выбирая в качестве масштабов скорости и длины, соответственно, скорость оседания крупной частицы $U_c = \frac{d_c^2 (\rho_s - \rho_l)}{18\mu} g$ и диаметр d_c, обезразмерим систему (1) – (2), поделив ее на $3\pi\mu d_f U_c$.

Решение получившейся системы уравнений имеет вид:

$$\upsilon_p = \upsilon_l(x, y) - \left(\frac{d_f}{d_c} \right)^2 \frac{1}{k^2 + 1}, \qquad (3)$$

$$u_p = u_l(x, y) + \left(\frac{d_f}{d_c} \right)^2 \frac{k}{k^2 + 1}, \qquad (4)$$

где $k = 0.242 \frac{d_f}{d_c} \mathrm{Re}_c^{0.5} \frac{\bar{\omega}}{|\bar{\omega}|^{0.5}}$, $\bar{\omega} = \frac{\partial \upsilon_l}{\partial x} - \frac{\partial u_l}{\partial y}$,

$\mathrm{Re}_c = \frac{\rho U_c d_c}{\mu}$.

Для нахождения координат траектории частицы решается следующая задача Коши:

$$\frac{dx_p}{d\tau} = u_p(x_p, y_p); \quad \frac{dy_p}{d\tau} = \upsilon_p(x_p, y_p). \qquad (5)$$

В начальной точке траектории частицы задаются условия: $x_p\big|_{\tau=0} = x_0$; $y_p\big|_{\tau=0} = -r$ – для цилиндри-

ческой ячейки и $y_p\big|_{\tau=0} = -\sqrt{r^2 - x_0^2}$ – для сферической ячейки.

Система уравнений (5) решается до тех пор, пока не выполнится одно из условий: а) достижение частицей границы ячейки: $y_p \geq r$ или $y_p \geq \sqrt{r^2 - x_0^2}$; б) пересечение траектории мелкой частицы с границей крупной частицы $x_p^2 + y_p^2 \leq 1$; в) условие предельной траектории мелкой частицы $dy_p/dx_p\big|_{x_p=0} = 0$.

Коэффициент захвата определяется как x_*/r, где x_* – абсцисса начальной точки предельной траектории частицы.

На рис.1 показаны три характерные траектории мелких частиц, полученные для $\mathrm{Re}_c \approx 1$. Кривая 1 – траектория, пересекающая область, занятую крупной частицей. Кривая 2 – предельная траектория мелкой частицы. Кривая 3 – траектория частицы, вылетающей из рассматриваемой ячейки. Все частицы, имеющие абсциссу точки входа x_0 в ячейку, меньшую x_*, захватываются крупной частицей, а все другие, у которых x_0 больше x_*, покидают ячейку.

На рис. 2 показаны зависимости коэффициента захвата x_*/r от скорости оседания мелкой частицы U_f для различных размеров цилиндрической ячейки (сплошные кривые) и сферической ячейки (штриховые кривые). Видно, что с уменьшением размера ячейки и увеличением скорости оседания мелкой частицы коэффициент захвата монотонно увеличивается.

Предположим, что те мелкие частицы, у которых траектории лежат левее предельной траектории, приобретают скорость оседания, равную скорости оседания крупной частицы, а остальные сохраняют скорость оседания неизменной. Согласно этому допущению определим среднюю скорость оседания мелких частиц следующим образом:

$$U_s = \left[U_f \pi\left(R^2 - X_*^2\right) + U_c \pi X_*^2\right] / \pi R^2 .$$

Отсюда следует:

$$u_s/u_f = 1 + x_*^2\left(1 - u_f\right)/u_f . \qquad (6)$$

Результаты параметрических расчетов зависимости абсциссы начальной точки предельной траектории x_* от скорости оседания мелкой частицы u_f с точностью не ниже 1% в диапазоне $2 < r < 10$ аппроксимируются зависимостью:

$$x_* = a u_f + b\sqrt{u_f} , \qquad (7)$$

где $a = 4.474 C_{V_c}^{0.331}$, $b = 0.972 C_{V_c}^{0.462}$ – для ячейки Хаппеля; $a = 15.971 C_{V_c}^{0.449}$, $b = 0.532 C_{V_c}^{0.382}$ - для цилиндрической ячейки. Тогда для средней скорости оседания имеем

$$\frac{u_s}{u_f} = 1 + \left[a\left(d_f/d_c\right) + b\right]^2\left[1 - \left(d_f/d_c\right)^2\right]. \qquad (8)$$

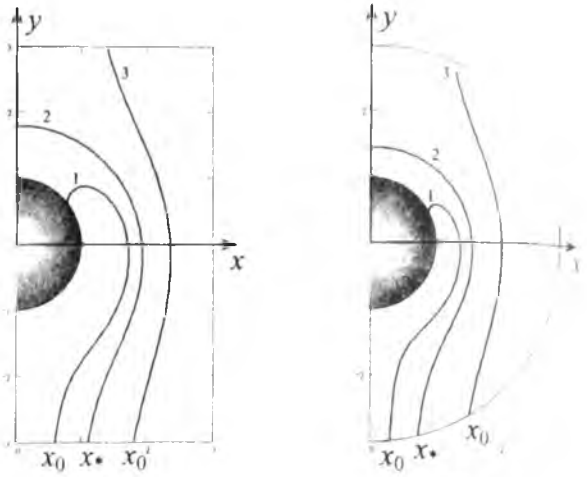


Рис. 1. Траектории мелких частиц в цилиндрической ячейке (а) и сферической ячейке Хаппеля (б)

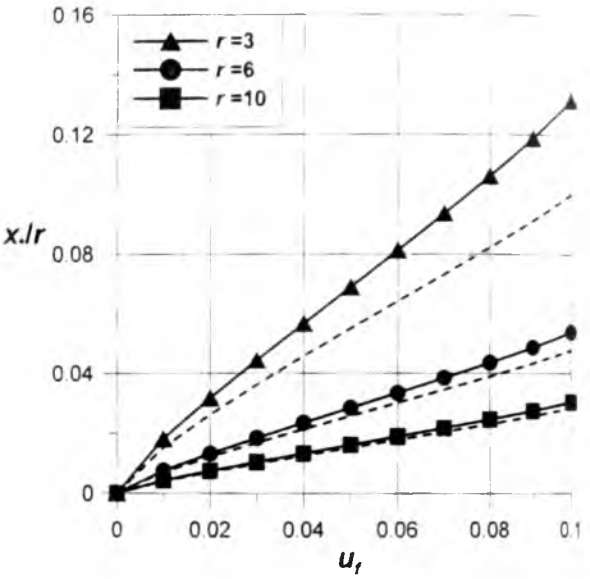


Рис. 2. Зависимость коэффициента захвата мелких частиц от скорости их оседания

Из полученной зависимости (8) следует, что при увеличении размера крупной частицы средняя скорость оседания мелкой частицы u_s будет уменьшаться, что противоречит экспериментальным данным работы [1]. Следовательно, гипотеза, выдвинутая в работе [3] о механизме повышенной скорости оседания мелких частиц, несправедлива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gerhart Ch., Dück J., Neeße Th. // Aufbereitungs Technik. 1999. B.40,N7. S. 328-334.
2. Дик И.Г., Миньков Л.Л.//Тр. Всерос. науч. конф «Матем. моделирование в синергетических системах», 20-30 июля 1999 г. Улан-Удэ;Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. С. 146-149.
3. Schubert H.//Aufbereitungs Technik. 2003. B.44,N2. S. 5-17.
4. Dück J., Neeße Th.//Aufbereitungs Technik. 2003. B.44,N7. S.17-25.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., 1974.
6. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.,1976.

О ПРИМЕНЕНИИ ЗАКОНА ДЕЙСТВУЮЩИХ МАСС К РЕАЛЬНЫМ СИСТЕМАМ

Павлов А.М., Калижанова У.С.
Восточно- Казахстанский государственный университет им. С. Аманжолова
492025, г.Усть-Каменогорск, ул. 30[й] Гв. дивизии,34,
тел. (83232) 477880, (83232)425718; факс(83232)286407
E-mail: ampavlov@mail.ru

При расчете химических реакций используется закон действующих масс [1,2] в виде

$$\prod P_i^{\nu_i} = \exp\left[-\sum \frac{V_{i0}\omega_i}{RT}\right] = K_p^a(T). \qquad (1)$$

Этот же закон используется при расчете комплексов молекул в газах. При этом считается, что химический потенциал комплекса с g частицами связан с потенциалом мономера соотношением

$$\mu_g = g\mu_1, \qquad (2)$$

а парциальное давление комплексов размерности g равно

$$P_g = n_g kT \qquad (3)$$

(см. [3]).

На наш взгляд, предположение о существовании комплексов в газах противоречит модели идеального газа, с помощью которой записаны соотношения (1)–(3). Отсюда возникает необходимость обобщения этих уравнений на неидеальные системы, в которых комплексы молекул играют существенную роль.

Рассмотрим сначала связь между μ_g и μ_1 в неидеальном газе. Обычно для вывода этой связи используются два соотношения

$$\sum \mu_g \cdot \delta N_g = 0, \qquad (4)$$

$$\sum g\delta N_g = 0. \qquad (5)$$

Отсюда и выводится равенство (2). На наш взгляд при постоянных ***P, V*** и ***T*** на δN_g накладывается еще одно условие:

$$\sum E_g \delta N = 0 \qquad (6)$$

где $E_g = E_g^0 + E_g + U_g$ - полная энергия комплекса размерности g; E_g^0–внутренняя энергия комплекса; E_g– средняя кинетическая энергия и U_g– средняя потенциальная энергия комплекса размерности g, т.е

$$U_g = \left\langle \sum U_{gk} \right\rangle.$$

В самом деле, так как полная энергия системы остается неизменной, т.е.

$$\sum E_g N_g = \text{const}$$

и $\sum \delta E_g N_g = 0$, то $\sum E_g \delta N_g = 0$.

Используя метод неопределенных множителей Лагранжа из (4)–(6) получаем

$$\mu_g + \alpha g + \beta(E_g) = 0. \qquad (7)$$

Если записать равенство (7) для мономера, то можно исключить коэффициент α:

$$\alpha = -\mu_1 - \beta \cdot E_1 \qquad (8)$$

и

$$\mu_g = g\mu_1 + \beta \cdot (gE_1 - E_g), \qquad (9)$$

где

$$E_g = E_{gвнут} + E_{gbp} + E_{gncm} + E_{gкл} + \sum U_{gk} N_k.$$

Множитель β можно найти из условия, что когда пар становится насыщенным, то $\mu_{ж} = \mu_{нп}$, и ,следовательно, g→ ∞, т.е. вся жидкость – это один комплекс.

Следовательно, $\lim_{g\to\infty} \frac{N_g}{g} = \mu_{ж}$ и

$$\mu_{ж} = \mu_{1нп} + \beta \cdot \left(E_1 - \lim_{g\to\infty} \frac{E_g}{g}\right). \qquad (10)$$

Отсюда

$$\beta = \frac{\mu_{ж} - \mu_{1нп}}{E_1 - \lim_{g\to\infty} \frac{E_g}{g}}.$$

Если E_g не зависит от g, то $\lim_{g\to\infty} \frac{E_g}{g} = 0$. Если же E_g~g , то предел имеет конечное значение. В E_g входит как кинетическая энергия, не зависящая от g, так и потенциальная энергия, зависящая от g. Следовательно,

$$\beta = \frac{\mu_{ж} - \mu_{1нп}}{E_{1нп} - U_{1ж}}, \qquad (11)$$

где $U_{1ж}$–энергия испарения приходящаяся на одну частицу.

Определение разности энергий приводит к следующим выражениям для μ_g:

$$\mu_g = g\mu_1 + \beta \cdot (gE_1 - E_g), \qquad (12)$$

где

$$\beta = \frac{\mu_{ж} - \mu_{1нп}}{E_{1нп} - U_{1ж}},$$

$$gE_1 - E_g = \begin{cases} D + (g - \frac{3}{2}kT) - g\frac{U_0}{2} - (\frac{D^2}{(h\nu_g)^2} - \frac{1}{4})\frac{h\nu_g}{2}, \\ D + (g-1)\frac{3}{2}kT - g\frac{U_0}{2} - \sum_{k=1}^{3g-6}(\frac{D^2}{(h\nu_g)_k^2} - \frac{1}{4})\frac{h\nu_{gk}}{2}, \\ D - \frac{l}{2}kT - (\frac{D^2}{(2g_r)^2} - \frac{1}{4})\frac{h\nu_g}{2} \end{cases} \qquad (13)$$

Первое уравнение в (13) – для двух атомного, второе – для трехатомного, третье – для одноатомного газа.

Сами химические потенциалы тоже определяются по-другому, чем в теории идеального газа. Так как свободная энергия газа равна

$$F = -\frac{3}{2}kT\sum_{g=1}^{\infty}N_g \ln(2\pi m_g kT) +$$

$$+\sum_g kTN_g - \sum_g kTN_g \ln N_g + kT\sum_g N_g f_g \ln h -$$

$$-\sum_g kTN_g \ln Q_{внутр} + \frac{kT}{2V}\sum_{Ng}\sum_k N_g N_k \varpi_{gk}$$

то

$$\mu = -\frac{3}{2}kT\ln(2\pi m_g kT) - kT\ln N_g +$$

$$+kT\ln h^{fg} - kT\ln\frac{Q_{внg}}{h^{fg}} + \frac{kT}{V}\sum_k \varpi_{gk}N_k ,$$

где $\varpi_{gk} = \int_0^{\infty}\left(1 - \exp\left(-\frac{U_{gk}}{kT}\right)\right)dV = \frac{2B_{gk}}{N_A}$.

B_{gk}–второй вириальный коэффициент комплексов с размерностью g при взаимодействии с другими комплексами; N_A- число Авогадро; $Q_{внутр}$-конфигурационный интеграл, соответствующий вращательному и колебательному движениям.

Если положить, что $B_g = \sum\frac{B_{gk}\cdot N_k}{N_A}$ есть второй вириальный коэффициент комплексов размерности g, то

$$\mu_g = -\frac{3}{2}kT\ln(2\pi m_g kT) - kT\ln N_g -$$

$$-kT\ln\left[\left(\frac{8\pi^2 kT}{h^2}\right)^{3/2}\cdot(J_1J_2J_3)^{\frac{1}{2}}\right] - kT\sum_{i=1}^{n}\frac{\alpha_i\sqrt{\pi}}{\sigma} -$$

$$-kT\sum_{k=1}^{3n-6}\left(1-\exp\left(-\frac{h\nu_k}{kT}\right)\right)^{-1} + \frac{2kT}{V}B_g .$$

Для определения β необходимо знать $\mu_ж$ и $U_ж$. Согласно [2, с.366]

$$\mu_ж = \frac{1}{2}\chi(0) - kT\ln\left[\left(\frac{2\pi m_1 kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} Q_{внутр}\right] - kT\ln Vj$$

где

$$\chi(0) = -\frac{2a}{VN_A}; \quad \frac{1}{2}N_A\chi(0) = -\Delta U_{исп}$$

молярная энергия испарения;

$$Vj = 8\left[\left(\frac{V}{N_A}\right)^{\frac{1}{3}} - 0.7816\left(\frac{6}{N_A}\right)^{\frac{1}{3}}\right]^3 -$$

свободный объем, приходящиеся на одну молекулу.

Если использовать потенциал Леннарда – Джонса (6–12), то

$$\chi(0) = 4ZE\left[\left(\frac{\sigma}{a}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{a}\right)^{6}\right],$$

$$a^3 = \gamma\frac{V}{N},$$

где для кубической решетки z=6, γ=1, а для гранецентрированной кубической решетки z=12, $\gamma=\sqrt{2}$. Что касается $U_ж$, то это есть χ(0), т.е. $U_ж=\chi(0)$. Что касается $E_{1n\,n}$, то это есть в основном кинетическая и внутренняя энергия мономера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шиллинг Г. Статистическая физика в примерах. М.:Мир, 1976. 432 с.
2. Смирнова Н.А. Методы статистической термодинамики в физической химии. М.: Высш.шк., 1982. 455 с.
3. Жуховицкий Д.И. Термодинамика малых кластеров // ЖФХ.1993. Т.67, №10. 1962-1965 с.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ГАЗОВ

Павлов А.М., Калижанова У.С.
ИМФиТ при университете ВКГУ им.С.Аманжолова
492036, г.Усть-Каменогорск, ул. Ворошилова, 147,
тел.(3232)477880,
E-mail: ampavlov@mail.ru

Теплопроводность газов играет большую роль в современной физике. С новыми достижениями научно технического прогресса проблема теплопроводности газов [1] получила широкий размах. Стали необходимы более точные данные о теплопроводности различных газов.

Основной целью данной работы является описание влияния комплексов молекул или кластеров на теплопроводность разных газов. Сначала рассмотрим влияние температуры на теплопроводность газов.

Теплопроводность газов при низких давлениях увеличивается с температурой [2]. В узких температурных диапазонах зависимость λ от T почти линейна. Значение $\frac{d\lambda}{dT}$ изменяется приблизительно от 0,1 10^{-6} до 0,3 10^{-6} кал/см с^2 и вещества с большими значениями λ обычно имеют более высокое значение $\frac{d\lambda}{dT}$.

Теплопроводность всех газов возрастает с давлением, хотя при низких и умеренных давлениях это соотношение относительно невелико.

Обычно рассматривается три области, в которых влияние давления существенно различно.

1. ОЧЕНЬ НИЗКИЕ ДАВЛЕНИЯ.

В этой области средняя длина свободного пробега молекул сопоставима с размерами измерительной ячейки и влияние давления оказывается незначительным , т.е. при давлении 0,1 мм рт. ст. значение λ почти пропорционально P.

В работах по теплопроводности часто используется понятие «нулевое давление», оно относится к значениям, экстраполированным к более высоким давлениям (свыше нескольких мм рт. ст.), а не к измеренным значениям в области очень низких давлений.

2. НИЗКИЕ ДАВЛЕНИЯ.

К диапазону низких давлений относятся значения P примерно 1 мм рт. ст. до 10 атм. В этом диапазоне теплопроводность возрастает приблизительно на 1% при увеличении давления на одну атмосферу. Таким повышениям λ часто пренебрегают в литературе, и теплопроводностью при низком давлении называют либо значение λ при 1 атм. либо значение λ при экстрапалированном нулевом давлении.

Большинство имеющихся данных о теплопроводности λ было получено для области низких давлений. Но переменной величиной, изменяемой в экспериментах, обычно служила температура, а не давление. Б.Г. Байнес и Р.П. Бернет приводят данные о теплопроводности для паров различных организаций органических веществ при температурах от 30 до 100 ^{0}C в диапазоне давлений от 1 до 100 мм рт. ст., и отмечают, что значение λ увеличивается с давлением. Для полярных соединений величина теплопроводности изменяется от 0,5 до 4,3. Для неполярных соединений значение λ меньше двух. Данные для полярных и неполярных соединений показали, что λ уменьшается с повышением температуры.

3. ВЫСОКИЕ ДАВЛЕНИЯ.

Многие корреляции теплопроводности при высоком давлении основываются на использовании принципа соответствующих состояний, согласно которому λ/λ_c наносится на график как функция приведенного давления при постоянной приведенной температуре.

Теплопроводность при T и низком давлении обозначается через λ_0. Теплопроводность значительно меняется при небольших изменениях температуры или давления вблизи критической точки; здесь обнаруживаются резкие перепады значения λ на изотермической кривой при изменении давления. Это явление объяснить нелегко. Оно может быть обусловлено упорядочением молекул, соответствующим переходной стадии, или влиянием мелкомасштабной циркуляции, вызываемой миграцией небольших скоплений молекул.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СМЕСЕЙ ГАЗОВ

Теплопроводность газовой смеси обычно не является линейной функцией. Если молекулы компонентов сильно отличаются по полярности, теплопроводность смеси превышает значения, получаемые по правилу аддитивности при выражении состава смеси в мольных долях: для неполярных молекул наблюдается обратная тенденция, и она тем более явно выражается, чем больше разность молекулярных масс или размеров молекул компонентов.

Изменение температуры обычно не оказывает заметного влияния на форму кривых зависимости теплопроводности смеси от состава. Однако бывают случаи, когда смесь, обнаруживающая отрицательное отклонение при низких температурах, может дать положительное отклонение при более высоких температурах: здесь «отклонения» следует понимать как отклонения от правила аддитивности при выражении составов в мольных долях.

Если отсутствуют признаки такого аномального поведения, влияние температуры на теплопроводность смеси складывается в основном с изменением чистых компонентов.

ВЛИЯНИЕ КЛАСТЕРОВ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЧИСТЫХ ГАЗОВ

Пусть в единице объема содержится n_1 мономеров и n_2 димеров, тогда

$$n_0 = n_1 + 2n_2 . \qquad (1)$$

Для идеального одноатомного газа, состоящего из мономеров, теплопроводность равна

$$\lambda = \frac{1}{3} \cdot n_0 \cdot c \cdot \ell \cdot c_v . \qquad (2)$$

Для идеального газа, состоящего из мономеров и димеров, имеем:

$$\lambda = \frac{1}{3} \cdot n_1 \cdot c_1 \cdot \ell_1 \cdot c_{v1} + \frac{1}{3} \cdot n_2 \cdot c_2 \cdot \ell_2 \cdot c_{v2} , \qquad (3);$$

где c_1 и c_2 – скорости движения мономеров и димеров, c_{v1} и c_{v2} – теплоемкости мономера и димера, определены соответственно:

$$c_{v1} = \frac{5\,k}{2\,m_1} \text{ и } c_{v2} = \frac{7\,k}{2\,m_2} .$$

В случае $\ell_1 = \ell_2 = \ell$ одинаково и

$$\ell = \frac{1.0}{\pi \cdot \sigma_{12}^{\,2} \cdot (n_1 + 2n_2) \cdot \sqrt{2}} , \qquad (4)$$

где $\sigma_{12} = \frac{(\sigma_{11} + \sigma_{22})}{2}$ – эффективные диаметры столкновения; σ_{11} и σ_{22} – диаметры мономера и димера.

Можно вывести для коэффициента теплопроводности:

$$\lambda = \frac{1.0 \cdot n_1 \cdot c_1 \cdot c_{v1}}{3 \cdot \pi \cdot \sigma_{12}^2 \cdot \sqrt{2}} \left[\frac{n_1}{n_1 + n_2} + \frac{7 \cdot n_2}{5 \cdot (n_1 + n_2)} \right] . \qquad (5)$$

Учитывая, что $\alpha = \frac{n_2}{n_0}$ – степень димеризаций, и обозначив выражение перед квадратной скобкой через λ_0, получим

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \left[\frac{(1 - 2\alpha)}{1 - \alpha} + \frac{1.4\alpha}{1 - \alpha} \right] . \qquad (6)$$

Приведя к общему знаменателю, окончательно имеем

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \left[\frac{(1 - 0.6\alpha)}{1 - \alpha} \right] . \qquad (7);$$

Проведя расчеты теплопроводности азота видим, что с ростом температуры коэффициент λ возрастает, особенно при низких температурах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1.Беляев Н.М. Методы теории теплопроводности. М.: Высш. Шк., 1982.666 с.

2.Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов. Л.: Химия, 1982. 591 с.

РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ДВУХ ВИДОВ ДИНАМОРЕАКТИВНЫХ ОРУДИЙ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ЗАГЛУБЛЕНИЯ СТРОИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ГРУНТ

Пенский О.Г.

Пермский государственный университет
614099, г.Пермь, ул. Букирева, 15,
тел. (3422)396584, факс (3422)371611
E-mail: ogpensky@mail.ru

С конца 1970-х годов в Пермском государственном техническом университете под руководством проф. М.Ю. Цирульникова велись разработки по созданию откатных артиллерийских установок для застреливания в грунт строительных элементов (анкеров, свай, труб и т.д.). В результате этих разработок была создана установка, носящая индекс УЗАС-2 [1–3], способная погружать сваи диаметром 0.168 м, например в глину с показателем консистенции 0.3 на глубину до 4 м. В работе [1] показано, что для получения наибольшего проникания строительных элементов (СЭ) необходимо применять принцип импульсного вдавливания и, как следствие этого, возможность поглощения большой энергии отката. Хотя созданная машина УЗАС-2 успешно использовалась в промышленном и нефтегазовом строительстве при обустройстве месторождений, но ее основной недостаток состоял в том, что эффективно применять эту установку при заглублении свай с большим диаметром миделевого сечения (до 0.4 м) оказалось невозможно из-за необходимости поглощения большой энергии отката.

С целью устранения этого недостатка автор данной статьи предложил использовать сосуд с соплом, «надетый» сверху на откатные части пушки. При выстреле порох воспламеняется в каморе нижнего откатного орудия и сосуде. Под действием выбрасываемых через сопло пороховых газов создается сила отдачи, направленная в сторону, противоположную откату, которая тормозит нижнее артиллерийское орудие.

Описанная выше система названа газодинамическим орудием первого типа (ГО-1). Достоинством ГО-1 является то, что отдельные ее части могут быть использованы как самостоятельные установки для заглубления свай в грунт.

Так ГО-1 без сосуда превращается в обычное откатное артиллерийское орудие (ОАО), применение которого для заглубления строительных элементов в грунт хорошо изучено [1, 2]. Отдельный сосуд с соплом (СС), установленный на головную часть погружаемой сваи, за счет реактивной силы, возникающей в результате истечения пороховых газов из сопла, заставляет проникать СЭ в грунт и полностью снимает вопрос о погашении энергии отката. Принцип работы газодинамического орудия первого типа, состоящего из ОАО и СС, мы объяснили выше.

Опишем математическую модель действия СС. Для этого используем уравнения известной газодинамической модели выстрела [4, 5] при условии, что снаряд движется по бесконечному фиктивному стволу и движение газа рассматривается только на участке длиной, отвечающей за длину сосуда с соплом. Так как величина расчета погружения СЭ не требует большой точности (±0.1 м), то этот подход в теоретическом плане вполне оправдан. Исходя из газодинамических показателей выстрела рассчитывается тяга сосуда согласно соотношениям, учитывающим нестационарность процесса истечения газа из СС и приведенным в работе [6]. Уравнения движения строительного элемента-сосуда имеют вид

$$m\frac{dv}{dt} = R(t) - F(v,l) + mg, \frac{dl}{dt} = v,$$

где t – время; m – суммарная масса СЭ и сосуда; v,l – скорость движения и перемещение СЭ в грунте; $R(t)$ – тяга; $F(v,l)$ – сила сопротивления грунта [7]; g – ускорение свободного падения. Начальные условия для искомых зависимостей – нулевые. Конечная величина заглубления принимается равной значению функции $l(t)$, когда после движения СЭ в грунте значение $v(t)$ становится нулевым. При вычислении тяги в начальных условиях для соответствующей гиперболической системы дифференциальных уравнений в частных производных следует скорость движения начала пространственной системы координат задать равной $-v$ и производить соответствующие поправки при вычислении относительной части сгоревшего пороха.

Расчеты, проведенные на основе описанной математической модели, показывают, что без особых конструкторских и внутрибаллистических проблем сваю, например диаметром 0.4 м и массой 360 кг, можно забить в глинистый грунт с консистенцией 0.3 при помощи СС за один выстрел на глубину до 2.5 м при небольшом максимальном давлении на выходе диффузора сопла. При этом следует учесть, что на такое же расстояние опускается сосуд с соплом относительно своего начального положения.

Для расчета динамики ГО-1 используем математическую модель истечения пороховых газов из сосуда с соплом, описанную выше, но в качестве скорости движения начала пространственной системы координат для сосуда принимаем скорость отката нижнего ОАО. Внутренняя баллистика нижнего откатного артиллерийского орудия рассчитывается на основе термодинамической теории импульсного вдавливания СЭ в грунт с учетом тяги, создаваемой при работе верхнего СС [8].

Расчеты показывают, что для нижнего орудия – артиллерийский системы М-47 с укороченн-

ным до 2.345 м стволом можно так подобрать условия заряжания и параметры сосуда, что СЭ с диаметром миделевого сечения 0.4 м при выстреле погрузится в глинистый грунт на расстояние до 3 м. Как показывают вычисления, максимальное заглубление может быть достигнуто при малой массе заряда в нижнем орудии, обеспечивающем лишь возможность выхода забойника СЭ [2] из канала ствола. Это позволяет значительно понизить дульное давление. Можно подобрать параметры заряжания таким образом, что скорость и величина отката будут настолько незначительными, что в применении тормозов отката системы отпадает необходимость.

Остановимся на достоинствах и недостатках ГО-1 и СС.

Достоинства ГО-1:

- при заглублении строительного элемента откатные части после выстрела поднимаются на небольшую высоту относительно начального положения (это важно при заглублении, например, свай в дно через слой воды);

- забойник, вставленный в ствол определяет направление движения длинного СЭ;

- существует возможность применять различные способы погружения СЭ в грунт (свободное застреливание, полузастреливание, импульсное вдавливание);

- практическое погружение сваи на расстояние большее расчетного не отражается на конструкции ГО-1.

Недостатки ГО-1:

- сложность конструкции;

- при уплотнении грунта значительно возрастают скорость и величина свободного отката.

Достоинства СС:

- простота конструкции;

- уплотнение грунта не влияет на конструкцию.

Недостатки СС:

- при заглублении СЭ в рыхлый грунт необходима ограничительная тарель;

- СС пригоден только для погружения на небольшие глубины;

- при заглублении длинных «спиц» поперечные напряжения, возникающие в СЭ, могут переломить его, так как используется импульсное вдавливание на протяжении всего движения «спицы»;

- необходимы специальные направляющие для вертикального погружения СЭ в грунт.

В порядке возрастания мощности можно расположить рассматриваемые орудия следующим образом: откатные артиллерийские орудия, сосуды с соплом, газодинамические орудия первого типа.

Основную задачу внутренней баллистики при дополнительном вычислении заглубления строительного элемента в грунт назовем расширенной основной задачей внутренней баллистики (РОЗВБ). Для решения РОЗВБ рассмотренных выше и других орудий составлена программа для ПК IBM PC на языке Delphi 7 под Windows 2000 [9]. Системы гиперболических уравнений в частных производных, описывающие соответствующие математические модели, численно решались при помощи схемы Эйлера–Лагранжа [4], а обыкновенные дифференциальные уравнения интегрировались при помощи метода Рунге Кутты второго порядка [10], что соответствует точности аппроксимации разностных схем порядка $O(\tau^2)$, где τ – шаг интегрирования по времени.

Время проведения одного численного эксперимента на основе газодинамической модели выстрела при достаточной степени точности и достижении устойчивости соответствующих разностных схем не превышает 20 мин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пенский О.Г. Импульсно-тепловые машины в строительстве. Пермь: Изд-во Перм. ун-та, 2000. 95 с.

2. Бартоломей А.А., Григорьев В.Н., Омельчак И.М., Пенский О.Г. Основы импульсной технологии устройства фундаментов. Пермь: Изд-во ПГТУ, 2002. 175 с.

3. Цирульников М.Ю., Григорьев В.Н., Пенский О.Г. Установка для погружения строительных элементов в грунт: А. с. №1258105 от 15.05.1986 г.

4. Русяк И.Г., Ушаков В.М. Внутрикамерные гетерогенные процессы в ствольных системах. Екатеринбург: Изд-во УроРАН, 2001. 259 с.

5. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 256 с.

6. Орлов Б.В., Мазинг Г.Ю. Термодинамические и баллистические основы проектирования ракетных двигателей на твердом топливе. М.: Машиностроение, 1979. 390 с.

7. Пенский О.Г. Приближенное определение силы сопротивления грунта движению застреливаемого строительного элемента // Основания и фундаменты в геологических условиях Урала. Пермь: Изд-во ПГТУ, 2003. С. 84-94.

8. Пенский О.Г. Термодинамическая оценка применения специальных импульсно-тепловых машин в строительстве. Пермь: Изд-во Перм. ун-та, 2003. 106 с.

9. Пенский О.Г. Программа "POZVB" (решение расширенной основной задачи внутренней баллистики артиллерийских орудий, предназначенных для заглубления строительных элементов в грунт, на основе термодинамической и газодинамической моделей выстрела). Свидетельство об отраслевой регистрации разработки №3533 от 12.05. 2004.

10. Бахвалов Н.В., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. М. - СПб.: ФИЗМАТЛИТ, 2000. 622 с.

УДАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАПЕЛЬ С ЖИДКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Перязев М.О., Полев В.Г., Трофимов В.Ф.

НИИ прикладной математики и механики
при Томском государственном университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел.(382-2) 529-656; e-mail: leva@niipmm.tsu.ru

В данной работе рассматриваются процессы массообмена при ударном взаимодействии капли с поверхностью жидкости.

Актуальность таких исследований состоит в следующем. Развитие современных аэрокосмических, химических, экологических технологий связано в некоторых своих аспектах с проблемами каплеобразования. Важными являются задачи исследования закономерностей взаимодействия капель с твердыми и жидкими поверхностями, реализующиеся при инерционном выносе капель конденсата на поверхность тракта камеры сгорания и сопла, а также задача уноса ветром брызг, получающихся при ударе капель дождя о поверхность экологически неблагополучных водоемов. Механизмом подъема частиц с поверхности бассейна может быть сильный порыв ветра, а также выпадение атмосферных осадков, вызывающих образование вторичных капель, что увеличивает вероятность вовлечения частиц в атмосферу. Естественное перемешивание жидкости поддерживает на поверхности бассейна определенную концентрацию загрязненных частиц, которые в соответствии с представленными механизмами с определенной долей вероятности попадают в атмосферу.

Кроме того, падение капель дождя на морскую поверхность вызывает подводный шум. Данная проблема интенсивно исследуется в США и других странах в связи с подводной акустикой.

Теоретические и экспериментальные исследования данного процесса приводились в ряде работ [1—5]. Еще в XIX в. лордом Рэлеем были проведены классические, но в основном качественные исследования процесса образования кратера при соударении капли с поверхностью. Были проведены теоретические исследования и получены зависимости максимальной глубины каверны от скорости и размеров капель [1]. Исследованы и подтверждены экспериментально выражения для длины волны, образующейся при взаимодействии.

Цель данной работы – получение зависимостей параметров вторичного каплеобразования от динамики и размеров первичных капель и их изучение. В эксперименте использовались четыре иглы с различными диаметрами сечения для получения капель разного размера.

Для исследования зависимостей параметров процесса от скорости капли в установке предусмотрена возможность изменения высоты подвеса с капилляром.

Непосредственным объектом наблюдения является кювета, наполненная жидкостью, в которую падают капли. Оптическая прозрачность стенок кюветы позволяет зарегистрировать процесс взаимодействия падающей капли с поверхностью и объемом жидкости, находящейся в резервуаре. Регистрация производится при помощи двух видеокамер.

Первая видеокамера располагается таким образом, чтобы в кадре была фронтальная проекция картины (плоскость поверхности жидкости перпендикулярна фокальной плоскости камеры). В поле съемки помещается прозрачная линейка. Таким образом, удобнее всего производить измерения.

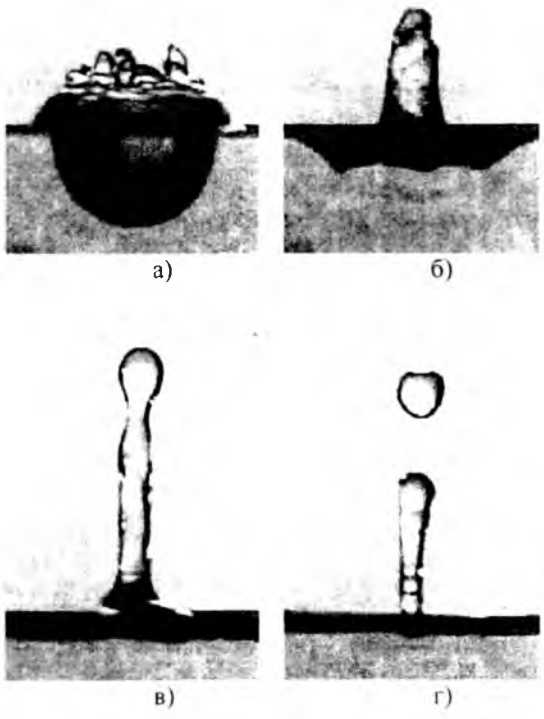


Рис. 1. Стадии процесса взаимодействия капли с поверхностью жидкости: а – t=0.04 с; б – t=0.08 с; в – t=0.12 с; г – t=0.16 с (высота падения капли 197 см, диаметр капли 3.88 мм)

Вторая видеокамера располагается под углом 45° к поверхности. Так удобнее наблюдать качественную картину, например форму короны, количество и направление вторичных капель.

Видеофильм, снятый на цифровую видеокамеру, смонтирован и обработан с помощью программы Virtual Dub 1.4.8. Кадры из фильма представлены на рис. 1.

Экспериментально полученные данные были статистически обработаны по стандартной методике. Аппроксимировав результаты методом

наименьших квадратов, удалось эти зависимости отобразить графически. Графики зависимостей для капли диаметром 2.82 мм представлены на рис. 2 – 4.

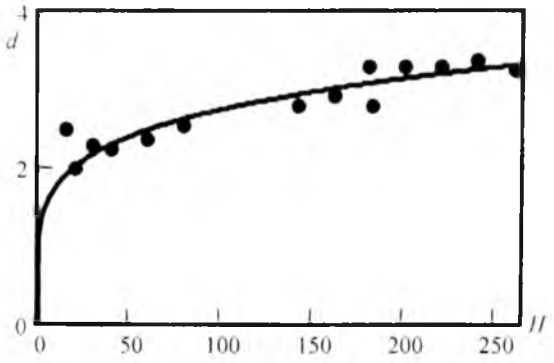


Рис. 2. Зависимость диаметра столбика Рэлея d, мм, от высоты падения капли H, см

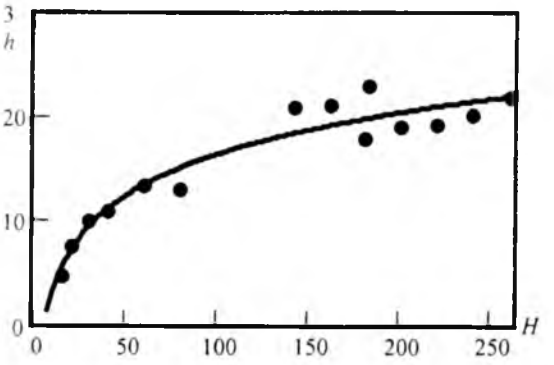


Рис. 3. Зависимость высоты столбика Рэлея h, мм, от высоты падения капли H, см

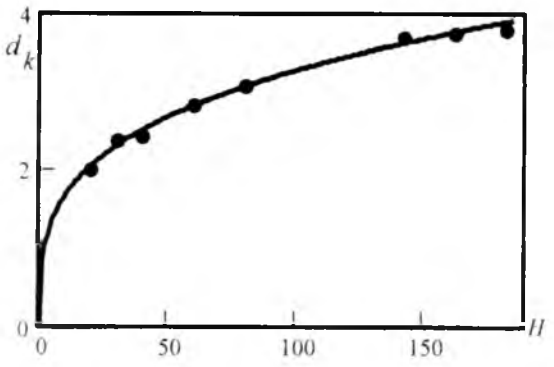


Рис. 4. Зависимость диаметра вторичных капель d_k, мм, от высоты падения капли H,см

Как мы видим, с увеличением высоты падения капли наблюдается явная тенденция к монотонному возрастанию ряда параметров, таких как диаметр столбика Рэлея (рис. 2), его высота (рис. 3) и размеры вторичных капель (рис. 4).

Методом анализа размерностей были получены критерии подобия задачи (в случае сферической первичной капли) – числа Рейнольдса, Вебера и Фруда (Re, We и Fr). Полученное соотношение записывается в следующем виде:

$$\frac{R}{D} = A \cdot Re^{a} \cdot Fr^{b} \cdot We^{b-a}. \qquad (1)$$

По экспериментальным данным в координатной плоскости $We - Re$ были построены кривые, отделяющие три области значения параметров: I – образование столбика Рэлея без отрыва вторичных капель; II – образование столбика Рэлея с отрывом вторичных капель; III – образование пузыря. Кривая, разделяющая области II и III, изображена на рис. 5.

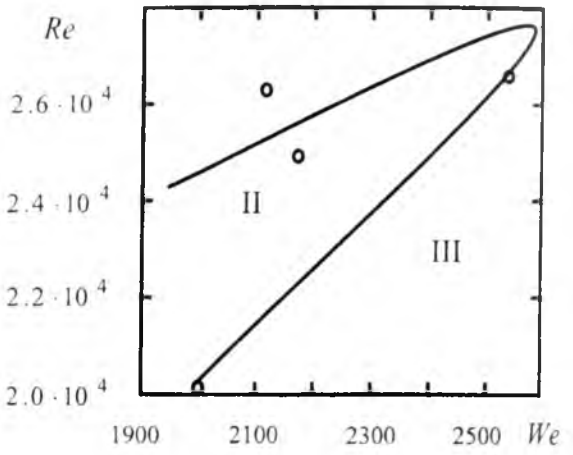


Рис. 5. Кривая, разделяющая область образования столбика Рэлея – II и область образования пузыря – III

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект №02-01-01246) и гранта Минобразования РФ (проект №Е 02-12.3-108)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Olive G. Engel. Crater Depth in Fluid Impact // Journal of Appl. Phis. 1966. Vol. 37, № 4. P. 1798 – 1808.
2. Трофимов В. Ф., Байдюсенов Б. Б., Лим Ю. В., Тельгереков А. В. Установка для комплексного исследования процесса взаимодействия монодисперсных капель с поверхностью жидкости // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2001. Вып. 4. С. 25 – 26.
3. Байдюсенов Б. Б., Лим Ю. В., Тельгереков А. В., Трофимов В. Ф. Экспериментальное исследование процессов массообмена при столкновении капель с поверхностью жидкости // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. Вып. 5. С. 6 – 7
4. Hobbs P. V., Kezvenny A. J. Splashings of a Water Drop // Science. 1967. Vol. 155, № 3766. P. 1112 – 1114.
5. Соловьев А. Д. Слияние капель жидкости при соударениях // Физика облаков и искусственных воздействий: Тр. Центр. аэролог. обсерват. 1969. Вып. 89. С. 3 – 25.

НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ В ИНТЕРЕСАХ НАРОДНОГО ХОЗЯЙСТВА

Пивкин Н.М.

Научно-исследовательский институт полимерных материалов
614113, г. Пермь, ул. Чистопольская, 16,
факс (3422) 55-35-87; E-mail:niipm@pi.ccl.ru

Процессы горения высокоэнергетических конденсированных систем являются предметом глубоких исследований в современной науке и широко используются для решения многих практических задач. Однако некоторые виды горения таких систем пока не находят применения по тем или иным причинам. Ниже пойдет речь о вибрационном горении порохов и твердых ракетных топлив.

Вибрационным или нестабильным горением (НГ) твердого топлива в ракетном двигателе называется такое горение, когда в камере сгорания развиваются высокочастотные колебания давления, приводящие, как правило, к искажению расчетной кривой «давление – время» и различного рода нарушениям внутрикамерного процесса. НГ всегда было крайне нежелательным явлением и затрудняло конструирование и отработку ракетных систем. Внимание специалистов к этому виду горения не ослабевало в течение нескольких десятков лет, пока не был раскрыт механизм зарождения высокочастотных колебаний давления в камере ракетного двигателя и найдены достаточно эффективные способы устранения НГ [1]. В частности, было показано, что в зонах горения твердых ракетных топлив имеют место микроколебания электрической проводимости продуктов горения и давления газовой фазы, которые характеризуются частотой 1...16 кГц. Для некоторых топлив регистрируются одновременно ультразвуковые микроколебания частотой 30...250 кГц. Наиболее вероятной причиной этих микроколебаний являются:

для звукового диапазона (1...16 кГц) – процесс неодновременного выгорания компонентов топлива;

для ультразвукового (30...250 кГц) – протекание отдельных газофазных химических реакций в автоколебательном режиме.

В любом случае рассматриваемые микроколебания определяются химической природой топлива и являются его индивидуальной характеристикой. Для их индикации используется термин «собственные частоты топлива». Специаль-ные эксперименты подтвердили прямую зависимость вибрационного горения твердого топлива от микроколебаний в зонах его горения. По-видимому, они, несмотря на малую амплитуду, при благоприятных резонансных условиях возбуждают акустические колебания в камере двигателя и приводят к вибрационному (нестабильному) горению топливного заряда в целом. Возбуждение осуществляется по механизму термического возбуждения звука, исследованному академиком Б.В. Раушенбахом [2]. Достигнутый к настоящему времени уровень знаний по вибрационному горению твердых ракетных топлив дает основание перевести этот процесс в разряд управляемых и поставить вопрос об использовании его в интересах народного хозяйства. Естественно, что речь при этом идет уже не об устранении вибрационного горения, а наоборот, о сознательном регулируемом возбуждении его в заданных условиях для достижения полезного эффекта на основе высокочастотных вибраций повышенной мощности в газообразных продуктах горения топлива.

Применение вибрационного (нестабильного) горения твердых ракетных топлив в качестве нормального рабочего процесса открывает широкие перспективы конверсии, охватывая как научно-технические, так и производственные мощности оборонных предприятий. Основой для этого является высокая концентрация тепловой энергии в единице массы топлива, позволяющая получать высокочастотные колебания требуемой частоты с амплитудой от 1 до 30 МПа, исключительная простота возможных устройств (в том числе и летающих) и способность их функционировать в различных средах, широком интервале температур и давлений. В предварительном плане нами исследованы следующие приложения.

1. Управление поведением птиц

Серьезной проблемой человечества является защита различных объектов от биоповреждений, вызванных птицами. Такими объектами могут быть летательные аппараты, технические устройства, строительные конструкции, линии связи и электропередач, сельскохозяйственные плантации и другие. Особенно остро стоит вопрос о защите гражданских и военных самолетов от столкновений с различными видами пернатых. Положение усугубляется в случае сверхзвуковых самолетов, которых птицы не слышат, когда они приближаются сзади по курсу.

Исследования в области управления поведением птиц ведутся по многим направлениям. Отдельную группу акустических репеллентов составляют устройства, издающие звуки при «криках бедствия» птиц. Основная полоса таких сигналов применительно к различным видам птиц по частоте находится в интервале 0,5...6,2 кГц [3].

Летающие или стационарные устройства в виде модельного ракетного двигателя с вибрационным горением твердотопливного заряда почти идеально подходят для рассматриваемой задачи. Требуемые параметры по частоте интенсивности и продолжительности сигнала сравнительно несложно подбираются на основе известных рецептур топлив или их модификаций.

Звуковой эффект дополняется ярким пламенем, которое также является репеллентом для птиц.

Лабораторные эксперименты для стационарного устройства в виде модельного двигателя диаметром 40 и длиной 150 мм с зарядом массой около 0,2 кг

проводились в барокамере. Характеристики процесса горения внутри двигателя регистрировали стандартными датчиками давления. Запись звукового давления вне камеры сгорания производили микрофонами фирмы «Брюль и Кьер». Дополнительно использовали осциллоскоп 4094 с блоком памяти XF-44 и самописец ПДП-4. Подтвердился вынос колебательной энергии, создаваемой вибрационным горением, через сопло в окружающее пространство. Индуцируемые при этом колебания звука соответствовали колебаниям в камере двигателя и имели по отношению к ним минимальную кратность.

Опробование нового устройства для отпугивания птиц производилось на одном из аэродромов Московской области (г. Жуковский) совместно с орнитологами. Был зафиксирован отпугивающий эффект в радиусе около 200 м при воздействии на птиц, у которых частота «криков бедствия» совпадает с частотой звука, генерируемого устройством.

Дальнейшие исследования, проведенные нами, привели к созданию летающего варианта устройства для отпугивания птиц. Схема устройства представлена на рис. 1. Основой его является самодвижущаяся пороховая шашка с каналом 1, горящая в вибрационном режиме и генерирующая звук, имитирующий «крики бедствия» птиц. С передней стороны шашка закрывается глухой крышкой из специального топлива, обеспечивающего окрашенность факела пламени и видимость траектории полета устройства.

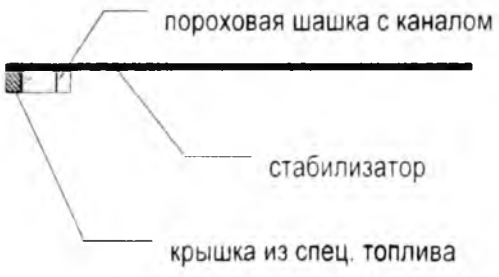


Рис. 1. Летающее устройство для отпугивания птиц:
1 – самодвижущаяся пороховая шашка;
2 – крышка из специального топлива;
3 – стабилизатор полета

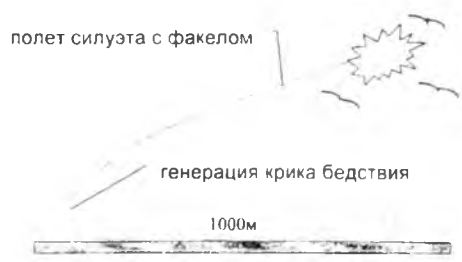


Рис. 2. Характерная траектория полета устройства

Устойчивость полета создается за счет стабилизатора 3 в виде легкой деревянной палочки. Перед пуском устройство вставляется в трубу диаметром 20 мм хвостовым стабилизатором вниз и запускается в сторону скопления птиц. Достигнутая дальность полета при угле 45° составляет около 1 км, что значительно превышает параметры известных аналогов. Характерная траектория полета устройства показана на рис. 2.

Описанные устройства защищены патентами РФ.

2. Виброволновое воздействие на нефтегазоносные пласты

Актуальной задачей многих стран мира является увеличение добычи нефти и газа из скважин, которые со временем теряют промысловое значение из-за уменьшения дебита вследствие различных причин. Одна из них – засорение прискважинной зоны нефтегазоносного пласта асфальто-смолопарафинистыми отложениями и другими веществами, накопившимися за период эксплуатации скважин.

В России и США большое внимание уделяется разработке и практическому использованию пороховых аккумуляторов давления, предназначенных для термогазохимической и барической обработки скважин. В последние годы предпринимаются серьезные попытки влияния на пластовую нефть за счет устройств, обеспечивающих виброволновое воздействие на пласт и его призабойную зону.

Использование вибрационного НГ твердотопливного заряда дает уникальные возможности объединить в одном устройстве положительные качества термогазохимического, барического и виброволнового воздействий непосредственно на пласт и его призабойную зону на заданной глубине скважины. При этом возникает качественно новый тип воздействия, отличающийся по своей природе от отдельных составляющих.

Отработка нового аккумулятора давления для скважин производилась нами на базе известного аккумулятора АДС-6 с сохранением его внешних габаритов и системы воспламенения. Однако химический состав топлива выбирался с таким расчетом, чтобы обеспечить сгорание топливного заряда в вибрационном режиме.

Опытно-промысловые испытания нового порохового аккумулятора давления проводились на нефтедобывающих скважинах Пермской области. Всего обработано 15 скважин. Контрольные замеры устойчиво показывают эффект двукратного увеличения коэффициента продуктивности скважин.

Начато серийное изготовление аккумуляторов давления в заводских условиях.

3. Физические предпосылки для рассеивания туманов

В процессе исследований вибрационного горения твердых топлив в камере ракетного двигателя были установлены весьма важные обстоятельства.

1. В момент развития высокочастотных регулярных колебаний давления наблюдается определенная концентрация конденсированных частиц, содержащихся в продуктах горения топлива, которая обеспечивает в ряде случаев визуализацию мод

тангенциальных колебаний. В качестве примера на рис. 3 приведен снимок продуктов горения топлива Н при восьмилучевой форме канала заряда, полученной нами с помощью скоростной кинокамеры через оптически прозрачное стекло в головной крышке модельного двигателя. Серия таких снимков зафиксирована при вибрационном горении указанного топлива с частотой колебаний давления 9...11 кГц и амплитудой около 1 МПа. Поражают упорядоченность расположения конденсированных частиц в акустическом поле (указано стрелкой) и их явное участие в перемещениях, обусловленных колебательным процессом.

2. Многолетняя практика устранения вибрационного горения топлива в двигателе (как нежелательного явления) показала, что одним из эффективных способов для этого является введение мелкодисперсных термостойких добавок в состав рецептуры топлива, которые поглощают энергию колебаний. Теоретические разработки на основе уравнений Навье – Стокса приводят к понятию об оптимальном для каждой частоты диаметре конденсированной частицы, обеспечивающей максимально возможное поглощение акустической энергии. Этот диаметр вычисляется по общеизвестному выражению

$$d_{опт}=\left(\frac{18\eta}{\omega\rho_p}\right)^{1/2},$$

где η – динамическая вязкость среды, в которой находятся частицы; ω – круговая частота колебаний (Гц); ρ_p – плотность частицы.

Результаты расчетов по приведенной формуле для частиц окиси алюминия и для мелкодисперсных капелек воды представлены в таблице.

Максимальное поглощение акустической энергии на частицах различного диаметра в зависимости от частоты колебаний давления

Частота колебаний, кГц	0,2	0,7	2,0	4,0	6,0	8,0	10
Окись алюминия, мкм	25,4	11,6	8,1	5,4	3,8	3,2	3,1
Капельки влаги, мкм	39,4	18,0	12,5	8,4	5,9	5,0	4,8

Известно, что физической основой атмосферных процессов являются мелкодисперсные частицы влаги, образовавшиеся в результате конденсации водяного пара, а также градиенты по температуре и давлению в околоземном пространстве. В связи с этим представляет интерес использовать вибрационное горение твердых ракетных топлив для воздействия на поведение частиц влаги и атмосферные процессы в целом.

Действительно, частицы влаги в облаках и туманах имеют диаметр в пределах от 0,1 до 7,0 мкм [4]. По мере дальнейшей конденсации и коагуляции за счет столкновения друг с другом они могут укрупняться до 100 мкм и более и выпадать в виде осадков. Известен и объяснен положительный опыт акустического воздействия на туманы с целью их просветления с помощью звуковых сирен повышенной мощности [4].

Летающее устройство с вибрационным горением твердотопливного заряда типа, представленного на рис. 1, будет обеспечивать перемещения частиц влаги в акустическом поле по траектории полета устройства, способствовать их интенсивной коагуляции, как показано на рис. 3, и укрупнению до размеров, необходимых для выпадения в виде осадков. Вибрационное горение топлива должно осуществляться, как следует из фактических размеров капелек влаги и таблицы, с частотой колебаний давления не менее 5 кГц. Оптимальная частота будет составлять, по-видимому, 10...12 кГц.

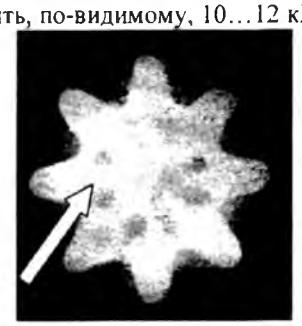


Рис. 3. Концентрация мелкодисперсных конденсированных частиц в акустическом поле внутри канала заряда (указано стрелкой) при вибрационном горении топлива Н.

Автор выражает благодарность своим сотрудникам Н.М.Пелых и А.Н.Пивкину за помощь и активное участие в экспериментальных исследованиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pivkin N.M., Pelykh N.M. High-Fregnency Instability of Combustion in Solid Rocket Motor, //Journal of Propulsion and Power. 1995. Vol. 11, № 4. P. 651 - 656.

2. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. М.: ГИФМЛ, 1961. 500 с.

3. Тихонов А.В. Акустическая сигнализация и эколгия поведения птиц. М.: Изд-во МГИ, 1986. 236 с.

4. Качурин Л.Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеоиздат, 1973. 366 с.

ГОРЕНИЕ СВС-СИСТЕМ С ПЕРЕМЕННОЙ ПОРИСТОСТЬЮ И ВНЕШНИМ ГАЗООБМЕНОМ

Прокофьев В.Г., Смоляков В.К.
Томский государственный университет,
Томский научный центр СО РАН
634055, г. Томск
тел. (3822)529845, факс (3822)529621
E-mail: pvg@ftf.tsu.ru

Горение безгазовых систем с легкоплавким реагирующим компонентом сопровождается изменением пористости образца. Такое изменение обусловлено как образованием более плотного, чем исходные реагенты продукта реакции, так и тепловым расширением и фильтрацией примесных газов, содержащихся в порах [1]. Структурные изменения в волне горения играют существенную роль в процессе формирования механических свойств продукта синтеза. В [2] на основе нестационарной модели безгазового горения, учитывающей структурные превращения, исследованы автоколебательные режимы горения бронированного с боковой поверхности образца. Показано, что всплеск скорости горения сопровождается значительным разрыхлением конденсированной фазы. Вместе с тем фильтрация газа происходит не только в продольном осевом направлении, но и в поперечном, что влияет на формирование профиля давления газа в образце. Изменение пористости, вызванное давлением газа, приводит к значительному удлинению образца, наблюдаемому в экспериментальной практике [3]. Однако ответить на вопросы, какова величина и распределение скорости движения конденсированной среды, распределение газодинамических параметров, где находится пик давления в образце при прохождении волны горения, почему с уменьшением давления газа растет относительное удлинение, в ходе эксперимента пока не удается.

В данной работе влияние структурных факторов, давления газа и диаметра образца на горение безгазовых систем исследуется на основе нестационарной модели [4], учитывающей структурные превращения, связанные с тепловым расширением и фильтрацией газа, жидкофазным спеканием и объемными изменениями конденсированной фазы в результате химического превращения.

Наиболее типичным при горении гетерогенных смесей, образующих конденсированные продукты, является присутствие во фронте жидкой фазы. Жидкость появляется в результате плавления одного из реагентов или контактного плавления эвтектики, первичные составляющие которой (твердые растворы и фазы) образуются при твердофазном взаимодействии. В результате растекания образовавшегося расплава происходит резкое увеличение межфазной поверхности и скорости реагирования. Одновременно начинаются изменения структуры реагирующей смеси. На макроскопическом уровне эти изменения проявляются в виде образования твердожидких капель, коагуляции которых препятствует давление газа в порах. Температуру появления в системе жидкой фазы T_L будем рассматривать как естественную "обрезку" химической реакции и структурных превращений. Метод расчета фазового перехода описан в [5].

Система уравнений с краевыми условиями, описывающая безгазовое горение двухкомпонентной (A+B) системы, образующей тугоплавкий продукт D, с учетом изменений макроскопической структуры реагирующего вещества приведена в [2]. В данной работе для учета газообмена через боковую поверхность вводится зона фильтрации с центром во фронте горения и шириной, равной диаметру образца. Зона фильтрации перемещается со скоростью горения. На границах фильтрационной зоны задаются условия свободного истечения для газа, что обусловлено выходящими из области решения характеристиками гиперболических уравнений системы. Вне фильтрационной зоны задаются условия теплового равновесия между фазами. Данная математическая постановка соответствует адиабатическому горению полуограниченного открытого с боковой поверхности образца, зажигание которого осуществляется газопроницаемой накаленной стенкой.

В стационарном режиме с течением времени распределение всех искомых величин в волне горения устанавливается и перемещается с постоянной скоростью, равной скорости горения. Распределение давления носит немонотонный характер с максимумом в высокотемпературной части зоны прогрева. Несовпадение максимумов функции тепловыделения (фронта горения) и давления объясняется, с одной стороны, увеличением пористости в результате химического превращения, а с другой – снижением температуры фильтрующегося газа в зоне прогрева. Величина избыточного давления (разность между максимальным и начальным давлением) в первую очередь определяется такими структурными параметрами задачи, как начальная пористость, коэффициент фильтрации и диаметр образца. Уменьшение газопроницаемости и начальной пористости приводит к росту максимального давления в волне горения. Распределение давления определяет скорость течения газа в соответствии с законом Дарси и переменным коэффициентом фильтрации. Истечение газа происходит с левой и правой границ зоны фильтрации, причем скорость течения через левую границу в зоне продукта значительно выше. Излом на профиле скорости газа соответствует началу процесса динамического разрыхления или движению к-фазы в точке плавления. Скорость движения несгоревшей части образца в результате разрыхления к-фазы в несколько раз меньше стационарной скорости горения и меньше средней скорости газа в

фильтрационной области. Поэтому для выбранных параметров задачи относительное удлинение образца не превышало 30 %.

В экспериментальной практике легко варьируемыми параметрами являются давление инертного газа в реакторе, размер частиц компонентов, плотность (пористость) и диаметр образцов. От всех этих параметров были получены расчетные зависимости скорости горения и относительного удлинения, качественно согласующиеся с экспериментами. С уменьшением диаметра образца уменьшается длина фильтрационной области, что приводит к снижению максимального давления и относительного удлинения образца. При этом увеличивается градиент давления на границах фильтрационной зоны и, как следствие, возрастает скорость газа. Для целого ряда безгазовых систем экспериментально было показано [3], что удлинение сгоревших образцов уменьшалось при увеличении давления инертного газа. Объяснение этой закономерности в области низких давлений связывали с процессом диспергирования вещества и ростом выделения примесных газов, адсорбированных в исходных компонентах. На рис. 1 приведены расчетные зависимости относительного удлинения образца ΔL от начального давления газа P_0 для различных длин фильтрации (диаметров образца). Уменьшение начального давления газа при неизменной температуре горения и начальной пористости образца приводит к росту избыточного давления в зоне структурных изменений волны горения и к соответствующему увеличению скорости движения конденсированного вещества.

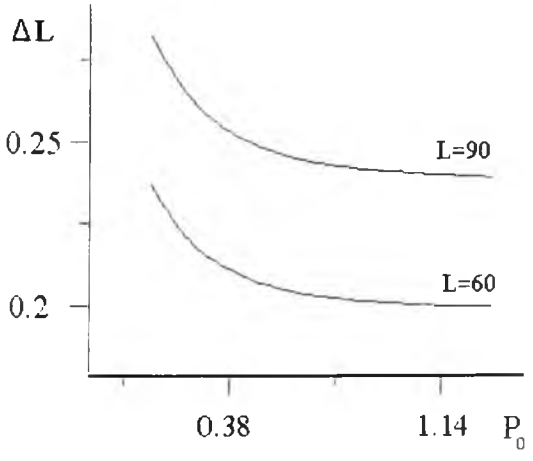


Рис. 1

Скорость горения и относительное удлинение взаимосвязаны, особенно для автоколебательных режимов горения. Зависимости скорости горения **u** и пористости **m** от координаты ξ в автоколебательном режиме представлены на рис. 2. Формирование пористости на стадии депрессии, в отличие от стационарного режима, происходит последовательно в два этапа. На первом с началом плавления вещества происходит движение к-фазы вследствие теплового расширения газа в порах и жидкофазного спекания частиц. На втором пористость меняется в результате химического превращения гетерогенной смеси с образованием более плотного, чем исходные компоненты, продукта. Для стационарного режима характерно одноэтапное изменение структуры вещества.

В ходе расчетов были определены зависимости скорости горения и относительного удлинения от характерного размера частиц твердожидкой суспензии. Коэффициент фильтрации прямо пропорционален квадрату радиуса таких частиц, поэтому горение образца, состоящего из более крупных частиц, при неизменной начальной пористости происходит с меньшим удлинением. Зависимость скорости горения от начальной пористости имеет максимум, со-

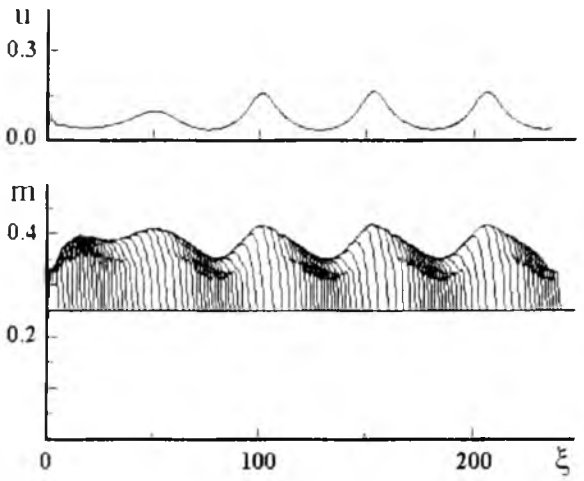


Рис. 2

ответствующий оптимальному значению пористости для данного безгазового состава. Наличие максимума обусловлено перколяционным эффектом при горении гетерогенных композиций.

Таким образом, на основе двухтемпературной модели нестационарного безгазового горения гетерогенной смеси, учитывающей структурные и фазовые изменения, получены результаты, адекватно описывающие наблюдаемые в практике СВС явления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пономарев М.А., Сапронов Ю.А., Штейнберг А.С. Экспериментальное определение давления примесного газа при горении конденсированной системы в цилиндрической оболочке // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32,. №3. С. 53-58.

2. Прокофьев В.Г., Смоляков В.К. Влияние структурных факторов на нестационарные режимы горения безгазовых систем // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, №2. С. 56-66.

3. Вершинников В.И., Филоненко А.К. О зависимости скорости безгазового режима горения от давления // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, №5. С. 42-47.

4. Смоляков В.К. О структурной механике вещества в волне самораспространяющегося высокотемпературного синтеза// Физическая мезомеханика. 1999. Т. 2, №3. С. 59-74.

5. Прокофьев В.Г., Смоляков В.К. Нестационарные режимы горения безгазовых систем с легкоплавким инертом // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 2. С. 21-25.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИИ БИОПЛЕНКИ

Пыльник С.В., Дик И.Г., Миньков Л.Л.
Томский государственный университет
634050, г.Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529845, факс (3822) 529828
E-mail: pylnik@mail2000.ru

Теоретическое моделирование протекания биологических процессов в биофильмах [1, 2] тесно связано с целенаправленными экспериментами, цель которых не только валидирование разрабатываемых моделей, но и обеспечение расчётов величинами входящих в модели параметров. Кроме процессов потребления субстрата, роста и отмирания биомассы в биофильме имеет место и процесс разрушения биофильма обтекающим потоком жидкости. Механизм разрушения далеко не ясен. Принято считать, что данный феномен является совокупностью трех процессов, ведущих к уменьшению толщины биофильма: чистая эрозия - поверхность фильма «шлифуется» потоком воды; сброс относительно больших фрагментов биомассы (связан, вероятно, с тем, что возникающие локальные напряжения превышают предел прочности биополимера именно на данном участке фильма); абразивный смыв (поток воды является многофазным: присутствуют твердые частички, способные разрушать материал биофильма).

При небольших скоростях потока жидкости можно полагать, что сброс относительно больших фрагментов биофильма носит характер редких случайных событий, и предложить следующую схему разрушения биофильма. Силы упругости вызывают деформации, которые пропорциональны напряжениям, возникающим на границе биофильма с жидкостью $\tau_{zy} \sim U$, и толщине невозмущенной фильма L_f. Схема напряжений, действующих на биофильм, представлена на рис.1.

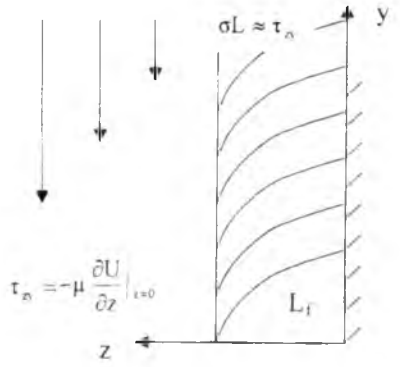


Рис. 1. Схема действующих на биофильм напряжений

Если величина деформации ΔL_f превзойдет некоторое критическое значение, т.е. если $\Delta_f > \tau_{zy} / \sigma \sim U$, слой биофильма не может удержаться и уноситься потоком.

Здесь U – скорость жидкости, а σ – прочность материала биофильма. Процесс этот вероятностный (вероятность достижения условий предела пластичности пропорциональна толщине биофильма) и поэтому считается возможным предположить скорость уноса пропорциональным L_f с эмпирическим коэффициентом уноса. Величина этого коэффициента может по литературным данным [1] меняться в широких пределах, по порядку величины от 10^{-1} до 10 $сут^{-1}$.

Таким образом, уравнение, описывающее уменьшение толщины биофильма во времени, будет иметь вид:

$$\frac{dL_f}{dt} = -rL_f, \qquad (1)$$

где: r – коэффициент уноса (эрозии) [$сут^{-1}$]; L_f – толщина биофильма [см].

При справедливости (1) должно наблюдаться $\ln(L_f / L_{f0}) = -rt$, что и проверялось в эксперименте. Цель проведённого эксперимента заключается в определении кинетики эрозии а также в нахождении зависимости коэффициента r от скорости омывающего потока жидкости.

Методы и инструменты

Образцы подвергающейся исследованию биомассы содержались первоначально в колонне, представляющей собой разделённую на три одинаковые секции по 1 м высотой и радиусом 18 см, заполненную в виде случайной засыпки стеклянными кольцами Рашига. Колонна орошалась сверху частыми и тонкими струйками воды (душ). Живые микроорганизмы нарастают на поверхности колец Рашига за счет потребления контаминантов, растворенных в загрязнённой (бульон) воде.

На рис.2 изображено одно из колец Рашига.

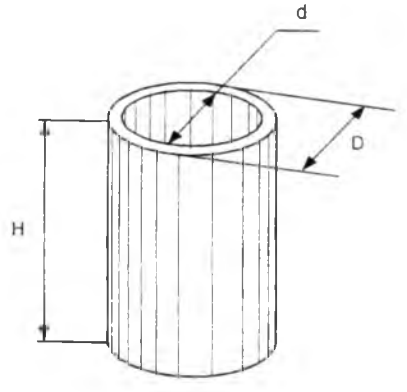


Рис 2 Кольцо Рашига

Рост толщины биофильма сдерживается его уносом водой.

Процесс эрозии можно выделить, исключив поступление субстрата в биофильм.

Непосредственно измерить толщину биофильма не представляется возможным вследствие разных причин (фильм тонкий и неравномерно покрывает поверхность колец). Альтернативно можно измерять массу биофильма. Взвешивание производилось с помощью электронных весов. На основе данных о величине массы биопленки можно, придерживаясь допущения, что фильм равномерно покрывает поверхность каждого кольца как с его внутренней, так и с внешней стороны, получить формулу для расчета некоторой средней толщины биофильма.

$$L_f = \frac{m_{B+R} - m_R}{\pi n H \rho_B (D+d)}, \qquad (2)$$

где n – количество отобранных для опыта колец, m_{B+R} – масса n колец, покрытых биофильмом [г], m_R – масса n чистых колец [г], ρ_B – плотность биомассы [г/см^3], H – высота цилиндра (кольца) [см], D,d – внешний и внутренний диаметр цилиндра (кольца) соответственно [см].

Порядок проведения эксперимента

Для изучения скорости эрозии определенное количество (порядка 10) колец Рашига с наросшей на них биомассой изымалось из колонны и закладывалось в мини-биореактор (высота 15 см и радиус 4 см), подключенный к источнику чистой воды. Исследуемые кольца ставились в вертикальном положении одним слоем на засыпку толщиной в 8 см из чистых керамических колец. Пространство до верха мини-биореактора над испытываемыми кольцами засыпалось чистыми керамическими кольцами. Такой способ закладки важен тем, что позволяет избежать повторного учета смытой биомассы, прикрепившейся вновь к другому кольцу, расположенному ниже по потоку воды. Вертикальное расположение колец приводит к омыванию как внешней, так и внутренней их поверхности. После заполнения мини-биореактора включалось орошение чистой водой. При этом задавался расход жидкости. Через определенные промежутки времени (от 2 до 3 дней) образцы изымались и взвешивались, после того как в течение 15 мин отстаивались на поверхности адсорбирующего материала. После взвешивания кольца обратно закладывались в мини-биореактор, и эксперимент продолжался до момента следующего измерения.

В эксперименте сознательно избегалась сушка биомассы нагреванием. Известно, что материал биофильма состоит как из бактерий, так и из полисахаридов, вырабатываемых ими. Нагревание может привести к возможным изменениям прочностных свойств материала биопленки, что может сказаться на скорости смыва после возобновления эксперимента и повлечь за собой неверные выводы. Часть влаги, конечно, остается внутри пленки. Предполагается, что содержание остаточной влаги соответствует биофизическому составу биопленки.

Оценка локальной скорости омывания колец

При обработке экспериментальных данных очень важно знать локальную скорость омывания биофильма, в то время как мы имеем информацию только об объемном расходе жидкости. В эксперименте вода, подаваемая в реактор, разбрызгивается по всему поперечному сечению, далее сочится через кольца, образуя на их поверхности слой в виде пленки. Взвесив массы полностью заполненного водой мини-биореактора M и реактора с протекающей в плёночном режиме водой m (одновременно перекрывая вток и сток воды), можно найти объём газа в реакторе, а затем и общий объём плёнки жидкости:

$$V_S = V_R - (M-m)/\rho_l,$$

где V_R – объём реактора [см^3], ρ_l – плотность воды [г/см^3].

При заданном расходе Q, [см^3/с], средняя скорость воды U [см/с] в плёнке, обтекающей биофильм, будет:

$$U = \frac{QH_R}{V_S} \qquad (3)$$

с высотой биореактора H_R [см].

Результаты проведенных экспериментов

При обработке экспериментальных данных было обнаружено согласование динамики толщины плёнки с постулируемым выражением (1). На рис. 3 представлена итоговая зависимость коэффициента эрозии от скорости потока жидкости, омывающего биофильм.

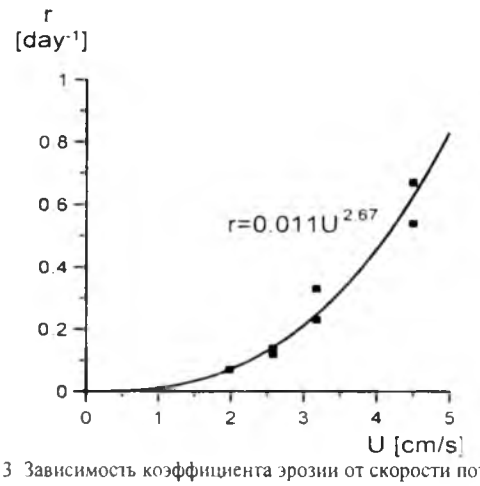


Рис. 3 Зависимость коэффициента эрозии от скорости потока жидкости

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chang H.T., Rittmann B.T., Amar D., et al. Biofilm detachment mechanisms in liquid-fluidized bed. Biotechnol.Bioengr. 1991. 38. P.499-506.

2. Dueck J., Pylnik S., Minkov L. Mathematical modelling of biofilm dynamics, 25-28 April 2004, Oostende, Belgium. ESEB 2004. P.545-547.

ИЗМЕРЕНИЕ ШИРИНЫ ЗОНЫ РЕАКЦИИ ЭМУЛЬСИОННОГО ВВ

Сильвестров В.В.[1], Караханов С.М.[1], Пластинин А.В.[1], Решетняк А.Ю.[2], Дерибас А.А.[1]

[1]Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15,
[2]Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1,
E-mail: silver@hydro.nsc.ru

Эмульсионные взрывчатые вещества (ЭВВ) с сенсибилизирующими включениями из газообразных пузырьков, перлита, полых микросфер из стекла или пластика находят широкое применение в горнодобывающей промышленности [1–4]. Основными параметрами ЭВВ, представляющими интерес для практических применений, являются плотность, скорость детонации и критический диаметр.

Для построения моделей распространения детонации в заряде конечного диаметра значительный интерес представляют такие параметры, как ширина зоны реакции ЭВВ и скорость выделения энергии в зависимости от плотности ВВ [5]. Прямых экспериментальных данных, которые бы подтверждали уменьшение скорости реакции при увеличении плотности ЭВВ, нет.

В статье приведены результаты измерения ширины зоны реакции для ЭВВ, содержащего в качестве сенсибилизатора полые микросферы из стекла фирмы 3M фракции К1. Диаметр микросфер 10÷100 мкм, толщина стенки $\approx 0{,}5$ мкм, насыпная плотность 0,12 г/см^3. Использовалась эмульсия, в состав которой входили аммиачная селитра, вода, индустриальное масло и эмульгатор. Плотность эмульсии – 1,35 г/см^3, размер капель окислителя от 5 до 50 мкм.

Измерялись плотность ЭВВ ρ_0, скорость детонации D в цилиндрических зарядах диаметром d=53 мм, длиной 300 мм в трубе из винипласта с толщиной стенки 5 мм. При помощи низкоомного манганинового датчика с размером чувствительного элемента 4x1 мм, толщиной 30÷40 мкм определялся профиль давления $p(t)$ на границе ЭВВ/винипласт.

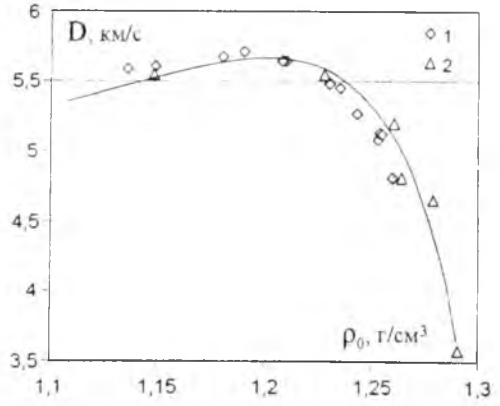


Рис. 1. Зависимость скорости детонации ЭВВ от плотности: 1 – наши данные; 2 – [1]

Скорость детонации. Плотность ЭВВ варьировалась добавлением в эмульсию разного количества микросфер. На рис. 1 приведена характерная для ЭВВ зависимость $D(\rho_0)$. При увеличении плотности более 1,2 г/см^3 скорость детонации уменьшается, что при постоянном диаметре заряда связывается с увеличением критического диаметра при увеличении ρ_0 [1]. Для используемого ЭВВ критическая плотность на 0,1÷0,15 г/см^3 меньше, чем для ЭВВ близкого состава с размером капель окислителя 1÷5 мкм [1], по-видимому, за счет более низкой дисперсности нашей эмульсии.

Время реакции. На рис. 2 приведены характерные профили $p(t)$ с точками, соответствующими состоянию Чепмена–Жуге. Положение этих точек с точностью ±0,1 мкс определялось по излому производной $dp(t)/dt$, вычисляемой по сглаженным профилям. Колебания вблизи переднего фронта связаны с различием ударных импедансов винипласта и тефлона, изолирующего датчик от ЭВВ (суммарная толщина изоляции 300 мкм). При увеличении плотности ЭВВ всего на 4 % время реакции τ_r увеличивается от 0,45 до 2,3 мкс– в 5 раз! Объемная концентрация микросфер, играющих роль «горячих точек», изменяется при этом с 23 до 15 %, а среднее расстояние между ними увеличивается только на 14 %.

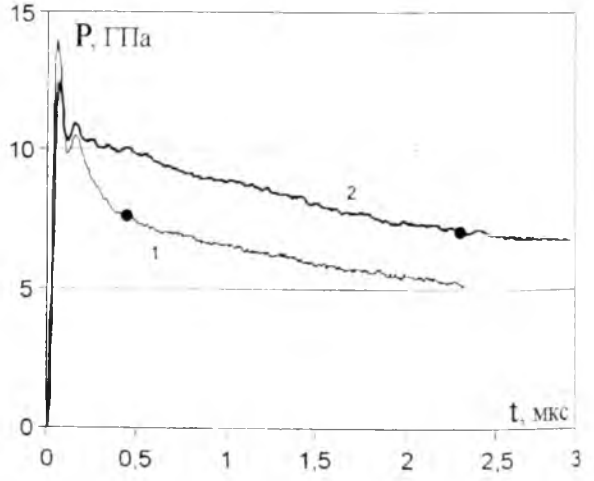


Рис. 2. Профили давления на границе ЭВВ/винипласт при плотности 1,208 (1) и 1,254 (2) г/см^3

На рис. 3 приведены данные для ширины зоны реакции $a_r = (D-u)\tau_r$, где u – массовая скорость, вычисляемая по известным D и давлению детонации P_d. Вблизи критической плотности (для рассматриваемого ЭВВ – 1,27÷1,28 г/см^3) ширина зоны

реакции значительно возрастает – от 2 до 8 мм, т.е. скорость реакции существенно уменьшается при увеличении плотности ЭВВ в рассматриваемом диапазоне ρ_0 = 1,14 ÷1,26 г/см^3. Именно с этим и связано резкое увеличение критического диаметра при увеличении плотности ЭВВ [1]. Наши результаты находятся в хорошем соответствии с отдельными данными, полученными при помощи ПВДФ-датчика давления [2] и электромагнитным методом [3, 4].

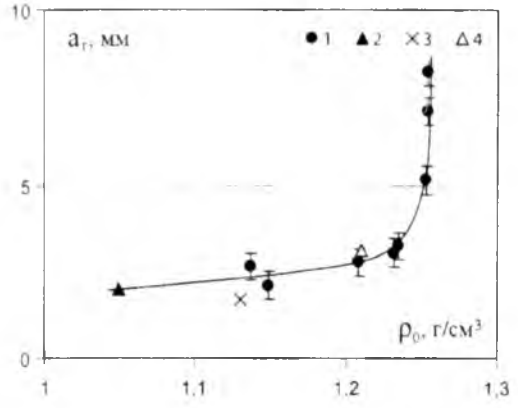


Рис. 3. Зависимость ширины зоны реакции от плотности ЭВВ: 1 – наши данные; 2 – микробаллоны из полимера [2]; 3 – порэмит-1 [4]; 4 – [3]

Давление детонации. В эксперименте регистрируются значения давления p_d^*, которые лежат на ударной адиабате винипласта. Для восстановления давления детонации необходимо провести адиабату разгрузки продуктов взрыва (ПВ) из точки p_d^* до пересечения с прямой Михельсона, но адиабата ПВ неизвестна. Прямая Михельсона касается адиабаты ПВ, поэтому адиабата разгрузки заменялась зеркальным отражением прямой Михельсона, проходящей через точку p_d^*. В результате была получена оценка давления детонации P_d. Для конкретных расчетов $P_d - p_d^* = +(0{,}4 \div 0{,}7)$ ГПа. В исследованном диапазоне плотностей P_d = 8,1±0,7 ГПа (рис. 4). Погрешность измерения давления определяется разбросом данных по двум одинаковым опытам.

То есть структура фронта детонационной волны в ЭВВ соответствует модели ЗНД [6], что позволяет использовать политропическую связь давления и плотности для расчета остальных параметров детонации по значениям ρ_0, D, P_d. Массовая скорость практически не меняется: u = 1,18÷1,4 км/с.

Показатель политропы продуктов взрыва также слабо зависит от плотности $n \approx 3{,}5$ (рис. 4). Малое изменение n связано, по-видимому, с узким диапазоном изменения давления и незначительным изменением состава продуктов разложения. Значения n для ЭВВ заметно выше, чем для индивидуальных и смесевых ВВ на основе нитрата аммония плотностью ≈ 1,0 г/см^3 [6]. Возможно, это связано со значительным содержанием воды в составе ЭВВ [1–4]. Так, например, заполнение пор водой в зарядах гранулированного ТНТ (ρ_0=1,29 г/см^3) приводит к увеличению показателя политропы ПВ до 4,1 при детонационном давлении 11,5 ГПа [6]. При той же плотности для ТНТ без воды $n \approx 3$.

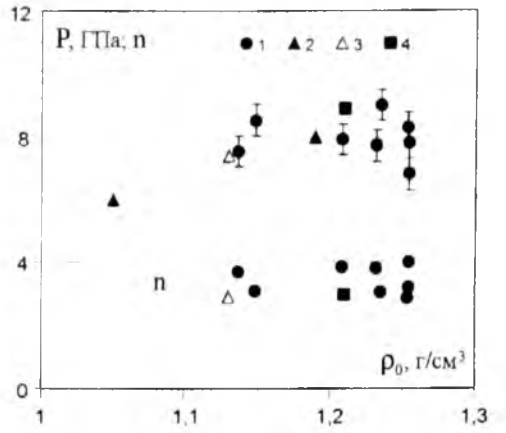


Рис. 4. Зависимость давления детонации (вверху) и показателя политропы ПВ (внизу) от плотности: 1 – наши данные; 2 – микробаллоны из полимера [2]; 3 – порэмит-1 [4]; 4 – [3]

Заключение. Полученные результаты показывают, что ширина зоны реакции значительно увеличивается при стремлении плотности ЭВВ к критическому значению. Это связано с уменьшением скорости реакции при уменьшении концентрации «горячих точек». При построении моделей детонации ЭВВ необходимо учитывать конечное значение ширины зоны реакции и влияние числа «горячих точек» на скорость детонационного превращения.

Работа выполнялась при поддержке Интеграционного проекта СО РАН (проект № 118) и частично гранта Президента РФ (проект № НШ-2073.2003.1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lee J., Sandstrom F.W., Craig B.G., Person P.-A. Detonation and shock initiation properties of emulsion explosives // Proc. 9th Int. Detonation Symposium. 1989. P. 263-271.

2. Hirosaki Y., Murata K., Kato Y., Itoh S. Detonation characteristics of emulsion explosive as function of void size and volume // Proc. 12th Int. Detonation Symposium. 2002. P. 263-271.

3. Шведов К.К., Лавров В.В. Параметры детонации эмульсионных ВВ // Проблемы взрывного дела / Сб. статей и докладов. М.: Изд-во МГУ. 2002. № 1. С. 90-99.

4. Соснин В. А., Колганов Е. В. Исследование процесса детонации в эмульсионных промышленных взрывчатых веществах // Труды международной конференции «V Харитоновские тематические научные чтения», 17-21 марта 2003. Саров: ВНИИЭФ, 2003. С. 288-297.

5. Cooper J., Leiper G.A., Neilson G.W. Molecular and microscopic structural effects in the detonation of fluid explosives // Proc. 12th Int. Symp. on Detonation, 2002.

6. Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.С., Шведов К.К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.:Наука, 1970.

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НИТРОСОЕДИНЕНИЙ С ПЕРХЛОРАТОМ АММОНИЯ

Синогина Е.С.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529-656
E-mail: sinogina2004@mail.ru

С недавнего времени начались разработки смешанных окислителей, которые имеют ряд преимуществ, например топлива на смешанном окислителе имеют более высокий единичный импульс по сравнению с топливами, содержащими один окислитель.

Термическое разложение является первой стадией процесса горения, поэтому следует уделять повышенное внимание исследованию детального механизма термического разложения смешанного окислителя.

В качестве компонентов твердых ракетных топлив нитрамины обладают рядом полезных свойств: значительная плотность, высокая температура горения, слабое поглощение излучения продуктами сгорания, кроме того, нитрамины являются монотопливами. Высокотемпературное разложение и горение нитраминов – октогена и гексогена, носит сложный характер и сопровождается образованием реакционно-способных промежуточных продуктов, обусловливающих разнообразие вторичных процессов.

Перхлорат аммония (ПХА) представляет собой систему, состоящую из четырех элементов: кислорода, водорода, азота и хлора. В пламени его может содержаться несколько десятков компонент, а число возможных реакций между ними превышает тысячу.

Порошки металлов и оксидов металлов широко используются в качестве энергетических добавок и катализаторов горения смесевых твердых топлив. Поэтому к исследуемой смеси ПХА и октогена добавляли небольшое количество порошкообразного алюминия (до 20 % от общего количества смеси) и проводили дифференциальный термический анализ (ДТА). Для опытов применяли алюминий различной дисперсности, а именно: крупнодисперсный, алюминий средней дисперсности АСД, размер частиц (50÷100) мкм, ультрадисперсный образец УДП, размер частиц (0, 01÷0,1) мкм.

Опыты показали, что с увеличением дисперсности порошка алюминия при прочих равных условиях, активность образцов возрастала. Образцы, содержащие Al УДП, взрывались в первые минуты опыта, и дериватограммы этих образцов получить не удалось.

Было замечено, что при увеличении количества дисперсного алюминия в опытном образце активность образца заметно понижалась.

Такое поведение образцов, содержащих Al УДП, зависит, по-видимому, от особой структуры и избыточной энергетики ультрадисперсных частиц.

В представленной работе проведен дифференциальный термический анализ образцов, содержащих октоген, перхлорат аммония, связку-горючее, к которым прибавляли дополнительно 1% катализатора разложения исходных компонентов. Образцы приготовляли механическим смешиванием исходных компонентов. В качестве катализаторов использовали ферроцен, медьхромокись, оксид свинца (IV) PbO_2, хлорид олова (II) $SnCl_2$ и гидрат хлорида олова (II) $SnCl_2 \cdot H_2O$.

Для опыта использовали навески образцов 200 мг, проводили опыты в среде воздуха при атмосферном давлении на дериватографе, скорость нагревания образца 10 град/мин

Полученные дериватограммы показали, что реакции разложения всех исследуемых образцов протекали со взрывом и резкой потерей массы, поэтому вычислить энергию активации процесса и тепло, выделяющееся в результате реакции, не представляется возможным. Катализаторы не оказывают большого влияния на процесс разложения.

По результатам термического анализа можно предположить образование эвтектики при взаимодействии октогена и ПХА (экзотермический пик ~ (210÷240)^{0}C). Наблюдения под микроскопом показали, что в смеси нитраминов и ПХА при повышенной температуре также образуется жидкая фаза. Выделить эвтектику и определить ее состав на данный момент нельзя, т. к. взаимодействие между ПХА и октогеном протекает очень активно.

Показано, что соединения ПХА и октогена взрываются при получении. Активность эвтектик октогена и перхлората аммония подтверждает изотермический анализ (140÷270) ^{0}C, который показывает, что энергия активации разложения смеси нитрамина и ПХА значительно меньше, чем энергия активации распада исходных ПХА и октогена.

В [1] авторы показывают возможность получения эвтектик при термическом разложении систем ПХА + уротропин и ПХА + нитрогуанидин. Причем они являются достаточно устойчивыми соединениями. Учитывая приведенные данные, можно предположить механизм образования эвтектик для смеси более активных нитраминов с ПХА.

Для получения дополнительной информации наблюдали за изменением скорости горения модельной смеси: перхлорат аммония, октоген и добавка.

В качестве добавки использовали оксид свинца (IV) PbO_2 и оксид меди (II) CuO.

Полученные данные приведены в табл. 1, 2 и на рис. 1

Величина К на рис. 1 показывает отношение скорости горения системы, содержащей добавку оксида металла U_k к скорости горения системы без катализатора U_0.

Таблица 1

Скорость горения модельных композиций

Содержание ПХА, вес. %	Содержание октогена, вес.%	Добавка, 1 вес. %	Скорость горения U, мм/с
100	–	–	0,40
100	–	PbO_2	0,38
100	–	CuO	0,81
–	100	–	0,33
–	100	PbO_2	0,54
–	100	CuO	0,27
50	50	–	0,56
50	50	PbO_2	0,59
50	50	CuO	0,58

Таблица 2

Скорость горения реальных топливных композиций

Содержание ПХА, вес. %	Содержание октогена, вес. %	Связка, вес. %	Добавка, 1 вес. %	Скорость горения U, мм/с
77,42	–	22,58 СКН-Д	–	1,27
77,42	–	22,58 БК	–	0,33
77,42	–	22,58 П+ТМ	–	0,56
28,39	49,03	22,58 СКН-Д	–	1,51
28,39	49,03	22,58 БК	–	0,52
28,39	49,03	22,58 П+ТМ	–	0,86
77,42	–	22,58 СКН-Д	PbO_2	1,04
77,42	–	22,58 СКН-Д	CuO	1,68
77,42	–	22,58 БК	PbO_2	0,43
77,42	–	22,58 БК	CuO	1,19
77,42	–	22,58 П+ТМ	PbO_2	0,58
77,42	–	22,58 П+ТМ	CuO	1,06
28,39	49,03	22,58 СКН-Д	CuO	1,48
28,39	49,03	22,58 БК	CuO	0,54
28,39	49,03	22,58П+ТМ	CuO	0,84
28,39	49,03	22,58 СКН-Д	PbO_2	1,52
28,39	49,03	22,58 БК	PbO_2	0,53
28,39	49,03	22,58 П+ТМ	PbO_2	0,84

СКН-Д – активная связка, содержащая кислород, БК (бутилкаучук) – инертная связка, параф. + ТМ ((П+ТМ) – парафин + трансформаторное масло) – летучая связка.

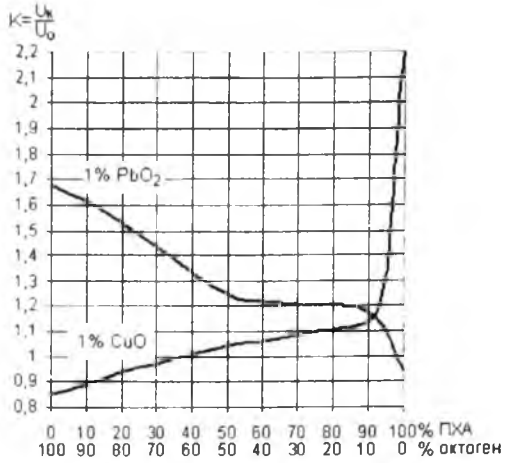


Рис. 1. Влияние катализаторов на горение системы, содержащей октоген и ПХА

Данные, приведенные в табл. 1, 2 и на рис. 1, показывают, что оксид свинца (IV) является катализатором горения октогена, а оксид меди (II) – катализатором горения ПХА. На горение смеси нитрамина с перхлоратом аммония эти добавки практически не оказывают влияния.

Полученные результаты являются основой для изучения зажигания и горения систем на основе ПХА и нитрамина.

Необходимо более подробно изучить:

1. Возможность образования расплавов ПХА и октогена при температурах прогретого слоя к-фазы.
2. Реакции взаимодействия продуктов распада ПХА и октогена в волне горения от температур прогретого слоя до газовой фазы.
3. Роль автокатализа в процессах взаимодействия продуктов распада ПХА и октогена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марусин В. П., Кузнецов В. Т., Скорик А. И. Особенности устойчивого зажигания системы ПХА + уротропин тепловым импульсом// Физика горения и взрыва. 1990. № 2.

2. Механизм, кинетика и катализ термического разложения и горения перхлората аммония. Новосибирск: Наука, 1970. С. 236.

3. Данько В. А., Савельева Л. А. Влияние дисперности компонентов на горение твердых перхлоратных композиций//Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. 2001. Вып.4. С. 38-39.

ОБ ОДНОЙ ПЛАЗМОЗАМЕЩАЮЩЕЙ ТЕХНОЛОГИИ ЭТХ - ЗАЖИГАНИЯ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ

Синяев С.В.

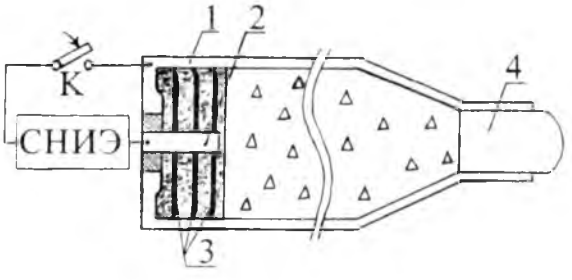
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail:ssv@niipmm.tsu.ru

В основе наиболее распространенной технологии электротермохимического (ЭТХ) зажигания метательных зарядов из твердых пороховых элементов лежит генерация электроразрядной плазмы с применением высоковольтных энергоемких накопителей электрической энергии. Предлагаемая плазмозамещающая технология зажигания представляется перспективной при решении прикладных задач высокоскоростного метания. Ключевыми особенностями такого способа ЭТХ-зажигания являются:

–использование вспомогательного заряда из пастообразной гетерогенной конденсированной смеси (ГКС) с высокотемпературными двухфазными продуктами сгорания;

–многоочаговое зажигание вспомогательного заряда ГКС ансамблем мелкодисперсных раскаленных металлических частиц (металл-спрей), генерируемых с помощью электрического разряда через проводники из тонкой металлической фольги (спрей-элементы) [1].

Одна из реализованных схем плазмозамещающего способа зажигания метательного заряда представлена на рис. 1.



1–внешний электрод, 2–центральный электрод, 3–спрей-элементы, 4–метаемое тело
–пастообразная ГКС
–твердые пороховые элементы
–электроизолятор
СНИЭ–специализированный низковольтный источник энергии

Рис. 1

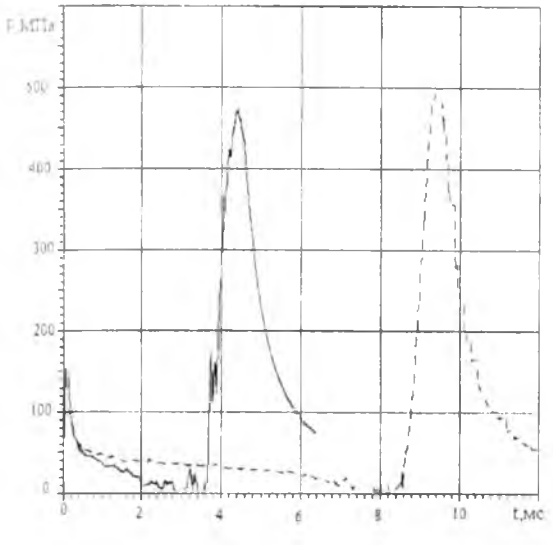
В нижней части камеры вместо обычно применяемого дымного ружейного пороха располагается вспомогательный заряд пастообразного ГКС с размещенными в его объеме спрей-элементами 3. Над вспомогательным зарядом располагается основной заряд из твердых пороховых элементов. Боковые стенки камеры 1 и центральный электрод 2 функционально представляют собой коаксиальную камеру электродинамического ускорителя для спрей-элементов. Зажигание вспомогательного ГКС-заряда осуществляется следующим образом. После срабатывания ключа К происходит электрический разряд специализированной низковольтной конденсаторной батареи [2] через спрей-элементы 3. При выполнении ряда дополнительных условий [3] генерация мелкодисперсных раскаленных частиц металла и их направленное движение осуществляются за счет омического нагрева спрей-элементов и их электродинамического ускорения. При этом в топливе формируется развитая многосвязная поверхность горения – на начальном этапе она определяется поверхностью самих элементов до начала их деструкции, а в процессе их спрей-диспергирования – представляет собой множество треков глубиной в единицы и десятки диаметров создающих их частиц [4]. По существу предлагаемая технология позволяет зажигать пастообразное топливо «квазиобъемно», т.е. в слоях конечной толщины [5], обеспечивая тем самым устойчивые режимы горения и «гладкие» кривые давления.

При сгорании вспомогательного заряда ГКС образуются высокотемпературные (≈4000 К) двухфазные потоки с высокой концентрацией раскаленных мелкодисперсных частиц конденсированной фазы. Эти потоки и являются плазмозаменяющей субстанцией в ЭТХ-ускорителях с метательными зарядами из твердых пороховых элементов. Разогретые газообразные продукты сгорания кондуктивно нагревают пороховые элементы, а осаждающиеся на их поверхности капли и твердые частицы конденсированной фазы являются очагами зажигания. Использование высокоэнергетичных ГКС существенно уменьшает величину запасаемой электрической энергии, замещая ее химической энергией вспомогательного заряда.

Эффективность предложенной схемы зажигания подтверждена экспериментально. На рис. 2 представлены осциллограммы давления P(t) в камере ускорителя для плазмозамещающей схемы (сплошная линия) и когда пороховой заряд расположен снизу и инициируется непосредственно, а ГКС расположена над ним (пунктирная линия).

В обоих опытах навески ГКС и общие массы метательных зарядов одинаковы, как и все остальные параметры заряжания и электроразрядного устройства. Длина разгонной части ускорителя – 64.7d (d – внутренний диаметр канала), приведенная масса метаемого тела $C_q = 4.2$ кг/дм^3. Инициирование заряда проводилось

с помощью сборки из четырех параллельно включенных спрей-элементов из титановой фольги толщиной 50 мкм, имеющих форму 12-лучевых «снежинок». Вес сборки составлял 0.7% от веса заряда.



—— инициирование КГС,
------ инициирование пороховых элементов

Рис. 2

Сравнительный анализ результатов показывает, что при одинаковой скорости метаемого тела на дульном срезе (2000 м/с) в предлагаемой схеме зажигания максимальное давление в камере меньше на 5.1%, а инициирование заряда происходит быстрее в 2.3 раза. Доля затраченной электрической энергии в плазмозамещающей схеме составляет 0.68% от калорийности метательного заряда. Электрическая энергия инициирования порохового заряда на 64% выше, чем в предлагаемой схеме. Следует отметить, что начальное напряжение на конденсаторной батарее составляет всего 96 В, что на два порядка меньше характерных значений напряжения в электроплазменных схемах зажигания. Падение напряжения при инициировании вспомогательного заряда составляет 1.5 В, что позволяет осуществлять многократное зажигание при одной зарядке специализированной низковольтной конденсаторной батареи. На рис. 3 приведена осциллограмма разрядного тока I(t).

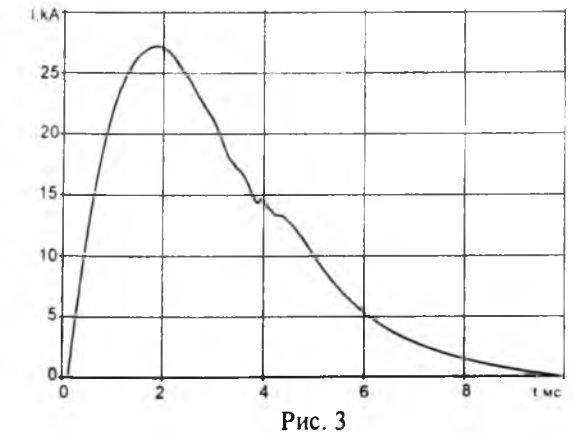


Рис. 3

Максимальное значение тока $I_{max} = 27$ кА достигается через 1.86 мс после начала разряда. Электрическое сопротивление цепи в этот момент времени – ≈4 мОм. Диспергирование элементов сборки начинается с момента t=4 мс и сопровождается экспоненциальным ростом сопротивления электрической цепи.

Таким образом, предлагаемая плазмозамещающая технология зажигания пороховых метательных зарядов позволяет:

–на один-два порядка уменьшить начальное напряжение на источнике энергии,

–значительно уменьшить затраты электрической энергии,

–обеспечить многократное зажигание зарядов при одной зарядке низковольтного источника энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zharovzev V.V., Sinyaev S.V., Fomenko V.V. Account of Interior Ballistic Parameters of the Launch by Slurry/Liquid Propellant with ETC-Ignition//IEEE Transactions on Magnetics. 2001. Vol. 37.P. 216-218.

2. Синяев С.В., Жаровцев В.В., Жолобов В.В., Христенко Ю.Ф. Возможности высокоскоростного метания твердых тел в баллистических ускорителях при повышенной плотности заряжания //Гидродинамика высоких плотностей энергии. Новосибирск: Изд-во Ин-та гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2004.С. 423-435.

3. Синяев С.В. Спрей-режим электроимпульсного диспергирования проводников и его применение в устройствах зажигания нетрадиционных топлив//Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002.С. 108-109.

4. Синяев С.В., Остапенко С.А., Фоменко В.В. Электроимпульсное диспергирование металлических элементов в гелеобразных и суспензионных жидкостях //Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000.С. 167-168.

5. Жолобов В.В., Синяев С.В. Об одном способе быстрого торцевого инициирования зарядов из гетерогенных конденсированных смесей (ГКС) //Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. Саров:Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003.С. 361-367.

ЭЛЕКТРОНАГРЕВАЕМЫЕ ФОЛЬГОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ С ПИРОТЕХНИЧЕСКИМИ ПОКРЫТИЯМИ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ ЗАЖИГАНИЯ КВАЗИЖИДКИХ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ

Синяев С.В.[1], Сурков В.Г.[2]

[1]НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36; E-mail:ssv@niipmm.tsu.ru
[2]ИХН СО РАН, г. Томск, пр. Академический, 3; E-mail: lnnn@ipc.tsc.ru

Один из способов повышения скоростей метания твердых тел состоит в замене традиционных порохов на гелеобразные и пастообразные смесевые топлива. Во многих случаях скорость послойного горения таких топлив заметно ниже или близка к скорости горения порохов. Поэтому специфика их применения состоит в необходимости формирования развитой поверхности горения на начальном этапе воспламенения заряда. Эффективным направлением создания систем зажигания метательных зарядов из медленно горящих топлив с несформированной поверхностью горения являются электроимпульсные системы генерации потоков металлических расплавленных частиц в объеме заряда [1]. Такие частицы, являющиеся очагами зажигания, образуются при электрическом разряде через металлические фольги определенной геометрии [2].

Известно, что дополнительная интенсификация процесса зажигания может осуществляться путем нанесения на поверхность инициирующих фольг слоев пороха ДРП [3] или ультрадисперсного порошка алюминия ALEX [4]. Однако с точки зрения возможности регулирования температуры и скорости образования потока раскаленных металлических частиц, интенсифицирующих процесс зажигания рассматриваемых метательных зарядов, более предпочтительно использование пиротехнических составов. Толщина, скорость горения и калорийность используемых пиротехнических покрытий являются эффективными независимыми параметрами управления процессом зажигания по времени и количеству вводимой в заряд тепловой энергии, что, в свою очередь, позволяет организовать управляемые процессы газоприхода и перераспределения энергии в заснарядном пространстве на внутрибаллистической фазе метания.

В данной работе оцениваются возможности использования тех или иных компонентов для пиросоставов, наносимых на диспергируемые фольги, и управления с их помощью процессом зажигания пастообразных смесевых топлив.

Основными критериями при выборе металлического горючего для разрабатываемых пиросоставов являются высокая температура горения и легкая воспламеняемость. На рис. 1, взятом из [5], показана величина температуры горения элементов в кислороде в соответствии с порядковым номером элемента.

Из рисунка видно, что самая высокая температура горения в кислороде у циркония (~ 4800 К), температура горения алюминия, магния, титана на уровне 2500 – 3000 К. Бериллий не рассматривается

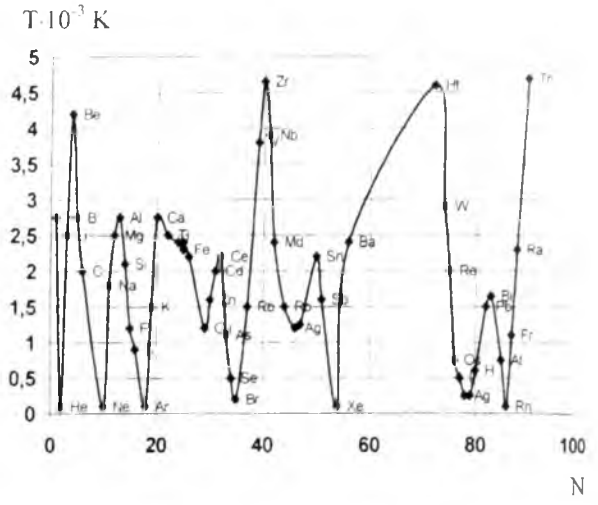


Рис. 1

ввиду его высокой токсичности. Способность к окислению металлов, а следовательно, легкость воспламенения, определяются защитными свойствами окисной пленки на частицах металла. На поверхности частиц алюминия пленка окисла плотная (критерий Пиллинга – Бедворса – $\beta>1$), что препятствует окислению, а на частицах магния, титана, циркония рыхлая ($\beta<1$) – не препятствует окислению. Исходя из вышесказанного, наиболее предпочтительным металлическим горючим для такого рода пиросоставов можно считать цирконий. Возможно также использование титана и магния.

Используемые окислители должны выделять возможно большее количество активных газообразных компонентов, иметь низкие температуру и теплоту разложения. Интересующие нас характеристики окислителей, традиционно применяемых в пиротехнике, приведены в таблице.

Вещество	Массовая доля кислорода, %	Температура начала разложения, К	$-\Delta H^0_{298}$, кДж/моль
NH_4ClO_4	54,47	403-423	295,77
$KClO_4$	46,19	648-853	430,12
$Pb(NO_3)_2$	28,98	478-506	447,69-449,15
$BaNO_3$	36,73	798-948	991,6
PbO_2	13,38	493-503(α) 553-573(β)	276,65
BaO_2	18,9	723-773	632,2

Из приведенных в таблице данных видно, что более всего отвечает вышеуказанным требованиям перхлорат аммония. Возможно также использование нитрата свинца, так как он обладает низкой температурой и теплотой разложения.

В работе использовалась бинарная смесь циркония марки М-41 с перхлоратом аммония марки "ХЧ". Дисперсность горючего 5 – 10 мкм, дисперсность окислителя <10 мкм. Соотношение компонентов – цирконий 80%, перхлорат аммония 20%. При таком соотношении компонентов обеспечивается максимальная скорость послойного горения смеси (200 мм/с). Компоненты смешивались на кальке резиновой пробкой, затем смесь с легким подпрессовыванием наносилась на фольговые элементы, предварительно покрытые тонким слоем клея БФ-2.

Общий вид фольговых элементов в виде 12 лучевых «снежинок» с покрытием (слева) и без приведен на рис. 2. Элементы изготовлены из титановой фольги толщиной 60 мкм.

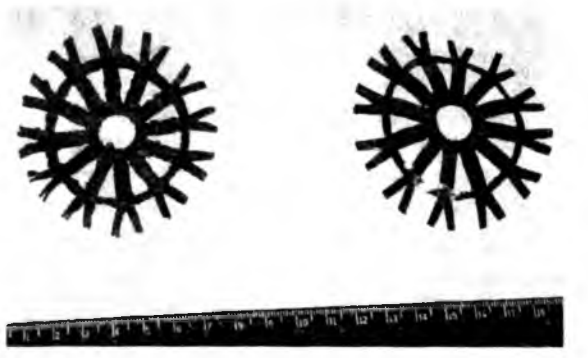
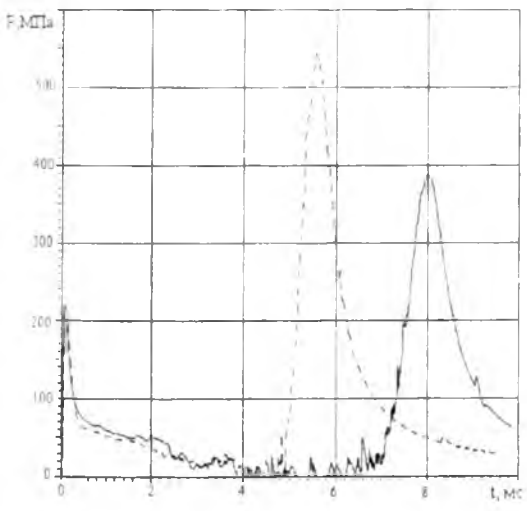


Рис. 2

На рис. 3 показаны осциллограммы давления в разрядной камере ЭТХ-ускорителя [6] для двух опытов, отличающихся лишь пиротехническим покрытием на элементах сборки.



——— элементы без покрытия,
------- элементы с покрытием

Рис. 3

Элементы располагались в объеме метательного заряда из пастообразного смесевого топлива. Масса сборки из пяти одинаковых параллельно включенных в электрическую цепь элементов без покрытия – 2.93 г, а с покрытием 6.82 г. В качестве источника электрической энергии использовалась специализированная низковольтная конденсаторная батарея емкостью 70.4 Ф с начальным напряжением 96 В и максимальным разрядным током на сборке элементов – 25 кА. Из графиков следует, что использование пиротехнического покрытия позволяет увеличить максимальное давление в камере ускорителя на 157 МПа, или на 40.5%. При этом зажигание метательного заряда происходит в 1.5 раза быстрее, а скорость метаемого тела на дульном срезе увеличивается на 7.4%.

Таким образом, предложено пиротехническое покрытие на фольговые элементы, позволяющее интенсифицировать процессы ЭТХ-зажигания и горения квазижидких и пастообразных топлив, в том числе при использовании низковольтных (<<1 кВ) источников электрической энергии. А это, в свою очередь, обеспечивает эффективное управление основными параметрами выстрела и увеличение дульной скорости метаемого тела без изменения электротехнических параметров источника энергии, количества и расположения инициирующих фольговых элементов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Синяев С.В., Буркин В.В., Христенко Ю.Ф. и др. Квазиобъемное очаговое электротермохимическое зажигание гелеобразных высокоэнергетических веществ //Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и ствольных системах. Ижевск:Изд-во УрО РАН,2000.Ч. 2.С. 640-648

2. Синяев С.В. Спрей-режим электроимпульсного диспергирования проводников и его применение в устройствах зажигания нетрадиционных топлив//Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. С. 108-109.

3. Барышев М.С., Бураков В.А., Ефремов В.А. и др. Исследование баллистических возможностей выстрела с комбинированным зарядом и вводом электрической энергии // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. Саров:Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 178-181.

4. Синяев С.В., Сурков В.Г. Использование ультрадисперсных порошков металлов при электрохимическом зажигании метательных зарядов // Unsteady Combustion and Interior Ballistics. Saint Petersburg 2000. Ижевск: Изд-во ИПМ УрО РАН, 2000. С .379-385.

5. Похил П. Ф. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М.: Наука, 1972. 293 с.

6. Синяев С.В. Об одной плазмозамещающей технологии ЭТХ-зажигания метательных зарядов //Наст. сборник.

УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА УПЛОТНЕНИЯ МЕТАТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ПРИ ВОСПЛАМЕНЕНИИ ЕГО НЕПОСРЕДСТВЕННО ОТ КАПСЮЛЬНОЙ ВТУЛКИ

Соков Б.А., Данилов В.М.

ФГУП "ГосНИИХП"
420033, г. Казань, Светлая, 1,
телетайп 22-41-71 АЛЬФА, факс (8342) 44-12-72
E-mail:gniihp@bancorp.ru

Опыт создания и отработки метательных зарядов (МЗ) для малокалиберной артиллерии (калибр 23 ÷ 30 мм) и стрелкового оружия показывает, что в ряде случаев баллистические характеристики выстрелов (P_m, V_0) зависят от параметров, характеризующих работу капсульных втулок (КВ), таких как воспламенительный состав, его масса, величина затравочного отверстия. Особенно заметно влияние КВ на баллистические характеристики проявляется при отрицательной температуре. До настоящего времени прогнозировать степень влияния параметров КВ на процесс выстрела не удается, так как отсутствуют математические модели, которые описывают процесс выстрела с учетом воздействия продуктов сгорания воспламенительного состава КВ на развитие процесса воспламенения и горения МЗ. В связи с этим создание модели описывающей процесс выстрела начиная с работы КВ и заканчивая вылетом снаряда из канала ствола, представляет, как теоретический, так и практический интерес.

Физически начало процесса выстрела можно представить следующим образом. В результате механического (КВ) или электрического (ЭКВ) импульса срабатывает воспламенительный состав КВ. Образовавшийся при этом двухкомпонентный газ (вторым компонентом являются конденсированные частицы, являющиеся продуктом сгорания воспламенительного состава КВ) создает в полости КВ повышенное давление газов, которые через затравочное отверстие вытекают из объема КВ в объем, занятый пороховыми гранулами МЗ. Далее, фильтруясь через совокупность пороховых гранул МЗ, продукты сгорания воспламенительного состава (ВС) нагревают пороховые гранулы и в конечном итоге зажигают определенную часть МЗ. Таким образом, для определения условий, при которых происходит воспламенение заряда (части заряда), необходимо определить параметры фильтрации, такие как температура фильтрующихся газов, их плотность, скорость движения и пр. параметры, необходимые для решения задачи зажигания пороха.

Известно [1, 2], что при решении задачи о фильтрации газов должны быть известны параметры, характеризующие пористую среду: пористость, давление, газопроницаемость. В нашем случае, газы КВ втекая в объем гильзы фильтруются в МЗ с одновременным уплотнением МЗ по объему. Для оценки характера уплотнения МЗ при работе КВ, нами предлагается модель, схематизирующая этот процесс (см. рис. 1).

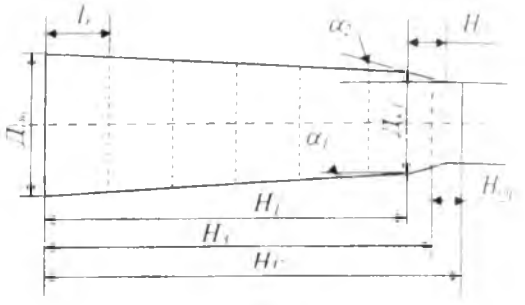


Рис. 1. Схема заряда

Объем гильзы занятый пороховыми гранулами МЗ, условно разделен на i слоев, где i меняется от 1 до n. Для левой границы каждого слоя, на которой условно сосредоточена масса соответствующего слоя, записывается уравнение движения. При этом получается, что объем i-го слоя ограничен левой границей 1-го слоя и левой границей i + 1-го слоя, которая одновременно является правой границей 1-го слоя. Таким образом, объем изменяется во времени в зависимости от соотношения путей перемещения левой и правой границ. Массообмен между слоями исключен. Изменение объемов слоев позволяет определить изменение плотности упаковки в них пороховых гранул во времени, а следовательно и пористость условных слоев МЗ, что в дальнейшем позволяет задать условия при которых продукты сгорания воспламенительного состава КВ фильтруются в пористую среду МЗ.

При названных выше условиях процесс уплотнения МЗ по объему при воздействии на него продуктов сгорания, поступающих в объем гильзы из КВ описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{dP_1}{dt} = \dfrac{1}{W(t)}\left[RT_{кв}(t)\,\varphi\,\kappa_0\,S_{кв}\sqrt{\dfrac{P_{кв}(t)}{\varpi_{кв}(t)}} - S_1 P V_1(t) - \theta \sum_{i=1}^{n}\left(S_i P - P_{ci}(t)\right) V_i(t)\right] \\ \dfrac{dV_i(t)}{dt} = \begin{cases} \dfrac{R}{\omega_i}\left[S_i(t) P - P_{ci}\right] & \text{при } S_i \cdot P > P_{ci}(t) \\ 0 & \text{если} \quad S_i P \le P_{ci}(t). \end{cases} \\ \dfrac{dL_i(t)}{dt} = V_i(t) \\ \dfrac{d\omega_{кв}(t)}{dt} = \varphi\,\kappa_0\,S_{кв}\sqrt{\dfrac{P_{кв}(t)}{\varpi_{кв}(t)}} \end{cases} \quad (1)$$

В системе дифференциальных уравнений сверху по порядку представлены: уравнение сохранения энергии газов, вытекающих из объема КВ в объем между дном гильзы и условной поверхностью левой границы 1-го слоя пороха; уравнение движения i-й

границы; уравнение пути пройденного i-й границей; уравнение секундного расхода продуктов сгорания воспламенительного состава из объема КВ. Формулы (2) – (4) и (6) определяют текущие значения удельного объема, температуры и давления в объеме КВ и текущий объем КВ. Формула (7) определяет силу сопротивления i-го слоя в процессе взаимодействия продуктов сгорания ВС с совокупностью пороховых гранул. Формулы (8) и (9) определяют плотность упа-

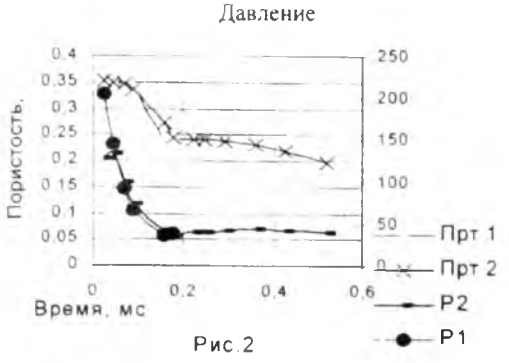


Рис.2

ковки и пористость условных слоев метательного заряда соответственно. В приведенной системе уравнений используются общепринятые во внутренней баллистике обозначения [3]. Подстрочный индекс "КВ" обозначает принадлежность параметра капсульной втулке, K_m – коэффициент трения, τ_o – предел упругости, S_i – площадь сечения i-й границы, L_i – путь левой i-й границы I-го слоя, D_{kl} – диаметр основания конуса дульца гильзы.

Вспомогательные формулы:

$$W(t) = W_0^1 + S_i(t)\cdot L(t),$$

$$\omega_{кв}(t) = \frac{W_{кв}(t)}{\omega_{кв} - \omega_{кв}(t)}; \qquad (2)$$

$$T_{кв} = P_{кв}(t)\cdot\omega_{кв}(t)/R; \qquad (3)$$

$$P_{кв}(t) = P_{кв}(0)\cdot\left(\frac{\omega_{кв}(0)}{\omega_{кв}(t)}\right)^{1+\theta}; \qquad (4)$$

$$W_{кв}(0) = W_{кв} - \alpha_{кв}\cdot\omega_{кв} - \frac{\omega_к}{\delta_к}; \qquad (5)$$

$$W_{кв}(t) = W_{кв}(0) + \alpha_{кв}\cdot\omega_{кв}(t) + \frac{\omega_к}{\delta_к}\cdot\frac{\omega_{кв}(t)}{\omega_{кв}}; \qquad (6)$$

$$P_{ci} = 2\pi\sum_{i=1}^{i} D_{k1}\tau_0\left(L_c - LD_i\right)\cdot\frac{K_m(\Delta_i)+\alpha_1}{\sqrt{1+3\left(K_m(\Delta_i)+\alpha_1\right)}}; \qquad (7)$$

$$K_{mp}(\Delta) = K_m\left(1-\gamma_l\frac{(i-15)}{15}\right)\left(1-\gamma_d\frac{\left(\Delta_i-\delta_{гр}\right)}{\delta_{гр}}\right);$$

$$L_c = \frac{H_g}{n}; \quad LD_i = \left(L_i - L_{i+1}\right), \quad \Delta_i = \frac{\omega_i}{W_i(t)}; \qquad (8)$$

$$W_i(t) = \frac{\pi}{12}\left(D_i^2(L_i) + D_{i+1}^2 + D_iD_{i+1}\right)\cdot\left(L_c - LD_i\right);$$

$$D_i(L_i) = D_{к1} + 2\left[H_1 - (i-1)L_c - L_i(t)\right]\cdot tg(\alpha_1);$$

$$Прт_i(t) = 1 - \Delta_i/\delta_{гр}. \qquad (9)$$

На графиках (рис. 2) представлены результаты вычислений для 30 мм условного выстрела.

При этом индекс «1» обозначает кривые для затравочного отверстия 5 мм ($S_{кв}$=0,00196 дм^2). Индекс «2» обозначает кривые для затравочного отверстия 3 мм ($S_{кв}$=0,00076 дм^2). Кривые, приведенные на рис. 2 показывают, что на начальной стадии процесса истечения (до 0,2 мс) продуктов сгорания ВС из КВ с затравочным отверстием 5 мм процесс уплотнения заряда идет более интенсивно, чем при работе КВ с затравочным отверстием 3 мм. В дальнейшем (t > 0,2 мс) процесс уплотнения для d_s = 5 мм прекращается. При этом пористость слоя M_1 = 0,260. Для 3 мм процесс уплотнения продолжается до достижения пористости M = 0,196. Данные результаты численной оценки уплотнения заряда при работе КВ с различными по диаметру затравочными отверстиями качественно подтверждаются экспериментальными результатами, что говорит о работоспособности представленной модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беляев А.Ф., Боболев В.К., Коротков А.И. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.

2. Баренблатт Г.И. О некоторых задачах неустановившейся фильтрации //Известия АН СССР. Отделение технических наук. М., 1954. №6.

3. Серебряков М.Е., Гретен К.К., Оппоков Г.В. Внутренняя баллистика. М.: ИКАП СССР. Государственное издательство оборонной промышленности, 1939.

О ГОРЕНИИ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ В ПОЛЕ МАССОВЫХ СИЛ

Третьяков Н.С.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г.Томск, пр.Ленина, 36,
тел. (3822) 410259, факс (3822) 410347
E-mail: barsukov@niipmm.tsu.ru

Исследование совместного влияния перегрузки и потока высокотемпературных газов на скорость горения ракетных топлив является не простой задачей. Одна из проблем – получение корректных экспериментальных данных. Известные эксперименты отмечают снижение эрозионной скорости горения в поле перегрузок, направленных перпендикулярно к поверхности (положительная перегрузка) и от поверхности (отрицательная перегрузка) горения [1,2].

В НИИ ПММ разработан стенд для исследования эрозионной скорости горения твердых топлив в поле массовых сил [3]. Стенд позволяет испытывать плоские образцы длиной до 0,1 м, шириной до 0,04 м и толщиной от 0,002 до 0,01 м при давлениях 2 ÷ 30 МПа, перегрузке до ± 1000 g и скорости потока до 400 м/с. Работа стенда основана на гашении образцов сбросом давления.

На концах стрел центрифуги на расстоянии 0,5м от центра вращения укреплены камера сгорания и противовес. Верхняя стрела центрифуги имеет канал, соединяющий камеру сгорания с узлом замера давления. Вращение центрифуги осуществляется электродвигателем постоянного тока с плавной регулировкой скорости вращения.

Камера сгорания (рис. 1) выполнена в виде полузамкнутого объема. Способ крепления камеры сгорания позволяет менять ее ориентацию относительно оси вращения центрифуги на 360^0. Это дает возможность проводить испытания при разном фиксированном угле между вектором перегрузки и направлением потока газов в диапазоне $0 \div 360^0$.

Полость камеры состоит из трех объемов. Левый заполняется охлаждающей жидкостью, которая может подаваться в камеру сгорания через патрубок 1. Собственно камера сгорания изолирована от объема с охлаждающей жидкостью диафрагмой 2, являющейся опорой для гильзы 3. На внутреннюю плоскую поверхность гильзы наклеивается испытуемый образец 4. Щель, образующаяся между свободной поверхностью образца и внутренней поверхностью гильзы, служит для формирования эрозионного потока газов. Гильза фиксируются в корпусе гайкой 5.

Правый объем предназначен для размещения контрольного 6 и газогенерирующего 9 образцов, инициатора 8 и узла сброса давления, выполненного в виде ступенчатой пороховой пробки 7. В нижней части корпуса камеры есть гнездо для установки либо соплового блока 10, либо контрольного датчика давления. Верхняя стрела центрифуги имеет канал, соединяющий камеру сгорания с предсопловым объемом узла замера давления.

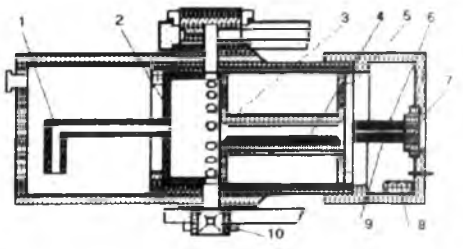


Рис. 1. Камера сгорания

Время горения образцов (0,05 ÷ 0,1) с задается толщиной пороховой пробки, исходя из предполагаемого давления и закона скорости горения материала пробки. Уровень давления регулируется размером соплового отверстия в узле замера давления либо сопловым вкладышем в блоке 10. Давление замеряется в предсопловом объеме верхней стрелы центрифуги тензометрическим датчиком давления. Процесс изменения давления во времени фиксируется на ленту осциллографа. Одновременно записываются метки времени и показания индукционного датчика числа оборотов.

При обмере исследуемого 4, контрольного 6 и газогенерирующего 9 образцов (см. рис. 1) использовали систему, позволяющую проводить измерения в фиксированных точках по углам квадрата 5×5 мм цифровым индикатором с ценой деления 10^{-5} м.

Разница средних значений до и после опыта дает толщину сгоревшего свода в данной точке. Для контрольного образца за толщину сгоревшего свода Δl принимается среднее арифметическое разности обмеров всей его площади.

Коэффициент эрозии в i-ой точке исследуемого образца определяется как отношение толщины сгоревшего свода в данной точке Δl_i к толщине сгоревшего свода контрольного образца Δl,на который действовала та же по значению и направлению перегрузка, но не влиял эрозионный поток, т.е.

$$\varepsilon_i = \frac{\Delta l_i}{\Delta l}.$$

Это соотношение позволяет оценить изменения скорости горения топлив, вызываемые эрозионным потоком.

Скорость обдувающих газов зависит от материала и условий горения пороха, от площади поверхностей горения газогенератора, контрольного образца и пробки, а также от площади поперечного сечения щели. При расчете параметров потока в каком-либо сечении рассматривали соответствующую ему площадь газового потока F_i и учитывали эрозионное горение части исследуемого образца до этого сечения. За время процесса горения

скорость потока уменьшается из-за разгара образца на (25 – 30) %, что учитывается при вычислении параметра потока J_i осреднением начальной и конечной площадей проходных сечений. Площадь F_i вычисляли по результатам обмера гильз и толщине сгоревшего свода Δl_i.

Параметр J_i, характеризующий свойства потока, определяли по известной методике В. Н. Вилюнова [4]:

$$J_i = H_i \sqrt{\lambda_i},$$

Безразмерный параметр H_i, используемый в работах Я. Б. Зельдовича, для характеристики эрозионного горения, при условии идентичности составов газогенератора, пороховой пробки, контрольного и исследуемого образцов брали в виде

$$H_i = \left(1 - \frac{\alpha k p}{g f \chi}\right) \frac{1}{F_i} \left(S_0 + \sum_{j=0}^{i} \varepsilon_j S_j\right),$$

где α – коволюм; k – коэффициент изоэнтропы; p – среднее давление в камере сгорания; g – ускорение свободного падения; f – сила пороха; χ – коэффициент, отражающий теплопотери в стенки; F_i – средняя за время процесса площадь поперечного сечения газового потока; S_0 – суммарная площадь горения газогенератора, пороховой пробки и контрольного образца; ε – коэффициент эрозии; S – площадь горения исследуемого образца до рассматриваемого сечения.

Коэффициент сопротивления λ в первом приближении вычисляется по формуле Никурадзе:

$$\lambda_i = 0{,}0032 + \frac{0{,}221}{\mathrm{Re}_i^{0{,}237}},$$

где $\mathrm{Re}_i = \frac{H_i \delta u d_i}{\mu}$; δ – плотность пороха; u – линейная скорость горения контрольного образца; d_i – характерный размер; μ – динамическая вязкость.

При движении газа вдоль исследуемого образца скорость его возрастает в 2 – 2,5 раза за счет газоприхода от поверхности обдува. Поэтому, зная значения коэффициента эрозии ε и параметра потока J в точках обмера, можно после каждого опыта строить зависимость $\varepsilon(J)$, имеющую до 30 экспериментальных точек. Последующие опыты проводят таким образом, чтобы полученные кривые частично перекрывали предыдущие. Это достигается изменением площади поверхности газогенератора, размера щели или соплового отверстия. Погрешность измерения коэффициента эрозии составляет 2 %, а расчета параметра J – около 10 %.

На рис. 2 представлены результаты испытания на предлагаемом стенде модельного смесевого топлива, содержащего до 18% алюминия, при давлении 15 МПа и перегрузках 0 и 150 g, направленных перпендикулярно к поверхности горения и к эрозионному потоку. Данные обработаны в зависимости коэффициента эрозии от параметра В. Н. Вилюнова. В качестве характерного размера брались длина образца (1, 4), ширина (3, 6) и периметр (2, 5) зазора. Экспериментальные данные хорошо апроксимируются линейной зависимостью $\varepsilon(J)$. Прямые 1–3 относятся к зависимостям $\varepsilon(J)$ для перегрузок 150 g.

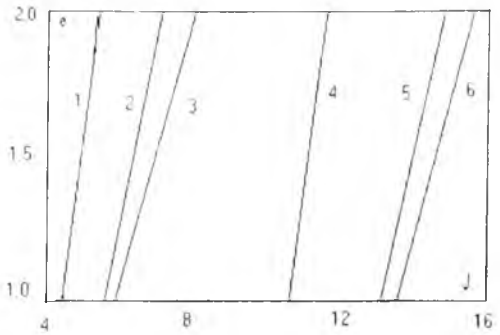


Рис. 2. Экспериментальные зависимости

Результаты экспериментов показали, что на металлизированных топливах перегрузки снижают пороговое значение параметра потока, практически не изменяя наклон эрозионной кривой.

Таким образом, предлагаемый стенд позволяет производить эрозионные испытания твердых топлив при различных, заранее заданных углах между вектором перегрузки и направлением потока.

Результаты исследования представляют несомненный интерес как для проектировщиков двигателей твердого топлива, работающих в экстремальных условиях, так и для специалистов – исследователей, изучающих механизм горения конденсированных веществ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чулков А. З., Шур М. С. Особенности процесса горения зарядов РДТТ в поле ускорений ВИНИТИ, 1973. Деп. № 6514-73. 53 с.

2. Sturm E. I., Reichenbach R. E. An Experimental Envestigation of solid – Propellant Erosive Burning in an Acceleration Field // AIAA journal, 1971. № 10. P. 1941 – 1944.

3. Третьяков Н.С., Барсуков В.Д. Стенд для исследования влияния перегрузок на горение. А.с.108871 СССР, МКИ 01 №33/32.

4. Вилюнов В. Н. К теории эрозионного горения порохов // Докл. АН СССР. 1961. Т. 136, вып. 2. С. 381-383.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАКОНОВ ГОРЕНИЯ ПОРОХА НА ОСНОВЕ МАНОМЕТРИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

Хоменко Ю.П., Широков В.М., *Крутиков В.Н.

НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел./факс (3822) 529648; E-mail: khomjp@niipmm.tsu.ru
*Кемеровский госуниверситет
650043, Кемерово, ул. Красная, 6,
тел. (3842) 552509, факс (3842) 233885; E-mail: mathcyb@kemsu.ru

Манометрические испытания, т.е. сжигание образца исследуемого топлива в постоянном объеме (в манометрической бомбе [1]), являются практически единственным способом определения калорических характеристик топлив и определения законов горения и газообразования. Корректный учет тепловых потерь важен не только для определения истинных значений силы пороха и коволюма, но и для установления закона горения, так как неизвестно, насколько искажается зависимость доли сгоревшего пороха от времени $\psi(t)$ при пренебрежении теплоотдачей.

Полученная в опыте зависимость давления от времени обрабатывалась в два этапа. На первом этапе проводилось определение силы пороха и коволюма пороховых газов с учетом тепловых потерь по методике, описанной в [2]. Целью второго этапа являлось установление временной зависимости линейной скорости горения от времени.

Из уравнения энергии в случае горения пороха в манометрической бомбе, пренебрегая давлением воспламенителя, можно получить [3]

$$\psi(t)=\left[\frac{\gamma-1}{\Delta}\frac{S}{W}\int_0^t q_w\,dt+p\left(\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}\right)\right]\Big/\left[f+p\left(b-\frac{1}{\delta}\right)\right], \quad (1)$$

где p – давление пороховых газов; Δ – плотность заряжания; δ – истинная плотность пороха; b – коволюм пороховых газов; f – сила пороха; γ – отношение удельных теплоемкостей пороховых газов; S – площадь поверхности контакта пороховых газов с бомбой; W – объем бомбы; q_w – тепловой поток в стенки бомбы, определяемый на первом этапе обработки, приходящийся на единицу площади. Записанное уравнение устанавливает соответствие между измеренной в опыте зависимостью $p(t)$ и степенью сгорания заряда $\psi(t)$.

С другой стороны, закон газообразования можно представить в виде [1]

$$\frac{d\psi}{dt}=\frac{S_1}{V_1}\sigma(\psi)U, \quad (2)$$

где S_1, V_1 – начальные площадь поверхности и объем порохового заряда; $\sigma(\psi)$ – отношение текущей площади поверхности горения к начальной; U – линейная скорость горения.

В работе Я.Б. Зельдовича [4] для нестационарной скорости горения предложена зависимость

$$U=\frac{de}{dt}=Ap^{\nu}+\frac{B}{p^{k}}\frac{dp}{dt}, \quad (3)$$

где e – толщина сгоревшего слоя пороха; t – время; A, B, ν, k – постоянные коэффициенты, которые нужно определить.

Интегрируя (3) от момента времени $t = t_0$, получим для $k \neq 1$ с учетом воспламенительного периода и периода догорания

$$e_1 = A\left(\int_{t_0}^{t_1}\chi_1 p^{\nu}dt+\int_{t_1}^{t_2}p^{\nu}dt+\int_{t_2}^{t}\chi_2 p^{\nu}dt\right)+ \quad (4)$$

$$+B\left(\int_{t_0}^{t_1}\frac{\chi_1}{p^{k}}\frac{dp}{dt}dt+\frac{p_2^{1-k}-p_1^{1-k}}{1-k}+\int_{t_2}^{t}\frac{\chi_2}{p^{k}}\frac{dp}{dt}dt\right)$$

где e_1 – средняя полутолщина горящего свода в данной навеске исследуемого пороха; t_0 – время начала воспламенительного периода; t_1 – момент окончания воспламенительного периода; t_2 – момент начала периода догорания (уменьшения количества пороховых элементов); $\chi_1(t)$ – доля горящих к данному моменту пороховых элементов; $\chi_2(t)$ – доля не сгоревших к данному моменту пороховых элементов.

Введем аналог удельной интенсивности газообразования [1]

$$\Gamma=\frac{1}{p^{\nu}}\frac{d\psi}{dt}.$$

Естественно предположить, что момент времени t_1 соответствует первому максимуму или резкому изменению темпа нарастания кривой $\Gamma(\psi)$. Если на кривой $\Gamma(t)$ или $\Gamma(\psi)$ имеется хорошо выраженная точка, начиная с которой реализуется заметное изменение темпа убывания, то это время следует принять за t_2, в противном случае t_2 можно определить из условия

$$\psi(t_2)=1-\kappa_1\psi(t_1),$$

где κ_1 – постоянная, выбираемая из условия $1 \le \kappa_1 \le 2$. Исходя из структуры Γ, для χ_1, χ_2 в формуле (4) использовались зависимости

$$\chi_1=\Gamma(t)/\Gamma(t_1); \quad \chi_2=\Gamma(t)/\Gamma(t_2).$$

Пусть для некоторого пороха проведена серия из N опытов и зарегистрированы N зависимостей $p_n(t_i) = p_{ni}$ (n – номер опыта). Проведя обработку этой серии по методике [2] и определив с учетом теплопотерь силу пороха f и коволюм пороховых газов b, найдем из (1) $\psi_{ni} = \psi_n(t_i)$, а также численным дифференцированием значения производных dp_{ni}/dt и $d\psi_{ni}/dt$ в точках $t = t_i$. Предполагаем, что зависимости $\sigma_n(\psi_n)$ мало меняются от опыта к опыту. Тогда, согласно (2), для каждой пары зависимо-

стей $\psi_{n,l}$ и $\psi_{n+j,l}$ ($j=1,\ldots, N-n$) в точках, где $\psi_{n,l} = \psi_{n+j,l}$, справедливо равенство

$$\frac{d\psi_{n,l}/dt}{d\psi_{n+j,l}/dt} = \frac{U_{n,l}}{U_{n+j,l}}.$$

Для закона горения (3) отсюда можно записать:

$$\Phi_{n,n+j,l} = U_{n+j,l}d\psi_{n,l}/dt - U_{n,l}d\psi_{n+j,l}/dt = 0.$$

Естественно принять за истинные значения параметров A, B, ν, k такие, которые обеспечивают минимум функции

$$\Phi = \sum_n \sum_j \sum_l \left(\Phi_{n,n+j,l}\right)^2 \qquad (5)$$

Из (3) видно, что $\Phi = 0$ при $A = B = 0$, поэтому поиск ненулевых значений A, B проводился поэтапно. Следует заметить, что с помощью методики [5], используя известный факт, что нестационарные эффекты существенны лишь при небольших давлениях, можно определить значение ν при больших давлениях и в дальнейшем считать значение ν известным. Далее на первом этапе будем пренебрегать нестационарными эффектами, положив $B = B_0 = 0$. Значение первого приближения стационарной составляющей скорости горения определим из решения задачи о минимуме функции

$$\Phi_e = \sum_{n=1}^{N} (e_1 - e_{1n})^2, \qquad (6)$$

где e_1 – известное значение половины толщины горящего свода; e_{1n} – вычисленное для каждого опыта по формуле (4) при $B = 0$. Определенное таким образом значение коэффициента $A = A_1$ «замораживается», а значение коэффициента $B = B_1$ при заданном k определяется из решения задачи о поиске минимума функции (5). При этом поиск ограничивается областью значений $\psi < 0{,}2$, где нестационарные эффекты наиболее заметны.

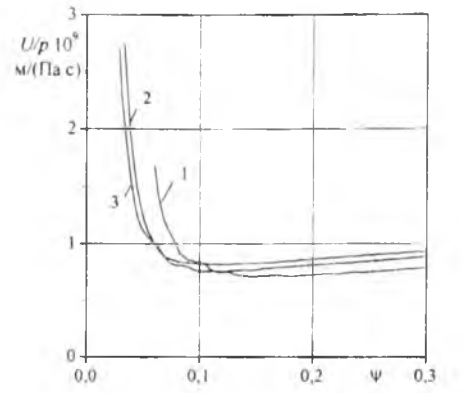
На следующем этапе аналогично предыдущему производится уточнение значения $A = A_2$ при найденном значении $B = B_1$ и т.д. Процесс уточнения продолжается до тех пор, пока не будет достигнута заданная точность.

В заключение приведем результаты, полученные по описанной технологии, при обработке серии из трех опытов для толстосводного трубчатого пороха. В таблице приведены величины навесок ω, максимальное давление и относительная доля теплопотерь δQ, определенная по методике [2]. Предварительная оценка показала, что величину ν для исследуемого состава можно считать равной единице и исключить из числа определяемых параметров. Аналогично, исходя из результатов [4], полагали $k = 2$. В итоге было установлено, что

$A = 0{,}779 \cdot 10^{-9}$ м/(Па·с); $B = 0{,}157 \cdot 10^{8}$ м·Па.

N	ω, г	p_m, МПа	δQ, %
1	18,46	137,4	29,6
2	26,0	203,4	24,1
3	33,18	266,4	23,2

На рис. 1 показано изменение U/p в зависимости от ψ для каждого опыта. Цифры на кривых соответствуют номеру опыта в таблице. Из приведенных графиков можно определить толщину сгоревшего слоя, где нестационарные эффекты существенны, которая хорошо коррелирует с толщиной прогретого слоя в воспламенительном периоде.



1 – p_m = 137,4 МПа; *2* – p_m = 203,5 МПа; *3* – p_m = 266,0 МПа; $k = 2$

Рис. 1

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 04-03-33121) и программы «Университеты России» (код проекта УР.04.01.044).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М.: Оборонгиз, 1962. 703 с.
2. Хоменко Ю.П., Широков В.М. Об учете тепловых потерь при обработке результатов манометрических испытаний// Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. II Всерос. науч. конф. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. С. 171-172.
3. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 256 с.
4. Зельдович Я.Б. Горение пороха при переменном давлении. // Теория горения порохов и взрывчатых веществ. М.: Наука, 1982. С. 278 – 300.
5. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Саморокова Н.М. Интегродифференциальный метод определения законов горения конденсированных систем в условиях постоянного объема // Физика горения и взрыва. 1999. Т.35, №1. С. 67-71.
6. Крутиков В.Н. Быстросходящийся метод решения задач безусловной минимизации, не требующий вычисления производных // Газовая динамика. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. С. 85 – 99.

АВТОМАТИЗАЦИЯ КАЛИБРОВКИ УСТРОЙСТВА ИЗМЕРЕНИЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПОВЕРХНОСТИ ТВЁРДЫХ ОБЕКТОВ

Цыба Г.А.[1], Саламатов В.Г.[2]

[1] НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

[2] Отдел структурной макрокинетики Томского научного центра СО РАН
634021, г. Томск, пр. Академический, 10/3

Сообщается о создании экспериментального стенда для автоматической калибровки устройства дистанционного неконтактного измерения температурного поля поверхности твердых объектов в оптическом диапазоне электромагнитного излучения.

В статье [1] описано применение видеокамеры и персонального компьютера для измерения высокотемпературных полей как на поверхности, так и внутри твердых тел. Такое устройство (видеопирометр) показало высокую эффективность и быстродействие.

Калибровка видеопирометра производилась светоизмерительной лампой СИ-10-300у. Калибровку и периодическую поверку лампы осуществляют прецизионным визуальным пирометром ЭОП-66 [2–4]. Это, в основном, ручная работа, требующая много времени.

Стенд для автоматизации калибровки освобождает оператора от рутинной работы, повышая производительность и эффективность процесса калибровки. Роль оператора в нашем экспериментальном стенде выполняла цветная видеокамера, которая, в сочетании с ПК может быть использована как видеопирометр. Блок-схема для калибровки видеопирометра изображена на рис. 1.

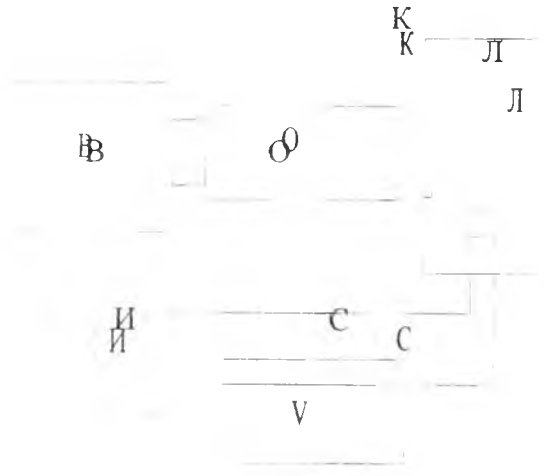


Рис. 1 Блок-схема стенда калибровки видеопирометра

В качестве теплового объекта применялась аттестованная до 2300 °С образцовая температурная лампа второго разряда СИ-10-300у, расположенная вертикально.

Светоизмерительная лампа Л помещалась в контейнер К. Ребристая внутренняя поверхность контейнера покрыта черной матовой жаропрочной краской. Это позволяет ослабить влияние рассеянного излучения ленты лампы на результат измерения. Такая предосторожность соблюдалась при изготовлении оптического канала О, соединяющего видеокамеру В с окном контейнера К. В оптический канал помещалась кассета со стеклянными фильтрами и, если было необходимо, дополнительный объектив.

Направление визирования оптической оси видеокамеры определялось стрелкой внутри лампы и нанесенной на заднюю стенку баллона лампы меткой.

Питание ленты температурной лампы постоянным стабилизированным током осуществлялось регулируемым источником питания И с максимальным током 32 А. Ток в ленте лампы СИ-10-300у автоматически изменялся ступенчато по заданной программе, контролировался цифровым вольтметром V постоянного тока (Щ1516) с помощью термоустойчивого добавочного сопротивления С и регистрировалась компьютером. Погрешность измерения не превышала ±100 мА при максимальном токе накала. Были созданы условия, максимально приближенные к реальным условиям проводимых экспериментальных работ. На основе этих измерений составлена техническая характеристика видеопирометра и правила его эксплуатации.

Метрологической характеристикой пирометра, как и любого измерительного прибора, является порог чувствительности или разрешающая способность–наименьшее изменение температуры, обнаруживаемое пирометром. Чувствительность видеокамеры позволяет реализовать чувствительность пирометра ЭОП-66.

При создании стенда принимались во внимание ГОСТы и МИ [2–4].

В стенде для поверки СИ-10-300у использовались цифровая видеокамера Panasonic DAIEV и ПК (Intel Pentium III с видеоплатой Fare Wire).

Регистрация "красного" и "зеленого" излучений в стандартном пирометре из-за смены светофильтров не совпадает во времени. Цветная видеокамера регистрирует излучения на трех длинах волн одновременно. Сенситометр ПК позволяет определить значения яркостей красного, зеленого и синего цветов на выбранном участке изображения. Спектральные отношения излучений ленты лампы СИ-10-300у определялись в диапазоне температур 1000 – 2200 °С.

Отношения измеряемых яркостей красного, зеленого и синего не совпадали с величинами, полученными по формулам Планка, Вина.

Однако повторяемость величин отношений яркостей при заданных температурах ленты лампы была высокой. Производилась тщательная градуировка применяемого измерительного стенда.

Такой измерительный комплекс, как показала практика его использования, позволяет получать больше информации о наблюдаемом процессе, чем визуальный контроль наблюдателя за уравниванием яркости нити с яркостью объекта. Вместе с этим исключается влияние "человеческого фактора" на результаты измерений. Известно, что точность уравнивания яркостей зависит от контрастной и спектральной чувствительности глаза наблюдателя, которая, в свою очередь, определяется уровнем яркостей нити и объекта и продолжительностью наблюдения. Не обращаясь к цветовой шкале, наблюдатель в состоянии уверенно различать не более десяти цветовых тонов. ПК может определить значительно больше цветовых тонов и уровней яркости на цветном изображении объекта. Принтер, даже простейший, позволяет оформить необходимый документ с результатами измерений, в том числе в виде графиков.

В качестве примера на рис. 2 показаны кадры изображения нити пирометра на фоне ленты лампы и гистограммы их яркостей: а – при яркости нити меньше яркости ленты лампы; б – в момент совпадения их яркостей; в – яркость нити больше яркости ленты. Погрешность измерений яркостной температуры ленты определялась по интервалу между центрами гистограмм.

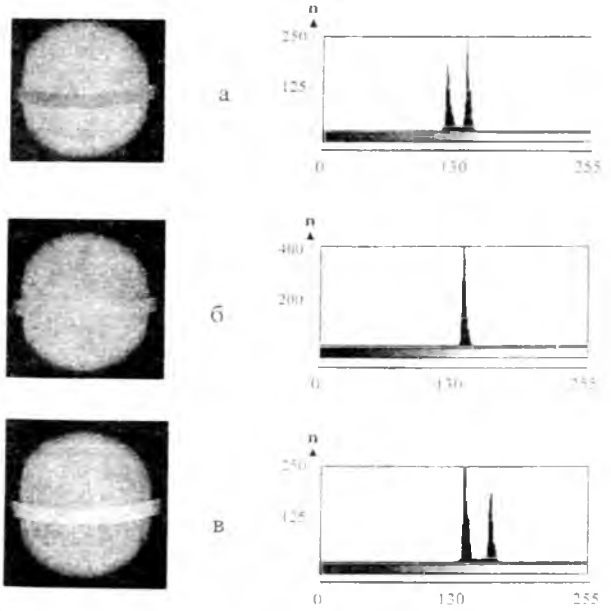


Рис. 2. Кадры изображения нити пирометра на фоне ленты лампы и гистограммы их яркостей

На рисунке она не больше 10 °С, что соизмеримо с основной погрешностью самого пирометра, которую определяют относительно образцового излучателя. Уровень яркости и число точек изображения n, имеющих соответствующий уровень яркости, приведены в относительных единицах.

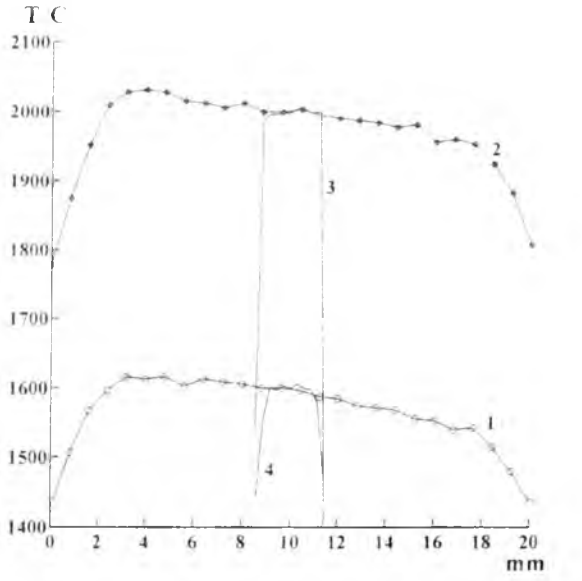


Рис. 3. Распределение температуры на поверхности ленты лампы СИ-10-300у

На рис. 3 изображено температурное поле вольфрамовой ленты лампы СИ-10-300у. Графики отображают распределение температуры в центре ленты сверху вниз и слева направо. Интерполированные кривые 1 и 4 получены при температуре в центре ленты 1600 °С, а 2 и 3 – при 2000 °С. На оси абсцисс точка 10 мм соответствует центру ленты лампы. Лампа располагалась вертикально.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цыба Г.А., Саламатов В.Г., Поляков В.Л. // Приборы и техника эксперимента. 2003. №4. С. 58-62.
2. ГОСТ 8.130-74. ГСИ. Пирометры визуальные с исчезающей нитью общепромышленные. Методы и средства поверки.
3. ГОСТ 8.155-75. ГСИ. Лампы температурные образцовые второго разряда. Методы и средства поверки.
4. МИ 1733-87. ГСИ. Пирометры монохроматические визуальные с исчезающей нитью образцовые 1-го разряда и рабочие прецизионные. Методы поверки.

ВИДЕОПИРОМЕТР

Цыба Г.А. [1], Саламатов В.Г. [2]

[1] НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

[2] Отдел структурной макрокинетики Томского научного центра СО РАН
634021, г. Томск, пр. Академический, 10/3

Телевизионные измерительные устройства в сочетании с персональным компьютером (ПК) нашли широкое применение в физических и медицинских исследованиях тепловых полей, в изучении различных быстропротекающих процессов. Однако во многих случаях это приборы специального назначения, поэтому они не находят широкого применения.

Сообщается об экспериментальных исследованиях видеопирометра (телевизионного измерительно-вычислительного комплекса), созданного нами на основе телевизионной камеры и ПК, обеспечивающего измерение динамических тепловых полей волны горения СВС систем в видимом диапазоне электромагнитного излучения. Интервал измеряемых температур от 800 до 2500 °С. Погрешность измерений температуры не более чем 50 °С.

Телевизионный стандарт цветной видеозаписи предусматривает три базовых цвета – красный, зеленый и синий. Их длины волн равны, соответственно, 620, 540 и 470 нм, что позволяет воспользоваться цветовым методом (методом спектральных отношений) для определения температуры нагретых тел в оптическом диапазоне электромагнитного излучения.

В наших исследованиях были использованы видеокамера Panasonic RX 11EN в сочетании с ПК на базе Intel Pentium (рабочая частота 100 МГц). Конвертирование аналогового видео в цифровой формат осуществлялось при помощи платы ASUS AGP-V3400 TNT/TV. Использовалась также цифровая видеокамера Panasonic DA 1EV с ПК на базе Intel Pentium III (рабочая частота 1000 МГц). Захват видео осуществлялся через плату с интерфейсом IEEE 1394.

Теоретически определить, с достаточной степенью точности, технические параметры телевизионного устройства для целей цветовой пирометрии не представляется возможным [1]. Оба типа измерительно-вычислительных устройств как на базе аналоговой, так и на базе цифровой видеокамер показало их пригодность для исследований быстропротекающих, в том числе высокотемпературных, процессов как в условиях научной лаборатории, так и в условиях лабораторий промышленных предприятий.

Приведенные ниже результаты исследований (горение цилиндрических образцов, спрессованных из смеси титана и молибдена, в газообразном азоте) получены при использовании цифровой видеокамеры.

Градуировка видеопирометра производилась прецизионным визуальным пирометром ЭОП-66 и аттестованной образцовой температурной лампе второго разряда СИ-10-300у [2].

Световые и технические характеристики видеопирометра и метод цветовой пирометрии определялись опытным путем с использованием рабочих эталонных образцов. Специфическим требованием к образцовым излучателям, которые применяются для градуировки пирометров спектрального отношения, является наличие единой цветовой температуры. Для вольфрама это условие справедливо в интервалах длин волн 0,4 ÷ 0,55 и 0,55 ÷ 0,7 мкм. В конечном счете, в интервале от 0,4 до 0,7 мкм для вольфрама цветовую температуру можно считать единой из-за малости ошибки измерения.

В диапазоне температур объекта 1000 – 2300 °С фотоприемное устройство видеокамеры не способно одновременно охватить весь диапазон уровня яркости видимой области излучения без искажения. Чтобы уменьшить погрешность определения температуры в этом интервале, измерение яркости излучения производилось тремя диапазонами по 500 °С. Диапазоны температур задавались подбором нейтральных поглощающих излучение оптических стекол [2].

Разработанное программное обеспечение к видеопирометру позволяет получить на выделенном участке изображения объекта значение отношений интенсивностей трех базовых цветов нагретого тела и получить изображение объекта в виде температурных областей.

Например, на рис. 1 изображена структура температурного поля волны горения образца: а – кадры процесса горения (7 градаций серого); б – границы тепловых областей волны горения; в – увеличенный участок волны горения (13 градаций серого).

Для измерения внутренней температуры в образце по радиусу сверлили глухое отверстие (одно или более), тем самым создавалась модель черного тела (МЧТ) [3]. На рис. 2 представлено усредненное значение температуры на выделенном участке (0,1 х 0,1 мм) изображения горения образца от времени.

По перемещению выбранного уровня температуры (по вертикали и горизонтали) определяется скорость горения. Время между выбранными кадрами определяется по скорости кадровой развертки. Расстояние между двумя уровнями яркости задается масштабным коэффициентом S (вводится пользователем).

Скорость равна V= S·N (пикселей)/ n (кадров)·t (время развертки). На рис. 3 приведено изменение скорости горения образца по поверхности и внутри щели.

Рис. 1. Структура температурного поля волны горения образца, спрессованного из смеси титана и молибдена, в газообразном азоте

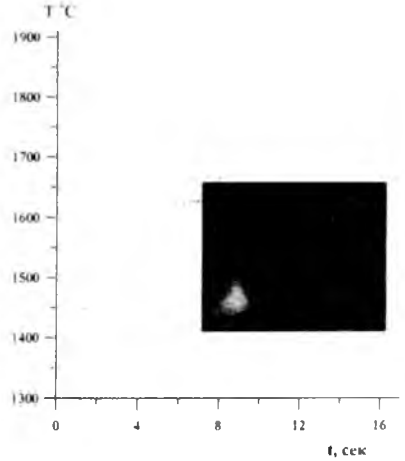


Рис. 2 Изменение температуры внутри отверстия от времени синтеза.
Участок счета 0,1 х 0,1 мм

Кроме отверстий описанного типа по образующей цилиндрического образца изготовлялась тонкая щель до его оси (рис. 4), что позволяло получить дополнительную информацию о закономерности распространения и структуре температурного поля внутри образца. Видно, что момент достижения максимальной температуры в щели не совпадает (запаздывает) с моментом максимального значения температуры на поверхности образца в сопредельной области.

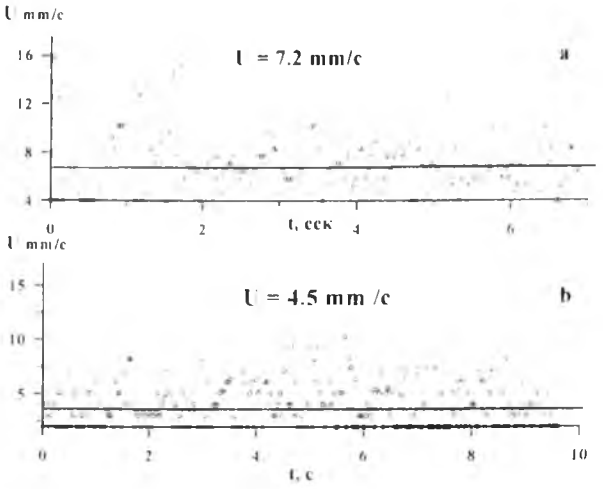


Рис. 3. Изменение скорости продвижения фронта горения по поверхности (a) и в щели (b) образца. Точка на графике соответствует кадру видеосъемки. Ширина фронта (область счета) 0,5 (a) и 0,3 (b) мм

Максимальное свечение дна щели достигается, когда яркость поверхности образца значительно уменьшилась или темная. Вышесказанное позволяет сделать выводы о том, что горение в данной системе протекает в поверхностном режиме. Последний кадр рис. 3 соответствует максимальному внутреннему разогреву системы (1850 °C).

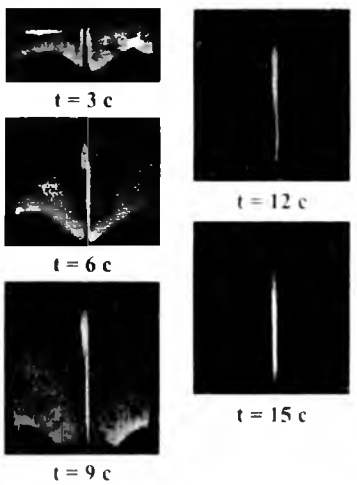


Рис. 4. Видеокадры процесса горения образца со щелью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ерганжиев Н.А. Цветное телевидение в измерительной технике. М.: Связь, 1980. 104 с.
2. Цыба Г.А., Саламатов В.Г., Поляков В.Л. // Приборы и техника эксперимента. 2003. №4. С.58-62.
3. Саламатов В.Г., Цыба Г.А., Кирдяшкин А.И., Максимов Ю.М. // Измерительная техника. 2002. № 9. С. 41.

ОПЕРАТИВНЫЙ КОНТРОЛЬ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СТРОИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ В УСЛОВИЯХ ПЛАЗМЕННОГО НАГРЕВА

Шиляев А.М., Волокитин Г.Г., Лысак И.А.

Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003 г. Томск, пл. Соляная, 2,
тел. (3822) 659942
E-mail: kafpm@tsuab.ru

В процессе создания новых теплоэффективных строительных материалов и при нанесении на них плазменных покрытий [1] на стадии оптимизации состава исходного сырья и технологических режимов изготовления необходим постоянный контроль теплопроводности изделий в диапазоне температур их эксплуатации.

Экспериментальное определение теплофизических свойств строительных материалов при помощи классических стационарных методов – процесс продолжительный, дорогостоящий и не всегда в состоянии обеспечить достаточную точность результатов. В связи с этим представляется целесообразным применение нестационарной методики определения теплофизических характеристик на основе решения обратной задачи теплопроводности при воздействии на образец плазменным потоком [2].

В настоящее время такой метод разработан и апробирован на кафедре прикладной механики и материаловедения ТГАСУ. Создано специальное программно-техническое обеспечение, представляющее собой автоматизированный комплекс контроля и его управляющие программы.

Принцип действия комплекса заключается в следующем. После запуска плазменного генератора по команде управляющей программы устройство контроля блока первичных измерительных преобразователей осуществляет организацию измерений в соответствии с заданными режимами. Сигнал с блока датчиков после усиления и преобразования в двоичный код регистрируется электронно-вычислительной машиной. По команде управляющей программы цифровой коммутатор выбирает очередной канал для измерений. Процесс повторяется последовательно по всем каналам. Время выбора канала не превышает 100 мкс. Предусмотрено программное управление временем дискретизации, что важно при регистрации нестационарных быстропротекающих процессов.

Программное обеспечение для регистрации и обработки экспериментальных данных представляет собой управляющую драйвер-программу и позволяет накапливать массив поступивших сигналов первичных преобразователей, интерпретировать цифровые сигналы в конкретные физические величины, производить цифровую фильтрацию исходных сигналов, выводить полученную и обработанную информацию в цифровом и графическом видах на периферийные устройства.

Перед началом работы автоматизированный комплекс контроля подвергался настройке и градуировке.

Для контроля теплофизических характеристик генерируемого им плазменного потока, используемого в качестве источника нагрева, применены контактные методы исследования, основанные на закономерностях нестационарного теплового поля [3].

Проведена серия экспериментов по контролю теплопроводности строительных композиционных материалов с помощью высококонцентрированного плазменного потока.

Для образцов строительных материалов на основе зольных микросфер (ЗМС) из выбранных составов исходного сырья установлено изменение коэффициента теплопроводности в диапазоне температур 20 – 100 ^{0}C (рис. 1).

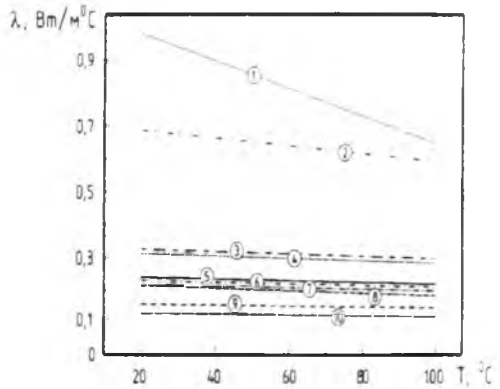


Рис. 1. Зависимость теплопроводности золокерамических материалов от температуры:
1 – процентное содержание в составе исходного сырья глины 100%, 0% зольной микросферы; 2 – 90% глины, 10% ЗМС; 3 – 80% глины, 20% ЗМС; 4 – 70% глины, 30% ЗМС; 5 – 60% глины, 40% ЗМС; 6 – 50% глины, 50% ЗМС; 7 – 40% глины, 60% ЗМС; 8 – 30% глины, 70% ЗМС; 9 – 20% глины, 80% ЗМС; 10 – 10% глины, 90% ЗМС

Применение разработанного экспресс-метода позволило оперативно выполнить оценку как влияния температуры на теплопроводность золокерамических материалов, так и произвести анализ влияния состава исходного сырья на теплопроводность образцов.

Выяснилось, что с повышением содержания в составе исходного сырья зольной микросферы постепенно утрачивается влияние температуры на теплопроводность изделий. Это связано с изменением структуры материала, а следовательно, с изменением механизма передачи тепла, очевидно, с увеличением закрытой пористости начинает преобладать радиационная составляющая.

Влияние состава сырья на теплопроводность золокерамических строительных материалов при 20 °С в условиях естественной влажности (6 - 8 %) (рис. 2) аппроксимировалось зависимостью

$$\lambda = 0{,}16 + 0{,}83 \cdot e^{-0.06\,ЗМС}, \qquad (1)$$

где $ЗМС$ – содержание зольной микросферы, %.

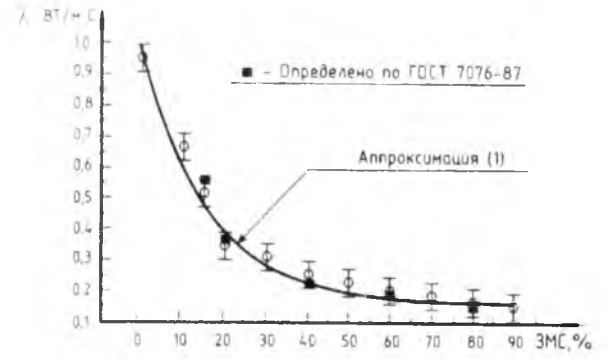


Рис. 2. Влияние состава сырья на теплопроводность золокерамических строительных материалов

Из графика видно, что прогнозируемая теплопроводность изделия из 100% зольной микросферы составит 0,16 Вт/м^{0}С, а процентное содержание золы – микросферы в шихте не должно превышать 20 – 30%, что обеспечивает снижение теплопроводности в 2 – 3 раза по сравнению с глиняными изделиями.

Выполнена оптимизация содержания зольной микросферы в составе исходного сырья для производства строительных изделий по соотношению «прочность – теплопроводность» (рис. 3). В качестве оптимизируемого критерия выбран условный коэффициент качества

$$\xi = \frac{(R_{изг} + R_{сж})}{\lambda},$$

где $R_{изг}$ – предел прочности при изгибе, МПа, $R_{сж}$ - предел прочности при сжатии, МПа.

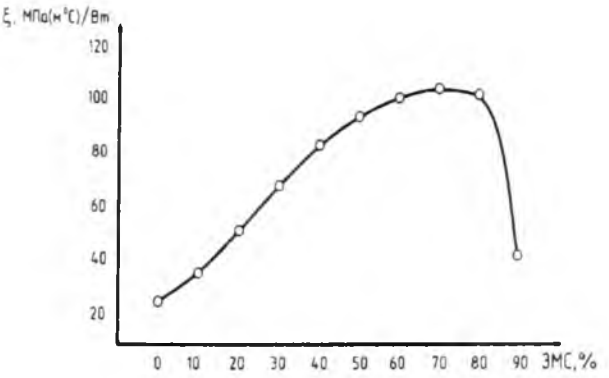


Рис. 3. Условный коэффициент качества золокерамических строительных изделий

Разработанный экспресс-метод контроля теплопроводности строительных композиционных, теплоизоляционных и огнеупорных материалов с использованием плазменного нагрева обеспечивает контроль коэффициентов линейной зависимости теплопроводности от температуры с относительной погрешностью до 10%. При использовании данного метода время от начала теплового воздействия с измерениями и обработкой данных до выдачи результата составляет примерно 30 с [2, 3].

Прочностные и теплофизические характеристики строительных изделий на основе зольных микросфер [1, 2] приведены в таблице.

Характеристики строительных изделий на основе зольных микросфер

ЗМС, %	λ, Вт/м^{0}С	$R_{изг}$, МПа	$R_{сж}$, МПа	ρ, кг/м^3
0	0,99	9,76	23	1998,5
10	0,65	9,3	20,1	1582,8
20	0,33	8,72	19,3	1458,3
30	0,30	8,2	18,6	1341,3
40	0,27	7,66	18,1	1197,1
50	0,24	7,07	17,6	1117,4
60	0,23	6,5	17,3	1067,3
70	0,17	6	17	1045,3
80	0,16	5,5	16,2	937,5
90	0,16	5	4,8	947

Примечание. ЗМС, % – содержание зольных микросфер; λ, Вт/м^{0}С, – теплопроводность изделий; $R_{изг}$ и $R_{сж}$, МПа, – предел прочности при изгибе и при сжатии, соответственно; ρ, кг/м^3, – плотность изделий.

Результаты контроля теплопроводности при создании золокерамических материалов могут служить основой корректных расчетов соотношений «глина – микросфера» по критерию оптимизации соотношения «прочность – теплопроводность».

Процентное содержание зольных микросфер в шихте при производстве золокерамических теплоизоляционных материалов не должно превышать 20 – 30%, что обеспечивает снижение теплопроводности в 2 – 3 раза по сравнению с глиняными изделиями, а предел прочности при изгибе будет не ниже 9–10 МПа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скрипникова Н.К., Петраченко В.В., Шлыков Д.В. Использование техногенных отходов для получения теплоизоляционных строительных материалов // Материалы XXX Всероссийской научно-технической конференции «Актуальные проблемы современного строительства». Пенза: ПГАСА, 1999. С.135-136.

2. Шиляев А.М., Волокитин Г.Г., Лысак И.А., Сорокин П.В. Экспресс – метод контроля теплопроводности строительных материалов с помощью высококонцентрированного потока плазмы // Ползуновский вестник. 2004. №1. С. 230 - 238. По материалам III-го семинара вузов Сибири и Дальнего Востока по теплофизике и теплоэнергетике.

3. Волокитин Г. Г., Шиляев А. М., Лысак И. А. Моделирование теплового состояния полубесконечной пластины при воздействии плазменного потока // Автоматизированные системы обработки информации, управления и проектирования: Сборник научных трудов. Томск: ТГАСУ, 2003. Т. 8. С. 122 - 126.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАКЦИОННОГО СОСТАВА ДИСПЕРСНЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ МЕТОДОМ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО УСТАНОВЛЕННЫХ ЦИКЛОНОВ

Шиляев А.М., Рекунов В.С.

Томский государственный архитектурно-строительный университет

634003, Томск, пл. Соляная, 2,

тел. (3822) 65-04-78, E-mail kafpm@tsuab.rumailto:kafpm@TSUAB.ru

Потребление угля в энергетике увеличивается с каждым годом [1]. В связи с ограниченностью запасов нефти и газа в не очень отдаленной перспективе именно углю будет принадлежать определяющее место в топливообеспечении электроэнергетики мира. Наиболее эффективным является способ сжигания угля в пылевидном состоянии. Полнота сгорания в топочных устройствах такого типа напрямую связана с измельченностью топлива.

Для контроля за фракционным составом твердого пылевидного топлива, сжигаемого в вихревых топках, создана экспериментальная установка (рис. 1).

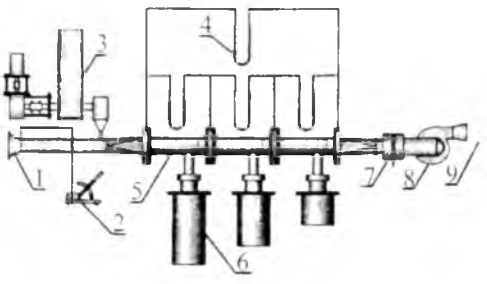


Рис. 1. Экспериментальный стенд:
1 – расходомерное сопло; 2 – микроманометр ММН-240; 3 – питатель пыли; 4 – U-образные манометры; 5 – прямоточные циклоны; 6 – бункеры для сбора пыли; 7 – шиберная заслонка; 8 – вентилятор; 9 – тканевый фильтр

Значения эффективностей пылеулавливания $\eta_Э$ каждым циклоном, каскадом и фильтром (рис. 2) по результатам экспериментов рассчитывались по формулам:

$$\eta_{Э_1} = \frac{m_1}{m_1 + m_2 + m_3 + m_\Phi}; \eta_{Э_2} = \frac{m_2}{m_2 + m_3 + m_\Phi};$$

$$\eta_{Э_3} = \frac{m_3}{m_3 + m_\Phi},$$

где m_1, m_2, m_3 и m_Φ – массы дисперсного материала уловленного 1, 2, 3-м циклоном и фильтром соответственно.

Коэффициенты гидравлического сопротивления прямоточных циклонов определялись по формуле

$$\xi_j = \frac{\Delta P_j}{\rho \frac{V_u^2}{2}},$$

где ΔP_j – перепад давления на j-м циклоне в каскаде, Па; V_u – скорость пылегазового потока в плане циклона, м/с; ρ – плотность транспортирующего материал газа, кг/м^3.

Экспериментально установлено, что коэффициент гидравлического сопротивления каскада трех прямоточных циклонов (ПЦ) не превышает 2^S (рис. 3) [2], тогда как у единичного высокоэффективного противоточного циклона СК-ЦН-34 он равен 1060.

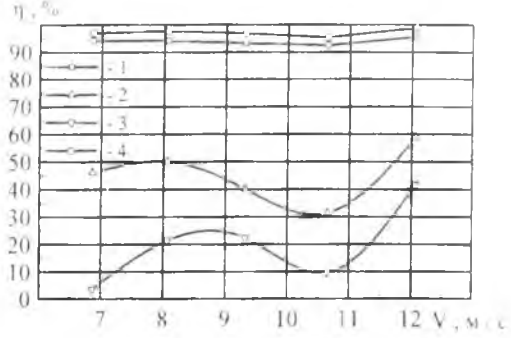


Рис. 2. Зависимость эффективности улавливания угольной пыли (ρ_m = 2200 кг/м^3, δ_{50} = 32,15 мкм, σ = 2,42) каскадом трех прямоточных циклонов от скорости в плане циклона: 1 – $\eta_{Э_1}$; 2 – $\eta_{Э_2}$; 3 – $\eta_{Э_3}$; 4 – η_Σ

Расчетное значение эффективности пылеулавливания j циклонами в каскаде определяется по формуле

$$\eta_{P_j} = 1 - \int_0^\infty g_0(\delta) \prod_{j=1}^{i} K_{\delta_j} d\delta.$$

В качестве весовой дифференциальной функции $g_0(\delta)$ для описания распределения частиц улавливаемой пыли по размерам использован логарифми-

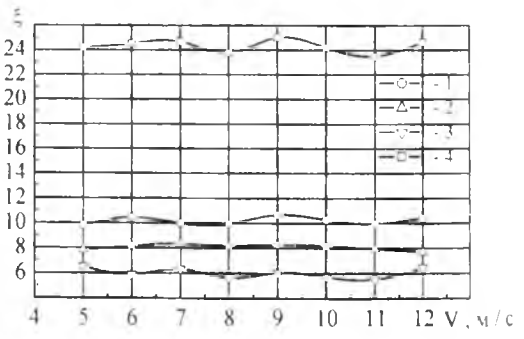


Рис. 3. Гидравлическое сопротивление прямоточных циклонов в каскаде: 1 – ξ_1; 2 – ξ_2; 3 – ξ_3; 4 – ξ_Σ

чески нормальный закон, справедливый для многих промышленных пылей:

$$g_0(\delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\lg\sigma} \cdot e^{-\frac{(\lg\delta - \lg\delta_{50})^2}{2\lg^2\sigma}},$$

где δ_{50} – медианный размер частиц, мкм; σ – среднеквадратичное отклонение логарифмов диаметров (диспепсия).

Фракционный коэффициент проскока единичного циклона хорошо описывается экспоненциальной зависимостью от инерционного числа Стокса [2]

$$K_{\delta_i} = e^{-a\,\mathrm{Stk}^{n_i}}, \qquad (1)$$

где a и n_i – опытные константы, полученные при градуировке экспериментальной установки.

Работу каскада прямоточных циклонов можно представить следующим образом (рис. 4). В первый аппарат каскада поступает пыль с известным распределением частиц по размерам $g_0(\delta)$, например для логарифмически нормального закона распределения (ЛНР), известными величинами должны быть: σ – дисперсия и δ_{50} – медианный размер.

Рис. 4. Схема работы каскада прямоточных циклонов

Первый циклон в каскаде улавливает пыль с эффективностью $\eta_{\Sigma} = 1 - \int_0^{\infty} K_{\delta} g_0(\delta)\, d\delta$, где K_{δ_1} рассчитывается по формуле (1), при этом в бункере первого циклона уловленная пыль должна иметь распределение $g_1(\delta)$, а упущенная циклоном – $K_{\delta_1} \cdot g_0(\delta)$. При известных K_{δ_1} и $g_0(\delta)$ можно определить

$$g_1(\delta) = (1 - K_{\delta_1}) \cdot g_0(\delta).$$

Таким образом, во второй циклон поступает пыль с распределением, равным $K_{\delta_1} \cdot g_0(\delta)$, а в его бункере должна находиться пыль с распределением $g_2(\delta) = (1 - K_{\delta_2}) K_{\delta_1} \cdot g_0(\delta)$.

Соответственно, в третий циклон поступает пыль с распределением $K_{\delta_2} \cdot K_{\delta_1} \cdot g_0(\delta)$ и в его бункере уловленная пыль имеет распределение

$$g_3(\delta) = (1 - K_{\delta_3}) \cdot K_{\delta_2} \cdot K_{\delta} \cdot g_0(\delta).$$

Зная распределение частиц по размерам в исходной пыли $g_0(\delta)$, вид функции фракционного коэффициента проскока K_{δ_i} и интегральные эффективности пылеулавливания η_{Σ_i} единичных циклонов в каскаде, полученные опытным путем, можно подобрать константы a_i и n_i для фракционных коэффициентов проскока каждого циклона в каскаде.

При известных опытных константах в формуле (1) каскад циклонов может быть использован как устройство для определения фракционного состава пыли.

Метод определения фракционного состава порошка, транспортируемого газом через каскад циклонов, заключается в нахождении симплексным методом минимума функционала

$$J = \sum_{j=1}^{3} (\eta_{\Sigma_j} - \eta_{\Theta_j})^2,$$

где η_{Σ_j} и η_{Θ_j} – расчетное и полученное в опыте значения эффективности пылеулавливания j-м циклоном в каскаде соответственно.

Фракционные коэффициенты проскока трех циклонов в каскаде $K_{\delta_1} = e^{-4.185\mathrm{Stk}^{0.5}}$, $K_{\delta_2} = e^{-1.595\mathrm{Stk}^{0.5}}$ и $K_{\delta_3} = e^{-0.555\mathrm{Stk}^{0.7}}$ определены экспериментально путем решения коэффициентной обратной задачи. Результаты расшифровки опытов по определению дисперсного состава измельченного в шаровой мельнице угля Кузнецкого бассейна представлены на рис. 5.

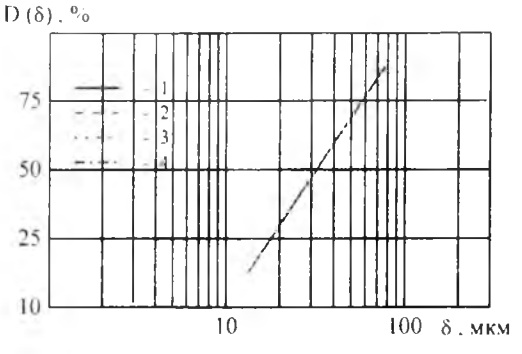


Рис. 5. Дисперсный состав угольной пыли на логарифмически нормальной координатной сетке, определенный методом последовательно установленных прямоточных циклонов:
1 – $V_ц$ = 5 м/с; 2 – $V_ц$ = 6 м/с; 3 – $V_ц$ = 7 м/с;
4 – $V_ц$ = 8 м/с

Для проверки достоверности результатов фракционный состав используемой в опытах угольной пыли был дополнительно определен методом жидкостной седиментации, получено удовлетворительное согласие.

По полученным данным можно сделать вывод, что в интервале скоростей газа в циклонах от 5 до 8 м/с лабораторным каскадом можно пользоваться для контроля за фракционным составом твердого топлива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чурашов В.Н. Особенности перспективного развития энергетики Сибири// Энергетика в России и в мире: Проблемы и перспективы. М.: МАИК. «Наука/Интерпериодика», 2001. С. 122 – 132.

2. Шиляев М.И., Шиляев А.М., Афонин П.В., Кобякова Ю.Н. Энергетический принцип сопоставления и компоновки пылеулавливающего оборудования // Очистка и обезвреживание дымовых газов из установок, сжигающих бытовые отходы и мусор / Под ред. д.ф.-м.н. С.В. Алексеенко и д.т.н. А.С. Басина. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 1999. С. 167 – 179. (Сб. научно-техн. работ).

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ ВОЗРАСТАЮЩЕГО ДАВЛЕНИЯ

Щеголев Е.А.

Томский университет систем управления и радиоэлектроники
634050, г.Томск, пр. Ленина, 40,
тел. (3822) 513262, факс (3822) 512662
E-mail: E-mail: office@tusur.ru

Скорость горения является важнейшей характеристикой твердых топлив. В настоящее время наиболее точно скорость горения определяется в приборах постоянного давления при помощи датчика давления или замыкающих проволочек на образцах длиной 100 – 150 мм. Основным недостатком этого метода является ограничение по давлению.

Кроме того, в некоторых случаях, например при разработке новых рецептур топлива с достаточно дорогими добавками, использование длинных образцов требует значительных материальных затрат.

В данной работе рассматривается простой, достаточно точный и экономичный метод определения скорости горения твердых топлив (т.т.) на цилиндрических образцах диаметром 20 мм и толщиной 10 – 20 мм.

Метод основан на возможности реализации при горении образца т.т. в замкнутом объеме в атмосфере инертного газа линейной зависимости давления P от времени t. В этом случае определение времени горения образца возможно по точкам подъема и спада давления.

Необходимые условия линейности *P(t)* получены в работе [1] в виде

$$P_m / P_0 \le 1.4 \ ,$$

τ<1 с,

где P_m – давление инертного газа в конце процесса горения; τ – время горения образца.

В рассматриваемом методе использовались образцы в виде коротких цилиндров указанных выше размеров. Боковая поверхность образцов бронировалась киперной лентой, пропитанной эпоксидной смолой. На каждый торец образца накладывалась спираль из нихромовой проволоки длиной 110 мм. Спираль прижималась картонным диском, на который накладывался мягкий валик, после чего образец плотно обматывался изолентой. Поджиг спиралей в опытах синхронизировался, чтобы возгорание двух поверхностей происходил одновременно.

Типичная кривая записи *P(t)* на осциллограмме с четко выраженным началом и концом горения (рис. 1) указывает на одновременное и практически мгновенное воспламенение обеих поверхностей торцов образца.

Скорость горения в этом случае определялась как отношение половины длины *l* образца ко времени горения τ :

$$U_{cp} = \frac{l}{2\tau} .$$

Время горения τ определялось по точкам подъема и спада давления (рис. 1). Значению U_{cp} сопоставлялось среднее давление, равное $P_0 + \Delta P/2$.

В тех случаях, когда торцы образца воспламенялись не одновременно, начало горения определялось пересечением прямой *P(t)* большего угла наклона с прямой P_0 = const (точка «0» на рис. 2)

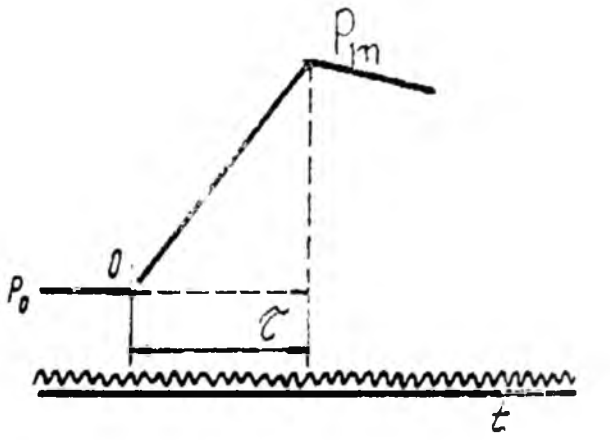


Рис. 1. Типичная осциллограмма записи *P(t)* с четко выраженным началом и концом горения

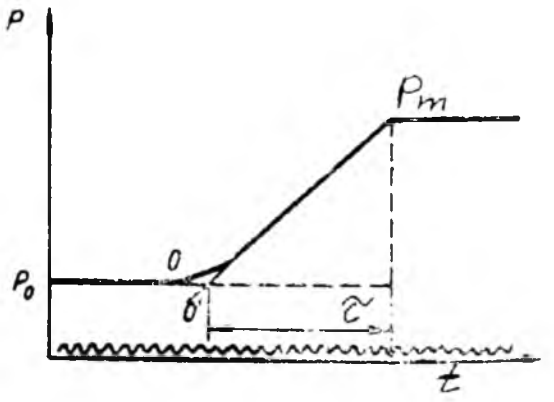


Рис.2.Типичная осциллограмма записи *P(t)* при неодновременном воспламенении торцов образца

Во всех экспериментах длина образца подбиралась такой, чтобы время горения не превосходило 1 с. В противном случае нелинейный характер теплоотдачи через стенки прибора искажает линейность функции *P(t)*.

Свободный объем прибора подбирали такой, чтобы отношение P_m/P_0 не превышало 1,4. Объем варьировался посредством заполнения прибора

необходимым количеством воды. Начальное давление P_0 до 120 атм задавалось предварительным заполнением прибора азотом, а свыше 120 атм – сжиганием навески из стружки того же состава, что и образец.

При измерении скорости горения при давлении до 120 атм использовался один датчик давления, по показаниям которого определялись также начало и конец горения. Во время проведения экспериментов при давлении свыше 120 атм образец воспламенялся (после поднятия давления от сгорания навески из стружки) от второго запала. Время задержки между сигналами первого и второго запалов задавалось при помощи синхронизатора такое, чтобы воспламенение образца происходило на линейном участке спада давления. Для четкой фиксации начала и конца горения использовался второй датчик давления. Он тарировался таким образом, чтобы на осциллограмме был развернут узкий диапазон давления (не более 300 атм), в котором предполагалось определять скорость горения (рис. 3).

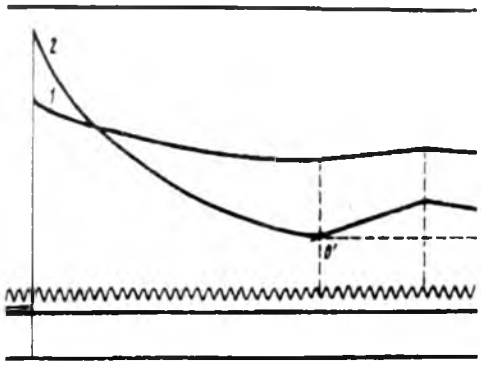


Рис. 3. Типичная осциллограмма записи $P(t)$ при давлении свыше 120 атм: 1 – запись $P(t)$ датчиком, протарированным от 0 до 1500 атм; 2 - запись $P(t)$ датчиком, протарированным от 800 до 1100 атм.

Все эксперименты при больших давлениях проведены в приборе объемом 1 л. На рис. 4 и 5 приведены экспериментальные данные скорости горения, определенные изложенным здесь методом.

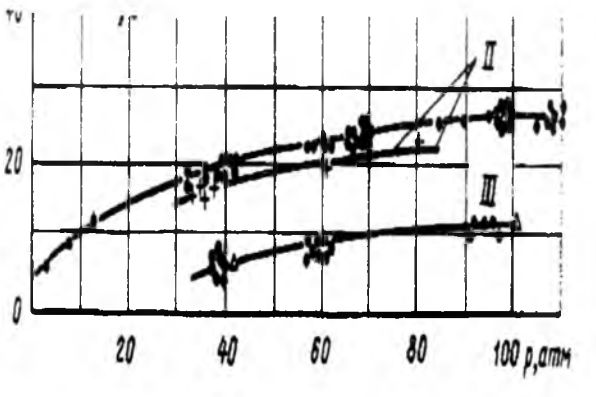


Рис. 4. Зависимость скорости горения от давления при $P < 120$ атм двух составов т.т.:

- -- эксперименты данной работы;

+, о – литературные данные

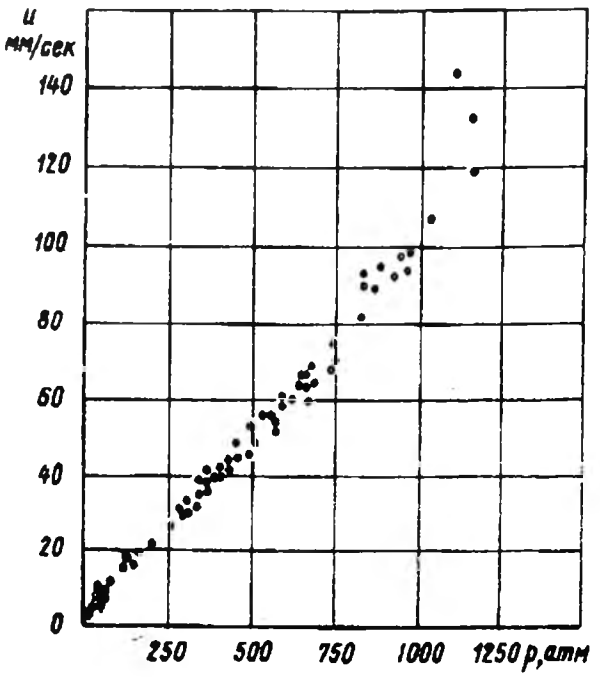


Рис.5. Зависимость скорости горения от давления:

- - эксперименты данной работы;

о - литературные данные

Результаты сравнивались с другими данными, полученными другими методами, где скорость горения определялась в приборах постоянного давления на бронированных по боковой поверхности цилиндрических образцах диаметром 20 см, длиной от 100 до 150 мм. Результаты сравнения показывают их хорошее согласование.

Выводы:

1. Разработан метод определения скорости горения в приборе постоянного объема на небольших образцах цилиндрической формы диаметром 20 мм и высотой 10 – 20 мм с бронированной поверхностью.
2. Установлены необходимые экспериментальные условия реализации этого метода по изменению первоначального давления и времени горения образца.
3. Метод применим для любых твердых топлив, при горении которых образуются газообразные продукты.
4. Погрешность метода в определении скорости горения твердых топлив составляет 2 – 3%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1.Щеголев Е.А.Теоретическое и экспериментальное исследование процесса горения образцов твердого топлива в инертной среде постоянного объема//Материалы IV Всероссийской конференции. Томск, 2004.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ ОБРАЗЦОВ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В ИНЕРТНОЙ СРЕДЕ ПОСТОЯННОГО ОБЪЕМА

Щеголев Е.А.

Томский университет систем управления и радиоэлектроники
634050, г.Томск, пр. Ленина, 40,
тел. (3822) 513262, факс (3822) 512662
E-mail: office@tusur.ru

Изучение процесса горения образцов твердого топлива (т.т.) в инертной среде постоянного объема представляет интерес как с точки зрения выявления необходимых условий, при которых возможно достаточно точное определение скорости горения, так и с точки зрения получения экспериментальных данных о параметрах, определяющих основную характеристику т.т. – скорость горения.

Целью теоретического исследования являются получение и анализ критериальных условий линейной зависимости $P(t)$, при выполнении которых в эксперименте становится возможным определение с достаточной точностью скорости горения небольших по своим размерам образцов т.т. по точкам подъема и спада давления.

Целью экспериментальных исследований является обоснование выполняемости при определенных условиях критериальных соотношений, а также выяснение качественной картины влияния на скорость горения твердых остатков продуктов горения.

Теоретическое рассмотрение вопроса основывается на следующей модели процесса горения бронированных по боковой поверхности образцов в замкнутом объеме W_0, заполненном инертным газом начального давления P_0: образующиеся продукты горения адиабатически сжимают инертный газ, вследствие чего давление в объеме растет от первоначального P_0 до некоторого текущего P_t, а инертный газ и продукты горения т.т. подчиняются уравнению идеальных газов.

При этих предположениях уравнение состояния инертного газа можно записать в виде (объемом, занимаемым образцом, пренебрегаем):

$$P_t\left[1-\left(\frac{P_0}{P_t}\right)^{\frac{1}{K}}\right]\cdot W_0 = G_t\cdot f_t\,, \qquad (1)$$

где G_t – вес газообразных продуктов горения в момент времени t;

$f_t=RT_t$ – сила пороха продуктов горения в момент времени t;

K – коэффициент адиабаты инертного газа.

Преобразуем это уравнение, разложив квадратную скобку в ряд Тэйлора в окрестности точки $(P_0/P_t)_{P_t=P_0}$, ограничившись двумя его членами. В результате получаем

$$P_t - P_0 = \frac{KG_t\cdot f_t}{W_0} - P_t\cdot K\frac{(1-\frac{P_0}{P_t})^2(K-1)}{2K^2}\,. \qquad (2)$$

Предположим теперь, что функция $P(t)$ линейна, а закон скорости горения можно представить в виде

$$U_t = A\cdot P_t^{\nu}\,, \qquad (3)$$

где A и ν -- постоянные величины.

Для G_t в этом случае можно получить:

$$G_t = \Phi U_0 t\frac{(\frac{P_t}{P_0})^{\nu+1}-1}{\left(\frac{P_t}{P_0}-1\right)(\nu+1)} \qquad (4)$$

или

$$G_t = \Phi U_0 t\cdot\varphi(\frac{P_t}{P_0},\nu)\,. \qquad (5)$$

В выражении (4) $\Phi=\rho\cdot S$, где ρ – плотность т.т., S – горящая поверхность образца.

Подставив выражение (5) в уравнение (2), получим

$$P_t - P_0 = K\frac{\Phi U_0}{W_0}\cdot\varphi(\frac{P_t}{P_0},\nu)\cdot f_t\cdot t - P_t\frac{(1-\frac{P_0}{P_t})^2(K-1)}{2K}\,. \qquad (6)$$

Если параметры ρ, S и W_0 неизменны, то из (6) следуют условия линейности зависимости $P(t)$ в виде

$$f_t = \frac{f_0}{\varphi(\frac{P_t}{P_0},\nu)}\,, \qquad (7)$$

$$\frac{P_m}{P_0}\le h\,. \qquad (8)$$

При выполнении этих условий для $\frac{\Delta P}{\Delta t}$ получим $\frac{\Delta P}{\Delta t} = K\frac{\Phi U_0\cdot f_0}{W_0} = \text{const}.$ (9)

Проведенные опыты по горению различных т.т. в виде цилиндров ø20 мм и толщиной 10 мм показали, что при выполнении условия $P_m/P_0\le 1{,}4$ линейность функции $P(t)$ реализуется, если время горения образца не превосходит одной секунды.

Последнее условие связано с нарушением адиабатичности сжатия инертного газа из-за имеющих место теплопотерь через стенки прибора.

При времени горения значительно меньше одной секунды (порядка 0,1 с) теплопотери практически не заметны, на что указывает отсутствие падения давления в приборе сразу после сгорания

образца. В то же время очевидно, что в действительности теплопотери через стенки прибора имеют место с самого начала процесса горения.

Однако их влияние не искажает общей теоретической картины по формуле (9), т.к. сами потери давления за счет теплоотдачи, как показали многочисленные эксперименты, прямо пропорциональны времени, если время горения <1 с.

Проведенные эксперименты по сжиганию бронированных по боковой поверхности одних и тех же образцов т.т. в различных средах показали, что падение давления с течением времени $\Delta P_T/\Delta t$ за счет теплоотдачи (в указанных пределах времени горения) прямо пропорционально коэффициенту адиабаты инертного газа, заполнявшего объем прибора.

Результаты некоторых таких экспериментов по сжиганию образцов т.т. в двух средах гелия и азота представлены в табл. 1.

Таблица 1

Среда	ΔP_T, атм	$\frac{\Delta P_T}{\tau}$, атм/с	$\frac{\Delta P_T}{\tau}ср$, атм/с	$\frac{\left(\frac{\Delta P_T}{\tau}\right)_Г}{\left(\frac{\Delta P_T}{\tau}\right)_А}$	K_I/K_A
Азот	6.1 5.5 5.1	21.5 21.6 22.0	21.70	1.17	1.18
Гелий	6.6 5.1 7.0	24.1 26.3 26.2	25.53		

В ней приведены экспериментальные значения потери давления ΔP_T за время горения τ идентичных образцов в указанных средах.

Значения ΔP_T определялись по углу наклона спадающей ветви давления (рис. 1).

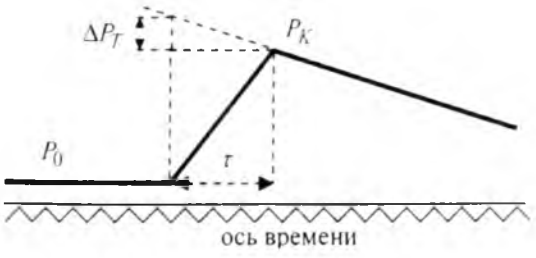


Рис.1. Типичная кривая «давление – время» при наличии заметной теплоотдачи. P_T – давление в конце процесса горения

Из результатов таблицы 1 видно, что найденное экспериментальное отношение $\left(\frac{\Delta P_T}{\tau}\right)_Г$ – гелия и $\left(\frac{\Delta P_T}{\tau}\right)_А$ – азота, равное 1.17, хорошо согласуется с отношением их коэффициентов адиабат K_I/K_A.

Проведем анализ условия линейности (7). Согласно этому условию падение температуры газообразных продуктов обратно пропорционально функции $\varphi(\frac{P_t}{P0},\nu)$ и в пределах выполнимости условия (8) имеет линейный характер. Что касается скорости падения этой температуры, то она оказывается тем сильнее, чем больше коэффициент показателя степени ν в законе скорости горения от давления.

С точки зрения теории горения интерес представляют предельные состояния, когда $\nu \le 0$.

Рассмотрим эти состояния. При значении $\nu=0$ функция $\varphi(\frac{P_t}{P0},\nu)=1$. Согласно условию (7) в этом случае сила пороха $f_t = RT_t = \text{const}$.

В рамках рассматриваемой модели такое положение возможно в том случае, если продукты горения не совершают работу, что возможно при их отсутствии (безгазовое горение).

Такой вывод может быть проверен экспериментально сжиганием образцов т.т. в области давлений, где $\nu=0$ в приборе с замкнутым объемом. Автор не располагал такими образцами, поэтому сделанный выше вывод о безгазовом горении при $\nu=0$ был проверен косвенно на основе качественной зависимости количества твердых остатков в продуктах горения от показателя степени ν.

Опыты с образцами смесевых топлив на основе бутилкаучука показали наличие такой корелляции: чем меньше показатель степени ν, тем больше в продуктах горения было твердых остатков, и наоборот.

При отрицательных значениях ν ситуация аналогична рассмотренной, когда $\nu=0$. В области отрицательных значений ν сила пороха согласно (7) растет с ростом давления, что, очевидно, невозможно, если газообразные продукты горения совершают работу над инертным газом. Следовательно, и в этом случае должно иметь место безгазовое горение.

В заключение обратим внимание на возможность использования уравнения (9) для экспериментального определения основной характеристики т.т. силы пороха $f_0 = RT_0$ (для образцов с коэффициентом $\nu > 0$). С учетом теплопотерь значение $\Delta P_T/\Delta t$ в формуле (9) необходимо вычислять его по формуле (рис. 1)

$$\frac{\Delta P}{\Delta t} = \frac{(P_k - P_0) + \Delta P_T}{\tau} \qquad (10)$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Файрон А.М., Гольдштейн Д.В. Определение баллистических свойств т.т. сжиганием при постоянном объеме/ Пер. ПВ-75(67).

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ В ВОЛНЕ СВС

Юсупов Р.А., Кирдяшкин А.И., Китлер В.Д., Саламатов В.Г., Максимов Ю.М.

Отдел структурной макрокинетики ТНЦ СО РАН
634021, г. Томск, пр. Академический, 10/3,
тел. (3822) 492497, факс (3822) 492838
E-mail: maks@fisman.tomsk.ru

Скелетно-пористые керамические материалы имеют широкое применение в современной технике очистки жидкостей и газов, каталитического сжигания и преобразования органических веществ, в теплообменных устройствах и др.

Новые возможности получения пористой керамики дает применение технологического горения, которые позволяют упростить и удешевить технологический процесс, расширить круг функциональных характеристик материалов в сравнении с традиционными печными способами.

Работа посвящена изучению механизма фазо- и структурообразования в самораспространяющихся волновых реакциях металлотермического восстановления оксидов и прямого синтеза металлоподобных соединений, сплавов по следующей схеме:

$$FeTiO_3 + TiO_2 + SiO_2 + Al + Si + C + Me + N_2 \rightarrow$$
$$\rightarrow Al_2O_3 + \sum_i Fe_{\alpha(i)}Ti_{\beta(i)}Si_{\gamma(i)}Al_{\delta(i)}Me_{\xi}C_{\varepsilon(i)}N_{\eta(i)} + CO,$$

где $\alpha(i)$ $\beta(i)$, $\gamma(i)$, $\delta(i)$, $\xi(i)$, $\eta(i)$, $\varepsilon(i)$ – стехиометрические коэффициенты элементов металлоподобных соединений, сплавов. Реакционными системами служили порошковые смеси природных (ильменит, рутил, кварц и др.) и промышленных (Al, Si, C, Cr и др.) компонентов.

В соответствии с данными настоящих исследований и [1] горение указанных систем реализуется в широком интервале параметров: химического и гранулометрического составов, плотности, давления газовой атмосферы (Ar, N_2). Конечным продуктом реакции является микрогетерогенная композиция, состоящая из взаимопроникающих оксидных и металлоподобных фаз (рис. 1).

Рис. 1. Типичная микроструктура конечного продукта реакции:
1, 2 – металлоподобные фазы; 3. – оксидная фаза

При содержании алюминия в исходной смеси достаточном для полного восстановления Fe, Ti, Si, оксидной фазой является твердый раствор на основе Al_2O_3, а металлоподобными – сложные сплавы, силициды, карбиды на основе Fe, Ti, Al, Si; нитрид титана. Составы некоторых продуктов приведены в таблице.

Рассчитанные по термодинамическим параметрам систем величины адиабатической температуры процесса оказываются достаточно близкими к максимальной температуре горения, измеренной термопарным и спектрометрическим [2] методами в порошковых смесях (таблица).

Расчетные (T_p) и экспериментальные ($T_э$) значения температур горения и состава конечных продуктов при горении порошковых смесей в атмосфере азота

Состав исходной смеси	73.56%$FeTiO_3$ + 26.44%Al
Состав продуктов реакции, мас. %	1 – 80 Ti, 2Fe, 17.4 N 2 – 4.5 Al, 50.5 Ti, 1.5 Cr, 1.5 Mn, 37 Fe, 5 N 3 – 51.5 Al, 2.5 Ti, 46 O
T_p, K	2265
$T_э$, K	2290
Состав исходной смеси	62.53% $FeTiO_3$ + 22.47% Al + + 15% Si
Состав продуктов реакции, мас. %	1 – 25.48 Si, 59.78 Ti, 0.28 Cr, 0.38 Mn, 3.06 Fe, 11 N 2 – 30.6 Si, 28.13 Ti, 1.05 Cr, 1.35 Mn, 38 87 Fe 3 – 47 Al, 1.8 Ti, 50.51 O
T_p, K	2276
$T_э$, K	2200
Состав исходной смеси	64.21% $FeTiO_3$ + 23.09% Al + + 10% Si + 2.7% C
Состав продуктов реакции, мас. %	1 – 49 Si, 38 Ti, 1.0 Cr, 0.5 Mn, 12 Fe 2 – 35 Si, 31 Ti, 0.6 Cr, 1.0 Mn, 33 Fe 3 – 48 Al, 0.7 Si, 1.4 Ti, 49 O
T_p, K	2321
$T_э$, K	2300

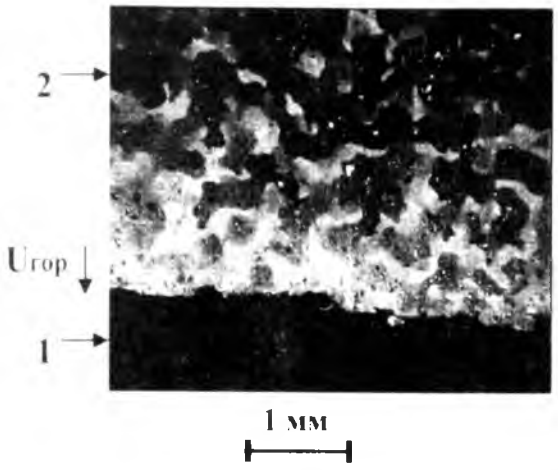


Рис. 2. Структурирование пористой керамики в волне горения:
1–исходная смесь, 2–продукт реакции

Отсюда следует вывод о том, что реальные физико-химические превращения вещества в волне горения в целом соответствуют выбранной реакционной схеме. Формирование макроструктуры конечного продукта в виде пористого скелета наблюдается при температуре горения, которая не превышает точку плавления основного (более 40 мас.%) тугоплавкого продукта реакции Al_2O_3 (2320 К).

Согласно характеристикам измеренного температурного профиля химические превращения в реакционной волне начинаются вблизи точки плавления алюминия (933 К), а толщина зоны химических превращений более 1 мм. Микровидеосъемка процесса показывает, что образование пористого скелета продуктов происходит в более узкой зоне ~ 0.1 мм (рис. 2). Реакция имеет стадийный характер с образованием промежуточных продуктов – сплавов алюминатных соединений типа $FeAl_aO_b$; $TiAl_cO_d$; $SiAl_eO_f$. Последнее подтверждено анализом продуктов, полученных при прерывании горения и резком охлаждении продуктов в воде.

На основе полученных данных последовательность физико-химических превращений вещества в волне горения представляется в следующем виде:

1. Повышение температуры смеси в зоне прогрева до точки плавления алюминия (933 К). Запуск первой стадии восстановительных превращений.

2. Нагрев системы до точки плавления большинства исходных компонентов и промежуточных продуктов реакции (2000 ÷ 2100 К, объемная доля расплава более 50%). Коалесценция капель жидкости с образованием пористого скелета суспензионного материала.

3. Реакционное «отверждение» скелета за счет выделения тугоплавких продуктов (Al_2O_2, TiC, Ti_5Si_3) и достижения объемной доли твердых частиц в суспензии более 50%. В этот момент прекращается формирование пористого скелета в силу резкого повышения вязкости системы.

4. Завершение реакционных превращений, достижение максимальной температуры, вторичная кристаллизация продуктов при охлаждении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кирдяшкин А. И., Юсупов Р. А., Максимов Ю. М., Китлер В. Д. Закономерности технологического горения порошковых систем на минеральной основе при получении пористых композиционных материалов // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 5. С. 85 – 89.
2. Саламатов В.Г., Цыба Г.А. Кирдяшкин А.И., Максимов Ю.М. Телевизионная система определения динамических тепловых полей в процессах СВС // Измерительная техника. 2002. № 9. С.41.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕРМЕТИЗАЦИИ БРОНХОВ В ЛЕГОЧНОЙ ХИРУРГИИ

Андреев В. А., Пономарев С. В., Соколович Е. Г., Топольницкий Е. Б.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529259, факс (3822) 529347
E-mail: niipmm@mail.tomsknet.ru

Одной из актуальных проблем современной медицины и техники является проблема герметизации сосудов, бронхов и трахей скобками из сплава NiTi при хирургических операциях, который способен проявлять эффекты памяти формы. До сих пор все новые виды, способы и приемы оперативных вмешательств предварительно всесторонне изучаются в экспериментах на животных. Количество участвующих в эксперименте животных должно быть строго обосновано и по возможности сведено к минимуму. Применение способа компьютерного моделирования деформационных процессов, происходящих в биологических тканях, позволяет сократить объем экспериментов при разработке.

Характеристика объекта исследования рассматривается новый способ герметизации культи бронха устройством из сверхэластичного никелида титана с памятью формы [1]. При расчете параметров конструкции необходимо, чтобы она обеспечивала надежную герметичность бронха, при этом давление, оказываемое конструкцией на ткань, не приводило к некрозу тканей культи бронха, то есть препятствовало ее заживлению первичным натяжением.

Целью работы явилось изучение возможностей компьютерного моделирования деформационных процессов в стенке бронха для разработки параметров клипирующих устройств.

Для получения геометрии зажима, определения распределения контактных давлений, размеров области контакта, характера области контакта, характера напряженно-деформированного состояния появилась необходимость в проведении компьютерного эксперимента.

Физико-математическая постановка задачи. Рассматривается симметричная часть расчетной области, показанная на рис. 1.

Требуется определить зону контакта, контактное давление, зависимости смещения стенки бронха от приложенной силы F, общее усилие, необходимое для вдавливания нижней скобочки на заданную глубину, а также форму бронха после деформации.

Модуль ткани бронха: E_1=2 10^6 Н/м^2, модуль упругости скобки: E_2=2 10^{11} Н/м^2, коэффициент Пуассона: μ = 0.3.

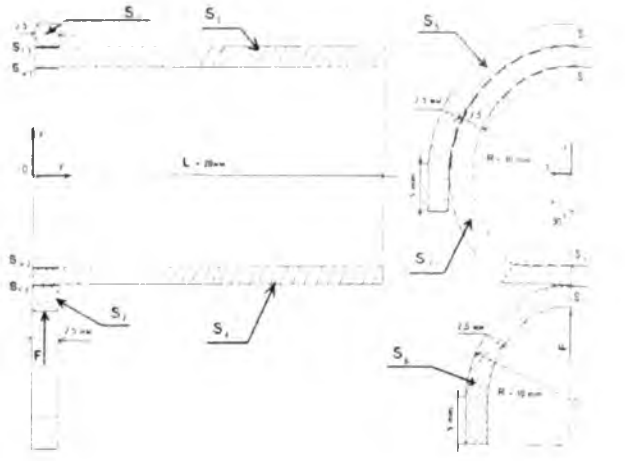


Рис. 1.

Математическая постановка задачи. В качестве независимых переменных используются лагранжевы переменные $\bar{a} \in \omega$, ω - начальная (недеформированная и ненапряженная) конфигурация упругого тела. Полная система уравнений, описывающая процесс внедрения, такова:

$$-\frac{\partial}{\partial a^j} t^{ij}\left(\delta_{jr} + u_{r,j}\right) = \rho_0 F_0^i, \qquad (1)$$

$$t^{ij} = \frac{\partial W_k}{\partial \gamma_{ij}}, \quad E_k^{ijmk} = E_k, \quad k=1,2 \qquad (2)$$

$$\gamma_{ij} = \frac{1}{2}(G_{ij} - \delta_{ij}), \qquad (3)$$

$$\bar{a} \in \begin{cases} S_1 - S_c \\ S_b - S_c \end{cases} \rightarrow \bar{t} = 0,$$

$$\bar{a} \in S_1, S_2, S_3, S_4 \rightarrow U_z = 0, t_l = 0, \qquad (4)$$

$$\bar{a} \in S_c, \quad t_l = 0, t_N \le 0,$$

$$\bar{a} \in \begin{cases} S_1 - S_c - S_4 - S_b - S_2 \\ S_b - S_1 - S_1 - S_2 - S_3 - S_4 \end{cases} \rightarrow \bar{t} = 0.$$

Здесь (1) – уравнения равновесия, в которых t^{ij} – компоненты тензора напряжений Лагранжа; (2) – физические; (3) – геометрические соотношения; (4) – смешанные граничные условия; $\bar{t}$ – полный вектор внутренних усилий при выходе на s_c; t_l – касательная составляющая вектора $\bar{t}$; t_N – нормальная составляющая вектора $\bar{t}$.

Предполагается, что уравнение поверхности скобки имеет вид:

$$\Psi(\bar{u}) = 0$$

Задача (1)-(5) эквивалентна решению следующего вариационного неравенства:

$$\int t'' \delta u_{ij} d\omega - \int \rho_0 \bar{F}_0 \delta \bar{u} d\omega \equiv \langle A(\bar{u}), \delta \bar{u} \rangle \geq 0. \quad (6)$$

Общий метод решения задачи. Решение проводилось пошаговым нагружением методом конечных элементов [2] Основная идея МКЭ состоит в следующем:

1. Область определения непрерывной величины разбивается на конечное число подобластей, называемых элементами. Эти элементы имеют общие узловые точки и в совокупности аппроксимируют форму области.

2. В рассматриваемой области фиксируется конечное число точек. Эти точки называются узловыми точками или просто узлами.

3. Значение непрерывной величины в каждой узловой точке первоначально считается известным, однако необходимо помнить, что эти значения в действительности еще предстоит определить путем наложения на них дополнительных ограничений в зависимости от физической сущности задачи.

Используя значения исследуемой непрерывной величины в узловых точках и ту или иную аппроксимирующую функцию, определяют значение исследуемой величины внутри области.

Особенности реализации решения. В данной задаче использовались десяти узловые тетраэдрические конечные элементы

В процессе решения реализованы три пары контактных поверхностей: верхняя наружная поверхность бронха + поверхность верхней скобки; нижняя наружная поверхность бронха + поверхность нижней скобки; нижняя внутр. поверхность бронха + верхняя внутр. поверхность бронха.

Просчет задачи производился несколько раз при различных модулях упругости $E_{бр}$ для бронха.

Результаты численного моделирования герметизации бронхов. Зависимость смещения стенки бронха от приложенной нагрузки при постоянном модуле скобки $E_{ск}=2\ 10^{11}$ Н/м^2, и различных модулях живой ткани. Графики зависимости смещения стенки бронха от силы приведены на рис. 2. Первой кривой соответствует $E_{бр}=2\cdot10^5$ Н/м^2, второй – $E_{бр}=2\cdot10^6$ Н/м^2, третьей – $E_{бр}=2\ 10^7$ Н/м^2

В данной работе получены следующие результаты.

1. Сделана постановка задачи о герметизации бронхов.

2. Осуществлено компьютерное моделирование сжатия бронха скобками.

3. Полученные результаты показывают эффективность компьютерного моделирования для практической хирургии, позволяя сократить число экспериментов на животных.

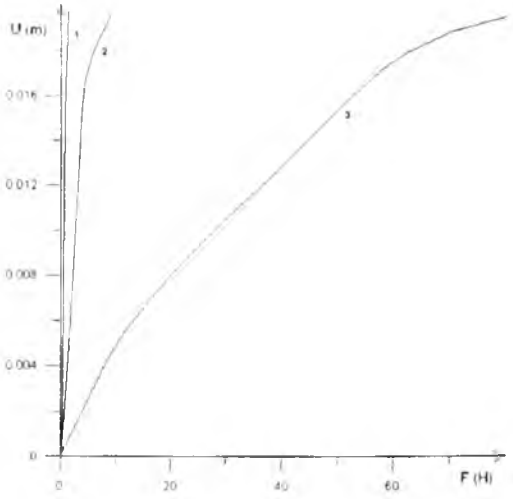


Рис. 2.

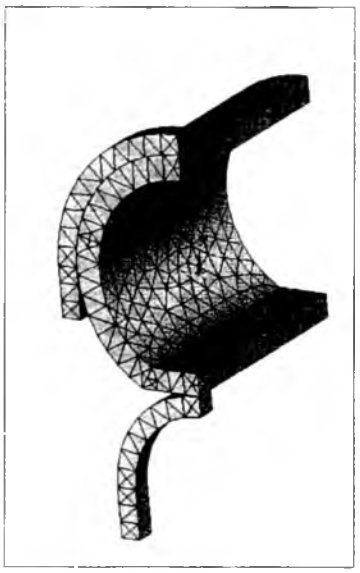


Рис. 3.

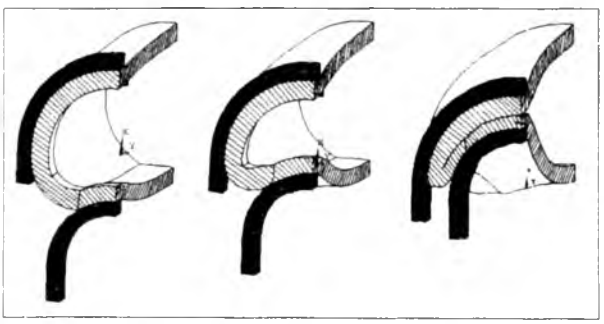


Рис. 4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гюнтер В.Э., Дамбаев Г.Ц., Соколович Е. Г. Медицинские материалы и имплантанты с памятью формы. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. 341. С.

2. Каплун А. Б., Морозов Е. М., Олферьева М. А. ANSYS в руках инженера. М.: Едиториал УРСС, 2003. 20. С.

ИЗГИБ КОНСОЛЬНОГО ГИБКОГО СТЕРЖНЯ СЛЕДЯЩЕЙ НАГРУЗКОЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ НАЧАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ К ЕГО ОСИ

Анфилофьев А.В.

Томский политехнический университет

634034, г. Томск, пр. Ленина,30

Определяется эластика стержня постоянного сечения при его изгибе сосредоточенной медленно возрастающей нагрузкой, направленной под произвольным углом к нормали концевого сечения, остающимся неизменным в процессе деформирования (рис. 1).

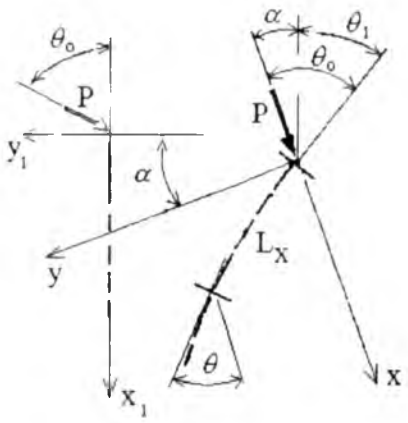


Рис 1 Расчетная схема

В системе координат, связанной с направлением нагрузки: θ_0 отслеживаемый угол, α отклонение нагрузки от вертикали, θ_1 поворот концевого сечения относительно его первоначального положения, θ поворот сечения с текущими координатами x, y.

В начальный момент нагрузка образует с осью стержня угол $\alpha = \theta_0$, в процессе искривления с увеличением угла θ_1 изменяется угол α и сохраняется неизменной их сумма: $\alpha + \theta_1 = \theta_0 = \text{const}$.

Задача формулируется с выражениями кривизны [1] и соответствующей ей силовой функцией дифференциальными уравнениями:

$$-\frac{d(\sin\theta)}{dx} = p\,y,\quad \frac{d(\cos\theta)}{dy} = p\,y,\quad dL_x = \frac{dx}{\cos\theta}, \qquad (1)$$

где $p = P/EJ$, EJ изгибная жёсткость стержня.

Начальные условия: $x = 0$, $y = 0$, $\theta = \theta_0$.

Из второго уравнения системы (1) следует:

$$\cos\theta + C = p\cdot\frac{y^2}{2}.$$

Для указанных начальных условий $C = -\cos\theta_0$, и уравнение ординат точек кривой принимает вид

$$y\cdot\sqrt{p} = \sqrt{2\cdot(\cos\theta - \cos\theta_0)}. \qquad (2)$$

Из первого уравнения (1) и уравнения (2) находим

$$dx = -\frac{\cos\theta\cdot d\theta}{\sqrt{2p\cdot(\cos\theta - \cos\theta_0)}}.$$

Уравнение абсцисс точек кривой и длина дуги определяются в интегральной форме

$$x = -\frac{1}{\sqrt{2p}}\int_{\theta_0}^{\theta}\frac{\cos\theta\cdot d\theta}{\sqrt{\cos\theta - \cos\theta_0}}, \qquad (3)$$

$$L_x = \int_0^x \frac{dx}{\cos\theta} = -\frac{1}{\sqrt{2p}}\int_{\theta_0}^{\theta}\frac{d\theta}{\sqrt{\cos\theta - \cos\theta_0}}. \qquad (4)$$

При преобразовании $\cos\theta = 1 - 2\cdot\sin^2(\theta/2)$ и замене переменных $\sin(\theta_0/2) = k$, $\frac{\sin(\theta/2)}{k} = \sin\varphi$ выражения (4)-(5) определяются в эллиптических интегралах

$$x\sqrt{p} = \int_{\pi/2}^{\varphi}\frac{d\varphi}{\sqrt{1-(k\cdot\sin\varphi)^2}} - 2\int_{\pi/2}^{\varphi}\sqrt{1-(k\cdot\sin\varphi)^2}\,d\varphi,$$

$$L_x\sqrt{p} = -\int_{\pi/2}^{\varphi}\frac{d\varphi}{\sqrt{1-(k\cdot\sin\varphi)^2}}$$

в соответствующих замене пределах интегрирования

$$\varphi = arc\sin\left[\frac{\sin(\theta/2)}{\sin(\theta_0/2)}\right].$$

В обозначениях эллиптических интегралов формулы (3)-(4) принимают вид:

$$x\sqrt{p} = (F_\theta - F_{\theta_0}) - 2(E_\theta - E_{\theta_0}), \qquad (5)$$

$$L_x\sqrt{p} = F_{\theta_0} - F_\theta. \qquad (6)$$

Для краткости записи здесь приняты обозначения:

$$F_{\theta_0} = F(\pi/2, k),\quad F_\theta = F(\varphi, k),$$

$$E_{\theta_0} = E(\pi/2, k),\quad E_\theta = E(\varphi, k).$$

Длина дуги кривой (6), отсчитываемой от начала координат в системе осей x y, для каждого значения нагрузки определяется только углами поворота его концевых сечений. Вся длина стержня L при любом искривлении определяется углами свободного конца θ_0 и защемлённого θ_K:

$$L\sqrt{p} = F_{\theta_0} - F_{\theta_K}. \qquad (7)$$

Соответственно (7) координаты точек упругой кривой (2), (5) в относительных величинах:

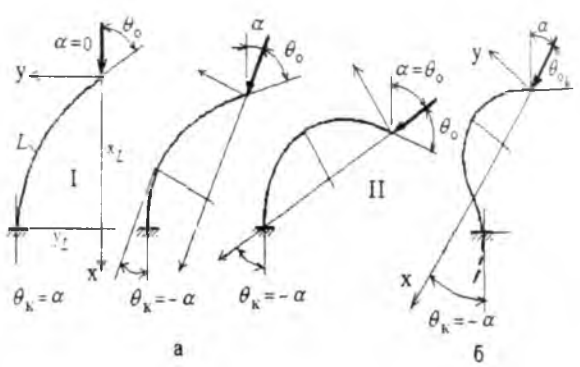


Рис 2 Изменение граничных условий при деформировании стержня

$$\frac{y}{l}=\frac{\sqrt{2\cos\theta-\cos\theta_0}}{F_{\theta_0}-F_{\theta_k}},\quad \frac{x}{l}=\frac{(F_\theta-F_{\theta_0})-2(E_\theta-E_{\theta_0})}{F_{\theta_0}-F_{\theta_k}}. \qquad (8)$$

На рис. 2 показано изменение граничных условий при изменении направления возрастающей нагрузки с поворотом отслеживаемого сечения стержня. В защемлении всегда $\theta_k=|\alpha|$.

Для заданного угла слежения при деформировании стержня нагрузка поворачивается вместе с концевым сечением и становится вертикальной (рис. 2,I). В зависимости нагрузки от углов поворота концевых сечений (7), поскольку θ_0 не изменяется, то $F_{\theta_0}=\text{const}$, а изменяется $F_{\theta_k}=F_\alpha$:

$$L\sqrt{p}=F_{\theta_0}-F_\alpha.$$

Когда $\alpha=0, \theta_1=\theta_0$, $F_\alpha=0$. Это соответствует состоянию консольного стержня в продольном изгибе. При этом проекции дуги на оси координат согласно (8) равны:

$$\left(\frac{y_I}{L}\right)_I=\frac{\sin(\theta_0/2)}{F_{\theta_0}},\quad \left(\frac{x_I}{L}\right)_I=\frac{2E_{\theta_0}}{F_{\theta_0}}-1. \qquad (9)$$

Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к изменению угла θ_k (рис. 2,а) и, соответственно, её значение определится выражением:

$$L\sqrt{p}=F_{\theta_0}+F_\alpha.$$

Когда торцевое сечение повернётся на угол $\theta_1=2\theta_0$, нагрузка имеет направление $\alpha=\theta_0$, $\theta_K=-\theta_0$, упругая кривая принимает форму, которая отвечает продольному изгибу стержня с шарнирным закреплением концов (рис. 2,II). При этом проекции дуги на оси координат

$$\left(\frac{y_I}{L}\right)_{II}=\frac{\sin(\theta_0/2)}{2F_{\theta_0}},\quad \left(\frac{x_I}{L}\right)_{II}=\frac{2E_{\theta_0}}{F_{\theta_0}}-1. \qquad (10)$$

Превышение нагрузки, отвечающей этому состоянию, сопровождается появлением точки перегиба на упругой кривой. Стержень деформируется по схеме рис. 2,б и его сечение с нагрузкой смещается в сторону, противоположную первоначальному движению. Это следует из того, что существует только одна форма кривой для заданного угла θ_0. Дуга кривой с углами на концах 0^0 и θ_0 (1/2 полуволны) со своими проекциями на координатные оси формирует фигуру, отношения сторон которой определяются только величиной угла θ_0. Это можно заметить по выражениям (9)-(10).

Для стержня конечной длины сохранение этих соотношений с увеличением нагрузки возможно только с появлением точки перегиба на упругой кривой. Выпуклой кривой по всей длине стержня при угле $\alpha>\theta_0$ не существует. Максимально возможный поворот отслеживаемого торцевого сечения $\theta_1=2\theta_0$. Значения нагрузки на этом этапе деформирования стержня растут соответственно выражению

$$L\sqrt{p}=3F_{\theta_0}-F_\alpha.$$

При вертикальном направлении нагрузки кривая линия имеет 1,5 полуволны и при продолжении деформирования увеличение нагрузки происходит с изменением её направления

$$L\sqrt{p}=3F_{\theta_0}+F_\alpha.$$

Когда нагрузка примет первоначальное направление, кривая линия состоит из двух полуволн. Дальнейшее деформирование стержня сопровождается появлением 1/2 полуволны при повороте концевого сечения на угол θ_0.

На рис. 3 приведена эластика стержня при двух углах отслеживания до появления двух полуволн. Координаты точек линий (8) определялись в системе осей, связанных с начальным положением стержня, вращением осей

$x_1=x\cos\alpha+y\cdot\sin\alpha$, $y_1=y\cos\alpha-x\sin\alpha$

и смещением начала координат.

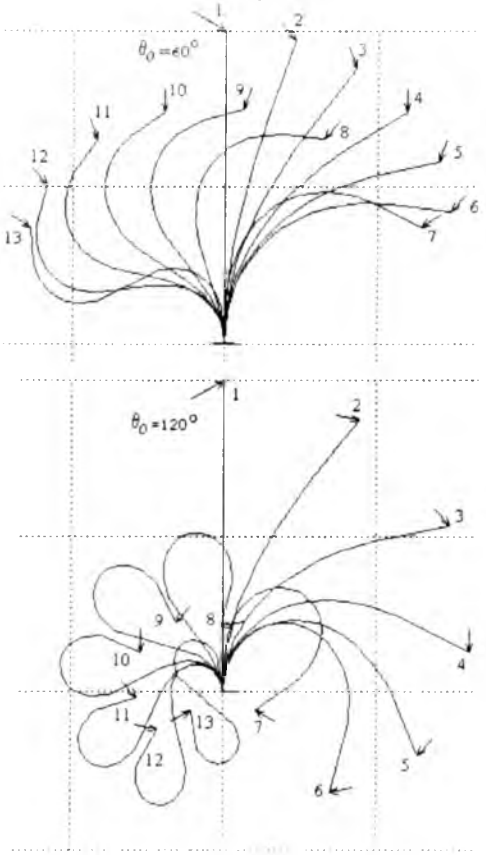


Рис. 3 Эластика стержня при следящей нагрузке

Можно заключить, что изгиб стержня медленно возрастающей "следящей" нагрузкой сопровождается его колебательным движением и появлением точек перегиба на искривлённой оси.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анфилофьев А.Б. Определение формы упругой линии гибкого стержня при заданном законе изменения её кривизны //Изв. вузов. М.: Машиностроение

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУ- И ТРЕХМЕРНОГО КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ СБОРОК ПРИ МЕТАНИИ

Баранков В.Н.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529569, факс (3822) 529347
E-mail: ger@mail.tomsknet.ru

В работе изложены методики расчета напряженно-деформированного состояния (НДС) метаемых сборок в двумерной осесимметричной и трехмерной пространственной постановках с использованием квазистатического подхода, обоснование которого представлено в [1]. Для работы с появляющимися согласно принципу Даламбера [2] фиктивными массовыми силами вводится понятие коэффициента перегрузки (или просто перегрузки) N, который определяется отношением ускорения тела a в данный момент к ускорению силы тяжести g: $N = a/g$. Получаемая при этом система нагрузок является самоуравновешенной, а из рассмотрения исключается постоянная составляющая осевых перемещений элементов сборки.

Процесс высокоскоростного метания характеризуется высокой интенсивностью действующих нагрузок на метаемые элементы и вспомогательные устройства – поддоны и ведущие устройства (ВУ), с помощью которых осуществляется разгон сборки. Повышение скорости метания элементов приводит к увеличению действующих на сборку нагрузок, нежелательному уровню деформаций и напряжений и разрушению как самой сборки, так и метательной установки. Экспериментальные исследования компоновочных схем подобных конструкций являются необходимым и обязательным этапом при их проектировании и отработки. Учитывая большие временные, финансовые и экономические затраты при проведении этих работ, естественным является стремление проектировщиков и конструкторов использовать математические методы механики деформируемого твердого тела для моделирования НДС элементов сборки при метании с целью сокращения экспериментальных испытаний. Поэтому наличие методик анализа НДС подобных конструкций, основанных на современных численных методах, является необходимым при их проектировании.

Анализ упругопластического НДС метаемой сборки проводится вариационно-разностным методом (ВРМ) [3, 4], реализующим экстремальный вариационный принцип Лагранжа для функционала полной потенциальной энергии системы «тело-нагрузка» методом конечных разностей. Уравнения равновесия и статические граничные условия служат уравнениями Эйлера для функционала энергии. Поэтому при решении задачи упругопластичности в вариационной постановке нет необходимости заранее удовлетворять граничным условиям в напряжениях. ВРМ сводит проблему к отысканию экстремума функции многих переменных – компонент вектора перемещений в узлах конечно-разностной сетки, нанесенной на исследуемое тело. При дискретизации функционала энергии для производных от перемещений по координатам используются так называемые естественные аппроксимации, которые в трехмерном случае записываются через интегралы по замкнутой поверхности [5], а в двумерной осесимметричной задаче – через контурные интегралы [6].

В общем случае функционал энергии является неквадратичным. Для анализа упругопластического поведения конструкций используется деформационная теория пластичности А.А. Ильюшина, которая хорошо описывает процесс деформирования при монотонном нагружении и широко применяется в расчетах упругопластических тел. Решение физически нелинейной задачи сводится к решению последовательности квадратичных задач с уточняемыми в каждом приближении параметрами нелинейности. С помощью этих параметров осуществляется движение вдоль диаграммы нелинейной зависимости интенсивности напряжений от интенсивности деформаций $\sigma_i \sim e_i$, которая аппроксимируется ломаной двухзвенной линией.

Для минимизации квадратичной функции многих переменных используется условие экстремума сеточного аналога функционала энергии, которое сводит проблему к решению системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) большого порядка относительно искомых перемещений в узлах конечно-разностной сетки. Следует отметить, что матрица системы уравнений имеет ленточную структуру, симметрична и положительно определена, что очень важно при численной реализации. Решение получающейся СЛАУ для двумерных задач проводится прямым методом Гаусса, для трехмерных задач используется итерационный метод верхней релаксации с оптимальным коэффициентом релаксации.

Изложенные методики использованы для анализа осесимметричного НДС сборок малого калибра, применяемых для высокоскоростного метания элементов в виде шарика и стержня (рис. 1, 2). Конструктивные элементы сборок выполнены из различных материалов. Для значений давления газа 500 – 600 МПа в первом и 360 – 760 МПа во втором случае проведен анализ их НДС, построены зоны пластического деформирования материала. Исследовано влияние плотности материала шарика (сталь и сплав ВНЖ) на характер деформирования ВУ. С целью выявления наиболее выгодного с точки зрения уровня напряжений и деформаций варианта поддона для метания стержневого элемента реализован численный эксперимент по его конст-

рованию путем изменения параметров геометрии при фиксированной длине ВУ

Рис 1

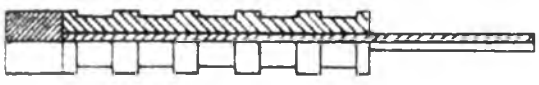


Рис 2

Численный анализ трехмерного пространственного деформирования дюралюминиевых секторов ВУ сборки (рис 3, темным цветом обозначена зона гребенки) при метании тяжелого стержня выявил зону гребенки как наиболее нагруженный локальный участок секторов, где отмечена значительная неравномерность распределения напряжений и деформаций по их длине, способная привести к разрушению конструкции

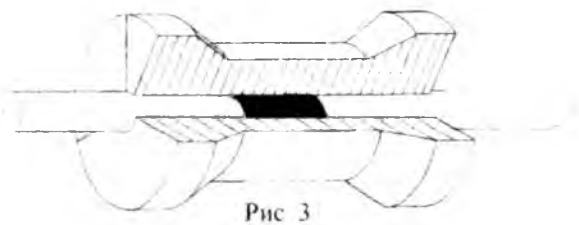


Рис 3

Причиной такого распределения параметров НДС явилась нагрузка от метаемого стержня, который на гребенке соединяется с секторами ВУ Использование в качестве материала секторов сплава В95 с более высокими прочностными характеристиками привело к значительному снижению уровня напряжений и деформаций на гребенке по сравнению с дюралюминиевыми секторами

Для устранения неравномерности распределения и понижения уровня напряжений и деформаций также предложено и численно реализовано достаточно очевидное техническое решение увеличена площадь контактной поверхности «стержень–сектор ВУ» за счет увеличения длины гребенки, увеличена толщина цилиндрической части секторов Эти меры позволили значительно снизить величины параметров НДС на гребенке до значений, позволяющих гарантировать не только штатное функционирование сборки, но и безопасность метания Следует заметить, что увеличение массы ВУ за счет изменения толщины цилиндрической части секторов приводит к уменьшению скорости метания сборки

Проведены оценки влияния температуры на НДС ВУ Рассмотрены два варианта распределения температуры в дюралюминиевых секторах локальный прогрев по линейному закону торца ВУ со стороны каморы до +100 °С при одновременном охлаждении остальной части секторов до -20 °С, равномерный прогрев или охлаждение всего массива секторов до температуры +40 °С Отмечено увеличение значений некоторых параметров НДС, хотя интегральные величины, характеризующие деформирование секторов, практически не изменились Таким образом, наличие температуры не внесло каких-либо значительных изменений в картину НДС секторов, полученную для случая силового нагружения

В качестве выводов по работе следует отметить следующее С использованием квазистатического подхода созданы физическая и математическая модели расчета осесимметричного и пространственного трехмерного термоупругопластического НДС метаемых элементов и вспомогательных устройств – поддонов и ВУ в случае нагружения их комбинацией поверхностных и массовых сил большой интенсивности Реализуемые с помощью разработанного варианта ВРМ методики решения дву- и трехмерных упругопластических задач расчета метаемых сборок с использованием теории малых упругопластических деформаций и метода переменных параметров упругости дают возможность оценивать их НДС для случая диаграммы растяжения материала, достаточно близкой к пластическому течению При этом они позволяют при проектировании конструкций подобного типа и оценки их прочности получать информацию обо всех параметрах НДС с точностью до ячейки конечно-разностной сетки

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 Барашков В Н Численный анализ деформирования метаемого поддона // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения Сб докл II научн конф Волжского регионального центра РАРАН, г Саров, 29 мая – 01 июня 2001 г Саров Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003 С 71–78

2 Бояршинов С В Основы строительной механики машин Учеб пособие М Машиностроение, 1973 456 с

3 Барашков В Н Алгоритм реализации задачи теории упругости и пластичности вариационно-разностным методом Ч I // Известия Томского политехнического университета 2003 Т 306, № 3 С 23–28

4 Барашков В Н Алгоритм реализации задачи теории упругости и пластичности вариационно-разностным методом Ч II // Известия Томского политехнического университета 2003 Т 306, № 4 С 23–27

5 Барашков В Н , Люкшин Б А Алгоритм реализации трехмерной задачи теории упругости и пластичности // Моделирование в механике Сб научн тр / РАН Сиб отд-ние Ин-т теор и прикл мех 1993 Т 7 (24), № 4 С 10–25

6 Нох В Ф СЭЛ – совместный Эйлерово-Лагранжев метод для расчета нестационарных двумерных задач // Вычислительные методы в гидродинамике Сб статей М Мир, 1967 С 128–184

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ЛАБОРАТОРНЫХ ОБРАЗЦАХ ИЗ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Беспалько А.А.[1], Люкшин Б.А., Люкшин П.А., Матолыгина Н.Ю., Уцын Г.Е.[2]

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021, г. Томск

[1]Томский политехнический университет, 634050, г. Томск

[2]Томский государственный университет, 634050, г. Томск

Анализ и моделирование волновых процессов, протекающих при действии импульсной нагрузки на поверхность образца с учетом статической нагрузки, позволяет использовать получаемые в расчетах оценки параметров напряженно-деформированного состояния (НДС) для сопоставления их с электромагнитным откликом среды [1].

Известно [2, 3], что анализ распространения волн в двух измерениях дает возможность обнаружить такие же эффекты, что и в случае трехмерной постановки задачи. В частности, это относится к наличию двух типов волн (продольных и поперечных), распространяющихся с характерными одинаковыми скоростями в двумерном и трехмерном случаях. Ниже задача определения параметров НДС решается в плоской постановке.

Образец, который подвергается анализу, представляет собой прямоугольный параллелепипед квадратного поперечного сечения. Сторона, длина которой больше длин двух других ребер, ориентирована в эксперименте вертикально. Рассматриваются два варианта постановки граничных условий. Импульсная нагрузка прикладывается к части поверхности вертикальной боковой грани, а верхняя и нижняя поверхности в первом случае служат для закрепления образца неподвижно. Во втором случае образец помещается между опорной и нагружающей плитами пресса и поджимается в вертикальном направлении, что имеет целью имитировать существующие в горных породах напряжения.

В расчетах импульсная нагрузка, приложенная по нормали к боковой поверхности, задается в виде произведения двух функций, первая из которых определяет закон изменения нагрузки по пространственной переменной, вторая - во времени.

Закон изменения нагрузки по пространству задавался в виде колоколообразной функции, во времени в виде произведения затухающей экспоненты на первую половину синусоиды [4].

Численный анализ нестационарных задач проводится с использованием нецентральной разностной схемы второго порядка точности относительно шагов по пространственным переменным и по времени. Эта схема относится к схемам сквозного счета.

Рассматривается задача о прохождении упругой волны по лабораторному образцу, в котором характер, размеры и форма неоднородностей могут быть созданы искусственно.

Анализу подвергалась расчетная область прямоугольной формы, размер этой об-

Рис. 1.Поле интенсивности деформаций в однородном образце с нулевыми начальными напряжениями

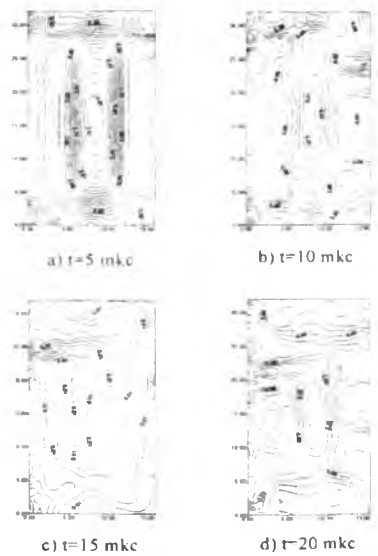


Рис. 2.Поле интенсивности деформаций в однородном образце, предварительно нагруженном статической нагрузкой в вертикальном направлении

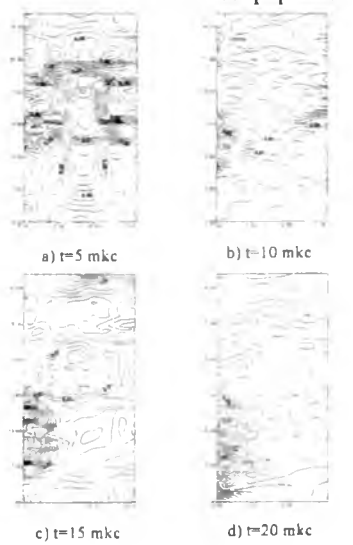
ласти 0.05×0.10 м^2 соответствовал размерам $0.05\times0.05\times0.10$ м^3 экспериментально исследуемых лабораторных образцов в виде параллелепипедов. На границе прямоугольной расчетной области $x = 0$ задается возмущение и анализи-

Рис. 3.Поле интенсивности деформаций в образце со слоистой структурой с нулевыми начальными напряжениями

руется влияние граничных условий на торцах образца на распространение этого возмущения.

Основная порода имитируется цементным камнем (модуль упругости 21.6 ГПа, коэффициент Пуассона 0.25, плотность $1.78 \cdot 10^3$ кг/м^3), компактное включение – жосткая вставка (соответствующие характеристики 114 ГПа, 0.34, $8.8\ 10^3$ кг/м^3).

Рис. 4.Поле интенсивности деформаций в слои-



стом образце, предварительно нагруженном статической нагрузкой в вертикальном направлении

Для однородного образца результаты расчетов в виде распределений изолиний интенсивности деформаций приведены на рис. 1 и 2. В первом случае образец свободен от напряжений в исходном состоянии, во втором - поджат в вертикальном направлении. Ударная нагрузка действует на левую боковую поверхность, центр колоколообразного импульса находится на уровне линии 24. Как видно, в первом случае (рис. 1) упругое возмущение распространяется в виде полусферической (в плоском случае полукруговой) волны вплоть до выхода ее на границы. После отражения волны от верхней и правой поверхностей образца происходит изменение формы возмущенной области и расширение области, где возникают деформации, по образцу вниз.

В случае, когда образец первоначально статически нагружен (рис. 2), этот процесс "смазан", и приложенная импульсная нагрузка привносит относительно небольшие возмущения в исходное распределение деформаций.

Сопоставление результатов расчетов для образца с включением из более жесткого материала можно сделать по рис. 3 (образец не поджат) и рис. 4 (образец поджат). Включение в виде горизонтальной полосы расположено между линиями 16 и 20 метки на вертикальной оси.

Если при выходе упругой волны на абсолютно жесткую стенку должен проявляться эффект отражения, то в анализируемом случае волна частично отражается, частично проходит вглубь полосы-вставки.

Для образца, который предварительно не нагружен (рис. 3), в области, куда не дошли упругие возмущения, деформации отсутствуют, и ниже жесткой вставки это видно вплоть до момента времени 20 мкс (рис. 3, d). В поджатом образце (рис. 4) начальные деформации относительно велики и распределены по всему образцу. Приложенная импульсная нагрузка несколько искажает симметрию в распределении интенсивности деформаций, но в этом случае ее влияние на параметры НДС уже не является определяющим.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беспалько А.А., Гольд Р.М., Яворович Л.В., Дацко Д.И. Возбуждение электромагнитной эмиссии в слоистых горных породах при акустическом возбуждении // ФТПРПИ. 2003. №2, С. 8-14.

2. Моделирование физико-механических процессов в неоднородных конструкциях / Люкшин Б.А., Герасимов А.В., Кректулева Р.А., Люкшин П.А., Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001.272 с.

3. Численное решение динамических задач упругопластического деформирования твердых тел / Иванов Г.В., Волчков Ю.М., Богульский И.О. и др. Новосибирск: Сиб. унив. изд-во, 2002. 352 с.

4. Немирович-Данченко М.М. Численное моделирование трехмерных динамических задач сейсмологии // Физическая мезомеханика, 2002. Т.5, № 5, С. 99-106.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В СУЩЕСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Богульский И.О., Волчков Ю.М.
ИВМ СО РАН
660036, г. Красноярск, Академгородок,
тел. (3912) 494739, факс (3912) 495327
E-mail: bogul@icm.krasn.ru
ИГиЛ СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15,
тел. (3832) 332051, факс (3832) 331612
E-mail: volk@hydro.nsc.ru

Из анализа алгоритмов численного решения задач механики деформируемых твердых тел и тестовых расчетов следует, что эффективное решение таких задач возможно только в том случае, если выполнены следующие условия:

- алгоритм дает монотонное решение и, в частности, не искажает его в окрестности оси симметрии при решении задачи в осесимметричной постановке;
- метод допускает естественную формулировку физических краевых условий (отсутствуют сложности, связанные с введением фиктивных слоев и т. п.);
- схема не обладает искусственной диссипацией ни на продольных, ни на поперечных волнах (расчеты показывают, что наличие даже малой искусственной диссипации очень скоро приводит к полному затуханию возмущения);
- алгоритм допускает обобщение на случай существенно неоднородной среды;
- условия на границах выделенной для численного решения области обеспечивают неотражение от этих границ.

В статье излагаются алгоритмы, в основном удовлетворяющие сформулированным требованиям, и приводятся примеры численного решения, иллюстрирующие эффективность предлагаемых алгоритмов.

Алгоритмы построены на основе нескольких локальных аппроксимаций каждой из искомых функций отрезками рядов по полиномам Лежандра [1, 2]. Детально излагаются принципы построения схем решения одномерных задач динамики, поскольку эти схемы являются основным элементом алгоритмов численного интегрирования многомерных задач, которые расщепляются на ряд одномерных, качеством решения которых определяется эффективность алгоритма в целом.

Процедура нескольких аппроксимаций каждой из искомых функций дает возможность сформировать достаточную для обеспечения монотонности численного решения искусственную диссипацию с одновременным расщеплением многомерной задачи на ряд независимых одномерных задач по пространственным направлениям. Содержащиеся в одномерных задачах параметры – константы диссипации – позволяют регулировать в получаемых схемах величину искусственной вязкости. При этом процедура решения каждой одномерной задачи является независимой и может быть как явной, так и неявной.

Из всего множества полученных схем решения одномерных задач выделено двухпараметрическое семейство явных схем, включающее как частный случай и схему Годунова [3], и схему, имеющую нулевую мощность диссипации. Определена область изменения параметров, при которых решение сохраняет монотонный профиль, а диссипация существенно меньше, чем в схеме [3]. Показано, что при условии диссипативности имеет место сходимость построенного приближенного решения к точному в энергетической норме. Предложенный подход обобщен на случай построения алгоритмов решения одномерных систем гиперболических уравнений общего вида. Алгоритмы иллюстрируются тестовыми расчетами.

В задачах моделирования нестационарных процессов – динамических задачах упругопластического деформирования, нестационарной теплопроводности, задачах распространения электромагнитных волн и др. – основной интерес и сложность представляют неоднородные среды, в которых в небольших объемах содержится материал, сильно отличающийся по своим свойствам от окружающей его части среды.

Эффективные разностные алгоритмы, используемые для решения этих задач, как правило, имеют ограничение на шаг по времени, зависящее от свойств материала. Для явных схем эти ограничения необходимы для устойчивости, для неявных – для точности. Для получения решения достаточной точности механические параметры среды и параметры сеточного пространства должны быть связаны определенным соотношением, что приводит к необходимости согласовывать размеры ячеек в областях с разными свойствами в зависимости от физических констант этих областей.

Если включение в основную среду обладает тем свойством, что скорость распространения возмущений в нем меньше, чем в основной области, это приводит к измельчению разностной сетки в самом включении и, конечно, не увеличивает существенно размерность задачи. Однако даже небольшое, но жесткое включение приводит к необходимости очень мелкой дискретизации всей остальной расчетной области. В двух- и трехмерных задачах размерность при этом возрастает с "квадратом" и "кубом" соответственно, плюс к этому пропорционально увеличивается и число шагов.

При решении нестационарных задач в областях, содержащих жесткие элементы, представляется довольно естественным поступать следующим образом: сохраняя сетку равномерной (или почти равномерной), делать в жесткой подобласти необходимое число шагов с меньшим шагом по времени. К сожалению, использование для этого хорошо известных

разностных схем (таких, как схема Лакса - Вендрофа и др.), в которых решение вычисляется в узлах разностной сетки, приводит к возникновению на границах раздела сильной немонотонности и несостоятельности подхода. В докладе показано, что использование в этой процедуре схем, основанных на нескольких локальных аппроксимациях [1,2], позволяет получать решения, полностью совпадающие с точными в одномерном случае (в этом случае схема совпадает со схемой С.К. Годунова [3]) и очень близкие в двумерном случаях.

Из проведенных численных расчетов следует, что в одномерном случае итерационная процедура несомненно эффективна в том смысле, что дает точное решение при существенном сокращении размерности.

Решена тестовая задача о динамическом воздействии на неоднородное тело в двумерном случае: на пластину, у которой включение в два раза имеет большую жесткость, действует затухающая по времени нагрузка, приложенная в центре поверхности. Проведено сравнение двух численных решений.

Первый алгоритм основан на использовании адаптивной к среде сетки. В работах [1,2] показано, что предлагаемый там алгоритм дает фактически точное решение задачи, если в области вводится сетка, размеры которой согласованы со скоростями продольных упругих волн в подобластях. В частности, в нашей задаче размеры ячеек внутри жесткого слоя должны быть в два раза большими, чем в оставшейся части.

Во втором алгоритме используется во всей области равномерная сетка, но расчет одного шага по времени выполняется дважды (итерационная по времени процедура). Численное решение, построенное с использованием итерационной процедуры, оказались достаточно близкими к решению, построенному на основе адаптированной к среде сетки. Однако даже в рассмотренном примере, когда жесткая подобласть являлась достаточно большой, итерационный алгоритм требует в 6 раз меньше вычислений.

Реальные среды, встречающиеся в прикладных задачах, содержат подобласти, скорости звука в которых отличаются не в целое число раз. Поэтому построение неравномерных сеток, согласованных с физическими свойствами неоднородной среды, является необходимым этапом решения задачи. Эта процедура подробно описана в [1, 2] и реализована в виде комплекса подпрограмм. Однако такая процедура обладает достаточной точностью только тогда, когда скорости звука в соседних подобластях отличаются не более чем в 3-4 раза.

Предлагаемая итерационная процедура позволяет за счет выполнения большего числа шагов в подобластях с большей скоростью звука минимально сократить разницу в размерах соприкасающихся ячеек.

Работа выполнена по интеграционному проекту СО РАН № 129 и при поддержке РФФИ (проект № 040100267).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анисимов С.А., Богульский И.О. // Численное решение задач динамики упругих тел. Новосибирск.: Изд-во НГУ, 1995. С. 154 .

2. Иванов Г.В.,Волчков Ю.М.,Богульский И.О., Кургузов В.Д.,Анисимов С.А //Численное решение задач упругопластического деформирования твердых тел. Новосибирск.: Изд-во сиб. университеты, 2002. С. 367 .

3. Годунов С.К., Забродин А.В. и др. //Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. С. 400 .

ВЛИЯНИЕ РАЗБРОСА СВОЙСТВ ФАЗ В ПОЛИМЕРНОЙ КОМПОЗИЦИИ КОНСТРУКЦИОННОГО НАЗНАЧЕНИЯ НА ЕЕ ДЕФОРМАЦИОННО-ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА И ВЕРОЯТНОСТЬ БЕЗОТКАЗНОЙ РАБОТЫ КОНСТРУКЦИЙ

С.А. Бочкарева*, Б.А. Люкшин, А.И. Реутов*

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск

* Томский университет систем управления и радиоэлектроники

E-mail: borisljuk@ispms.tsc.ru

Обычно принимается, что все параметры, которыми определяется напряженно деформированное состояние (НДС) конструкции, являются определенными с известной точностью величинами. Существующий разброс параметров и их отклонение от средних значений учитываются введением коэффициента запаса прочности, чем компенсируется неопределенность информации.

Вероятностный характер имеют как параметры материала, конструкции и нагрузки, так и критерии разрушения, поскольку они представляют собой обработку некоторого массива экспериментальных данных. Разброс параметров материала на макроуровне определяется отклонениями свойств фаз от их средних значений. При оценке вероятности безотказной работы (ВБР) необходимо сопоставлять расчетные или экспериментальные данные о НДС конструкции во всех ее точках, имеющие вероятностный характер, с критериями прочности, имеющими такой же смысл [1, 2].

В качестве критерия, по которому можно судить о работоспособности материала, далее принимается интенсивность деформаций.

В работе предлагаемый подход иллюстрируется на примере построения поля вероятностей безотказной работы для конструкции в виде участка трубы, выполненной из полимерного материала на основе полипропилена, используемого для производства трубопроводов различного технологического значения – транспортировки воды, газа и т.д. Одним из значимых параметров, определяющих НДС изделия, является модуль упругости материала. Экспериментально установлено, что его изменение подчиняется нормальному закону распределения.

В силу осевой симметрии задачи рассматривается расчетная область, представляющая собой часть осевого сечения трубы, и решается осесимметричная задача теории упругости. В качестве внешних нагрузок принимаются одновременно приложенное внутреннее давление P_1 и осевое сжатие P_2. Для упругой трубы под действием внутреннего давления известно решение Ламе [4], которое в данном случае служит для тестирования программы.

В каждой точке контура расчетной области ставится по два условия в виде компонент вектора напряжений, вектора перемещений или по одной из разнонаправленных компонент этих векторов.

Влияние отклонений свойств фаз на макрохарактеристики показано на рис. 1 для случая, когда учитывается нелинейность диаграммы $\sigma \sim \varepsilon$ для полимерной матрицы. С помощью датчика случайных чисел задавались отклонения модуля упругости матрицы в пределах 10 % от средних значений (рис. 1, а) и 20 % (рис. 1, б).

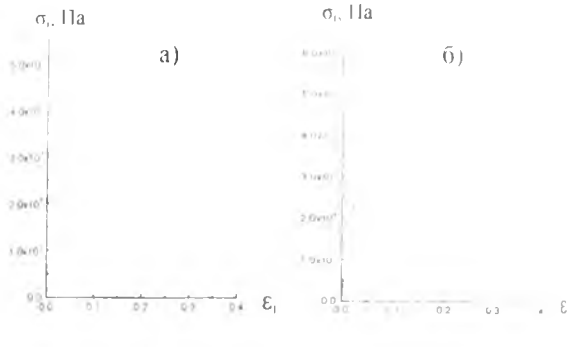


Рис. 1

Если в упругой области кривые $\sigma \sim \varepsilon$ практически совпадают, то за пределами упругости величина разброса свойств фаз заметно влияет на макрохарактеристики материала. Можно показать, что рост этих отличий связан с разной концентрацией напряжений и деформаций в окрестности включений. Отклонения свойств материала на макроуровне от средних значений учитываются далее при анализе конструкций.

Сопоставляя полученные деформации с предельными экспериментальными значениями, имеющими также случайное распределение (с характеристиками μ_x =0.02, σ_x =0,001 для ПКМ на основе полипропилена), получаем в каждой точке трубы по ее толщине значение функции R (ВБР) материала. Из анализа решения следует, что наибольшие деформации получаются на внутренней стенке трубы, а ВБР ее в этих точках является наименьшей (рис. 2). Если в какой – либо точке конструкций вероятность безотказной работы меньше требуемого (нормативного) значения, то можно говорить о вероятности разрушения конструкции в целом. В качестве нормативного значения вероятности безотказной работы можно принять, например, характеристику, связанную с отношением стоимости планового ремонта изделия к стоимости устранения последствий разрушения [6].

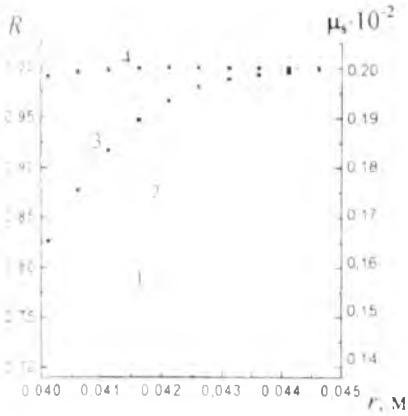


Рис. 2 Распределение математического ожидания интенсивности деформаций μ_s (1, 2) и вероятности безотказной работы R (3, 4) по толщине стенки трубы r; кривые 1, 4 соответствуют уровню внутреннего давления P_1 = 4,5 МПа и осевого сжатия P_2 = 1 МПа, кривые 2, 3 – P_1 = 5 МПа, P_2 = 2 МПа

Задача вероятностного расчета сводится к многократному определению параметров НДС, которые являются случайными величинами. В результате обработки полученного массива данных определяются характеристики параметров НДС – математическое ожидание μ_s и среднеквадратичное отклонение σ_s. Они оцениваются для значений интенсивности деформации в каждой конечно-элементной ячейке расчетной сетки по соответствующим формулам теории вероятностей, что позволяет построить функции плотности распределения [2].

Полученная функция плотности распределения вероятностей значений интенсивности деформаций ε_i подчиняется нормальному распределению. Функция плотности распределения вероятностей для экспериментально полученных предельных значений интенсивности деформаций ε_i^* имеет вид, показанный на рис. 3 (кривая 1). Область пересечения этих кривых является областью отказа.

Анализ влияния трех параметров (толщины стенки трубы Δr, внутреннего давления P_1 и осевого сжатия P_2) на напряженно-деформированное состояние конструкции и соответственно на вероятность безотказной работы R показывает, что наиболее значимым параметром является Δr, далее по

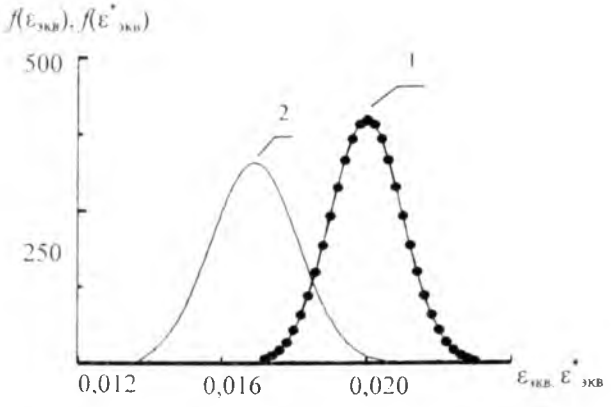


Рис. 3 Пример распределений: 1 – предельной и 2 – реальной эквивалентных деформаций

убывающей P_1 и P_2. Это означает, что при производстве полимерных труб их толщина должна контролироваться наиболее тщательно.

Таким образом, ответ на вопрос о надежности или о возможном разрушении конструкции при рассматриваемом подходе получается в виде вероятности разрушения (неразрушения) материала во всех точках изделия, что можно представить в виде полей распределения ВБР по всему объему конструкции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болотин В.В. Ресурс машин и конструкций. М.: Машиностроение, 1990. 448 с.
2. Капур К., Ламберсон Л. Надежность и проектирование систем. М.: Мир, 1980. 351 с.
3. Теннант-Смит Дж. Бейсик для статистиков. М.: Мир, 1988. 208 с.
4. Любошиц М.И., Ицкович Г.М. Справочник по сопротивлению материалов. Минск: Вышэйшая школа, 1969. 460 с.
5. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979. 392 с.
6. Юдин А.В., Кучерявый В.И. Расчет надежности конструктивных элементов при растяжении с кручением // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2001. № 5. С. 56–61.

МЕТОДИКА ОПТИМАЛЬНОГО РАСКРОЯ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТРАНСФОРМИРУЕМЫХ РЕФЛЕКТОРОВ

Бутов В.Г., Бухтяк М.С., Пономарев С.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

Тел. (3822) 410259, факс (3822) 410347.

E-mail: svp@niipmm.tsu.ru

Хорошо известна роль параболических антенн в организации космической связи. Отражающая поверхность этих антенн выполняется из покрытого золотом вольфрамового сетеполотна, которому с помощью различных технических средств придают форму, максимально приближенную к параболоиду вращения. При этом, желая избежать дорогостоящих экспериментов, прибегают к компьютерному моделированию для разработки эффективных конструкций антенн.

В работе [1] авторы предложили одну из возможных схем раскроя сетеполотна для офсетного параболоида.

Имеется в виду антенна, изготовленная так (см. рис. 1), что ее отражающая поверхность есть косой срез параболоида. Антенна состоит из центральной части эллиптической формы и нескольких колец (их количество определяется в зависимости от радиуса антенны и от ширины листа сетеполотна). Каждое кольцо состоит из трапециевидных клиньев. Как уже отмечено в [1], придание сетеполотну формы, близкой к параболоиду, предусматривает преодоление довольно существенных трудностей.

Рис. 1

Ясно, что в ненагруженном состоянии, сшитый лист сетеполотна слишком далек от формы параболоида. Поэтому особое внимание авторов было обращено на детальный раскрой отдельных лоскутов, составляющих центральную часть, и каждого из колец.

Далее, учтен тот факт, что сетеполотно представляет собой существенно анизотропный материал с нелинейными упругими свойствами. Коэффициент его растяжения «вдоль» заметно отличается от коэффициента растяжения «поперек», причем каждый коэффициент, равно как и отношение коэффициентов есть величина, зависящая от характеристик материала сетеполотна и от приложенного усилия.

Сетеполотна выпускаются в ограниченном ассортименте типоразмеров, что следует учитывать при раскрое. Экспериментальным путем исследованы упругие характеристики образцов сетеполотна. Исследованы показатели анизотропии, существенные для раскроя сетеполотна.

Построено в аналитическом виде преобразование среза параболоида, учитывающее выявленную анизотропию. Задана неподвижная точка преобразования. Решен вопрос о форме куска параболоида после деформации, вызванной нагружением.

Определены параметры преобразованной поверхности, существенные для восстановления формы и размеров исходного параболоида (рис. 2).

Рис. 2

Разработаны рекомендации по раскрою сетеполотна с тем, чтобы при реализации определенных условий поверхность ненагруженного сетеполотна являлась хорошим приближением среза параболоида до преобразования и после.

Целью данного исследования является продолжение и детализация разработки схемы раскроя, предложенной в [1].

В указанном направлении получены следующие результаты.

1. Разработан алгоритм, позволяющий, для заданных размеров антенны и ширины сетеполотна, оценивать последствия выбора той или иной схемы раскроя. Имеется в виду количество колец и количество клиньев в кольце (в разных кольцах число клиньев может быть разным)

2. Проведено сравнение двух схем раскроя. Одна из них предполагает вычисление размеров каждого отдельного лепестка, исходя из требования максимального воспроизведения формы параболоида вращения (при этом, однако, не гарантирована одинаковость углов расхождения различных клиньев, что затрудняет монтаж, ибо швы могут не совпадать с направлениями спиц). Пример – на рис. 3.

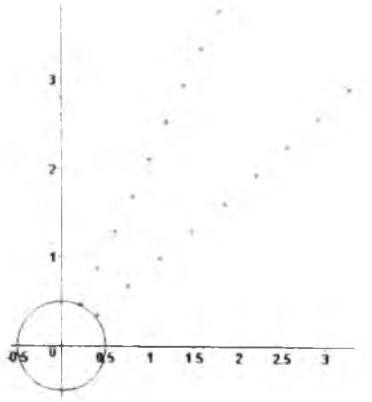


Рис. 3

Детализация размеров лепестка при этом весьма велика (на рис. 4 показаны все вычисляемые размеры).

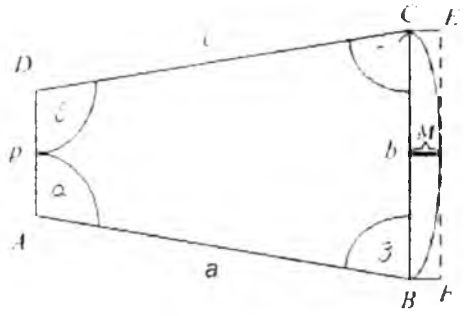
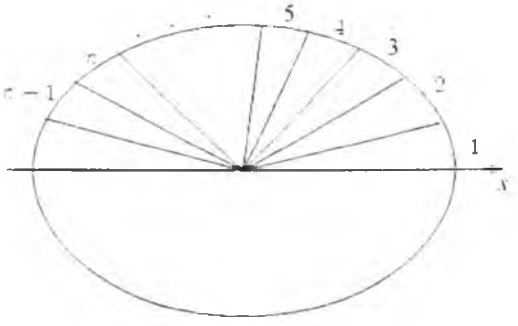


Рис. 4

Другая схема, напротив, основана на приоритете совпадения швов с направлениями спиц. Предпочтение отдано второй схеме. В числе причин лежит то обстоятельство, что для реально используемых антенн потеря точности воспроизведения формы параболоида при выборе второй схемы достаточно мала.

Использование второй схемы раскроя для центральной части антенны позволяет вычислить параметры каждого лепестка в зависимости от его номера на схеме (рис. 5)



Нумерация лепестков антенны

Рис. 5

Аналогично поступаем и при раскрое кольца антенны. При этом выкройка каждого лепестка представляет собой отрезок полосы, напоминающей клин, однако с криволинейными сторонами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бутов В.Г., Бухтяк М.С., Пономарев С.В. О проектировании схем раскроя сетеполотна для параболической антенны.

ВОПРОСЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ ФОРМЫ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТРАНСФОРМИРУЕМЫХ РЕФЛЕКТОРОВ

Бутов В.Г., Пономарев С.В., Солоненко В.А., Ящук А.А.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529259, факс (3822) 529347
E-mail: bvg@niipmm.tsu.ru

Отклонение поверхности рефлектора от идеальной формы может быть обусловлено неточностью изготовления, неравномерным тепловым расширением элементов рефлектора вследствие солнечной радиации, внешними воздействиями различного рода. Искаженные части отражающей поверхности рефлектора, отстоящие друг от друга не менее чем на величину рабочей длины волны λ, приводят к смещению фаз для сигналов, отражаемых рефлектором. Поток, излучаемый рефлектором с искаженной отражающей поверхностью в заданном направлении, станет меньше, чем для рефлектора с идеальной формой отражающей поверхности.

Задача регулировки отражающей поверхности антенны актуальна и достаточно сложна [1,2].

Для антенны сетчато-тросовой конструкции существуют три основные причины деформации отражающей поверхности. Во-первых, число используемых тросов конечно, следовательно, требуемая параболическая поверхность достигается лишь приближенно. Однако неточность поверхности в силу конечного числа управляющих тросов можно оценить и число тросов выбрать в результате определения устойчивости к ошибкам. Во-вторых, к значительным нарушениям формы поверхности приводят погрешности изготовления элементов конструкции. В-третьих, термическое или вибрационное возбуждение антенны может вызвать как местные деформации поверхности, так и общую расфокусировку антенны. Деформации поверхности из-за погрешностей изготовления нельзя прогнозировать. Термическое и вибрационное воздействие также приводит к деформациям, которые трудно прогнозировать. Следовательно, после изготовления должны проводиться измерения и, если это необходимо, регулирование поверхности.

Один из методов регулирования поверхности – использование регулировочных тросов переменной длины. Таким образом, могут оказаться необходимыми измерение деформаций поверхности и коррекция регулировочных тросов и на орбите.

Алгоритм управления на основе матрицы влияния

Пусть вектор управлений, то есть изменения длин управляющих элементов, – $\Delta u = [\Delta u_1, ..., \Delta u_m]^T$, где m – количество управляющих элементов. Пусть (X_i, Y_i, Z_i), $i = 1, ..., n$ – измеренные координаты маркерных точек поверхности. Идеальная поверхность параболоида описывается уравнением $Z = (X^2 + Y^2)/F$; F – фокусное расстояние параболоида. В это уравнение подставляются измеренные координаты маркерных точек X_i и Y_i, и получается идеальное значение $\bar{Z}_i$ для третьей координаты. В работе [1] после исследования коэффициентов «матрицы влияния» показано, что преобладающим для всех контрольных точек является перемещение в вертикальном направлении. Таким образом, погрешность формы антенны описывается вектором $\Delta z = (Z - \bar{Z})$ или $\Delta z_i = Z_i - \bar{Z}_i$, $i = 1, ..., n$. Задача регулирования формы поверхности рефлектора заключается в нахождении управлений Δu, минимизирующих среднеквадратическое отклонение точек поверхности рефлектора от поверхности идеального параболоида $\delta^2 = \Delta z^T W \Delta z$. Здесь W – весовая матрица, характеризующая вклад каждой маркерной точки в общую погрешность формы. Обычно чем дальше точка от центра рефлектора, тем менее она влияет на характеристики антенны. На данном этапе работы бралась единичная весовая матрица.

Для решения задачи применим метод матрицы влияния. При этом предполагается, что зависимость между управлениями Δu и перемещениями маркерных точек Δz описывается линейным соотношением вида $\Delta z = S \Delta u$, где S – матрица влияния размера n x m. Маркерные точки до начала регулирования имеют измеренные координаты Z, после применения управления Δu их координаты станут равными $z = Z + S\Delta u$, а отклонения от идеального положения $\Delta z = z - \bar{Z}$. Таким образом, необходимые управления Δu находятся из соотношения

$$\delta^2 = \Delta z^T W \Delta z = (Z + S\Delta u - \bar{Z})^T W (Z + S\Delta u - \bar{Z}) \Rightarrow \min$$

или $S^T W S \Delta u = S^T W \Delta z$. Последнее соотношение представляет собой систему из m линейных уравнений, к тому же всегда имеющую решение.

Построение матрицы влияния

Для определения влияния коррекции длины троса на форму поверхности был проведен статический анализ конечно-элементной модели рефлектора. Каждый регулировочный трос укорачивался независимо от других при помощи искусственного термического напряжения и вычислялись результирующие перемещения маркерных точек поверхности относительно исходной модели. Перемещения точек при коррекции j-го троса составляли j-й

столбец в матрице влияния S. Типовое перемещение маркерных точек поверхности в вертикальном направлении в результате коррекции длин тросов показано на рис. 1.

Рис. 1. Перемещение Δz в результате укорачивания одного из тросов

Такой метод построения матрицы влияния требует специальной процедуры поочередного укорачивания тросов и измерения получившейся формы поверхности. В то же время при функционировании рефлектора проводятся регулирование управления и измерение формы поверхности для контроля. Можно эту информацию использовать для корректировки матрицы влияния прямо в процессе функционирования рефлектора. Корректировка матрицы влияния может потребоваться как из-за изменения со временем свойств материалов конструкции, так и из-за того, что рефлектор может оказаться далеко от начального состояния, относительно которого была получена матрица влияния.

Итак, пусть известны примененные управления Δu^l и полученные изменения поверхности Δz^l, $l = 1,...,k$, где k – число проведенных управлений. Связь между ними описывается уравнением $\Delta z_l = S^{(l)} \Delta u$ с неизвестной матрицей влияния S, здесь $S^{(l)}$ – строка матрицы. Искать S можно из условия минимума среднеквадратической ошибки $\sum_{l=1}^{k} (S^{(l)} \Delta u^l - \Delta z_l^l)^2 V_l$, $i = 1,...,n$ или в матричном виде $(S\Delta u - \Delta z)^T V (S\Delta u - \Delta z)$, где V – весовая матрица, которая может быть как единичной, так и произвольного вида, например чтобы придать последним по времени управлениям наибольший вес. При этом получается

$$S^T = (\Delta u V \Delta u^T)^{-1} (\Delta u V \Delta z^T). \qquad (1)$$

Заметим, что в частном случае независимого последовательного регулирования длин тросов по этой формуле получается та же самая матрица влияния, что и описанная ранее.

Результаты численного моделирования

В данной работе рассматривалось управление формой поверхности зонтичного рефлектора на основе его конечно-элементной модели. В качестве управляющих элементов были взяты 12 тросов, соединяющих центр антенны с концами 12 спиц.

Рассматривалась задача коррекции формы поверхности рефлектора путем изменения длин тросов для исправления поворота всей конструкции на угол 0.15° относительно одной из горизонтальных осей симметрии рефлектора. Было использовано 3 варианта матрицы влияния – классический (S0), полученный путем последовательного укорачивания длин тросов, а также рассчитанные по формуле (1) матрицы влияния S1 и S2 при случайных управлениях с количеством управлений 23 и 12 соответственно. Было проведено 3 итерации регулирования с использованием матриц S0 и S1 и 6 итераций для матрицы S2. Отклонения в результате последней итерации регулировки формы поверхности с использованием матрицы S2 приведены на рис. 2.

Рис. 2. Результаты управления формой рефлектора

Результаты численного моделирования 6 итераций управления (начальное значение 9.31). СКО приведено относительно диаметра рефлектора, 10^{-5}

№	S0		S1		S2	
ит	СКОп	СКОр	СКОп	СКОр	СКОп	СКОр
1	3.47	3.59	3.30	3.56	4.58	4.94
2	3.38	3.39	3.36	3.40	4.27	4.32
3	3.38	3.39	3.40	3.41	4.03	4.06
4					3.93	3.91
5					3.82	3.78
6					3.71	3.68

Полученные в результате управления значения СКО (СКОр), а также их ожидаемые значения (СКОп) приведены в таблице. Видно, что наилучшие результаты дает все-таки полученная классическим способом матрица влияния S0, но и полученная в результате 23 случайных управлений матрица S1 дала практически такой же результат. Гораздо медленнее сходится процесс управления при использовании матрицы S2 – но это и понятно, ведь она построена на основании тех же 12 тестовых управлений, что и S0, но взятых не наилучшим образом, как при построении S0, а совершенно случайно. То, что процесс регулировки нормально сходится и с такой матрицей, отличаясь всего на несколько процентов от идеального значения СКО, говорит об адаптивности алгоритма.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белвин У.К., Эдигхофер Г.Г., Херштром К.Л. Квазистатическое регулирование формы космической антенны диаметром 15 м // Journal of Spacecraft and Rockets. 1989. № 3. P 129-136.

2. Миура К., Миязаки Я. Конструирование антенны с растянутой фермой // AIAA Journal. 1990. № 6. P 1098-1104.

ПОДРЫВ ЗАРЯДА В ОБОЛОЧКЕ НА ДЕФОРМИРУЕМОЙ ПРЕГРАДЕ

Герасимов А.В., Алексеев Н.С.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529569, факс (3822) 529547
E-mail: ger@mail.tomsknet.ru

Взаимодействие заряда взрывчатого вещества (ВВ) с деформируемой преградой (плитой) представляет интерес с точки зрения совершенствования технологий обработки материалов взрывом и для оценки возможных последствий аварийных ситуаций. Большой объем экспериментальных данных по исследованию напряженно-деформированного состояния и разрушению металлических плит при действии накладных цилиндрических зарядов ВВ представлен в работе [1]. Невозможность в эксперименте отследить весь процесс взаимодействия плиты, заряда, оболочки, получить полную пространственно- временную картину распределения и изменения основных параметров напряженно – деформированного состояния и процесса разрушения приводят к использованию численных методов совместно с экспериментальными данными. Теоретическое изучение деформирования плиты и разлета продуктов детонации (ПД) при подрыве заряда ВВ проведено в [2]. Процесс разрушения плит при подобном типе нагружения численно моделировался в работах [3–4]. Во всех указанных работах заряды были без оболочек и размещались на поверхности преграды. Подрыв заряда в медной оболочке на медной плите рассматривался в [5]. В настоящей работе исследуется влияние стальной оболочки заряда на напряженно-деформированное состояние и разрушение толстых стальных упругопластических плит при взрывном нагружении.

Взаимодействие с деформируемой преградой заряда ВВ, заключенного в оболочку, — сложный многоступенчатый процесс. Он включает следующие этапы: инициирование детонации, распространение детонационной волны (ДВ) по заряду ВВ, взаимодействие ДВ с оболочкой, разлет и разрушение оболочки, формирование ударной волны (УВ) в плите и повреждение плиты в интенсивных волнах разгрузки. Процесс сложен с физической точки зрения и с точки зрения математической постановки задачи и ее численной реализации.

На рис. 1,а показана схема взаимодействия заряда ВВ в оболочке с плитой. Инициирование происходит в точке F или на поверхности верхнего торца заряда FK.

Для описания разрушения оболочки и плиты используется модель повреждаемой (пористой) среды. Основные соотношения, описывающие пространственное осесимметричное движение пористой прочной сжимаемой упругопластической среды, базируются на законах сохранения массы, импульса и энергии и имеют вид [2, 6].

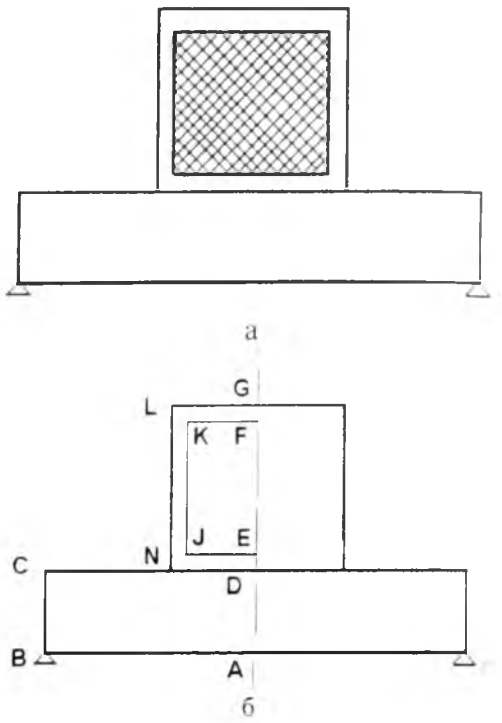


Рис. 1. Схема взаимодействия (а) и расчетная схема (б) оболочки с зарядом и плиты

Система основных уравнений дополняется начальными и граничными условиями. В начальный момент времени состояние оболочки, ВВ, плиты полагается невозмущенным. Граничные условия ставятся следующим образом (рис. 1, б): граница ABCNLG полагается свободной от напряжений. На оси симметрии ADEFG ставится условие скольжения вдоль жесткой стенки. В точке B плиты отсутствуют смещения вдоль продольной оси. На переменном контактном участке DN между плитой и оболочкой ставится условие идеального скольжения одного материала по другому вдоль касательной и условие непротекания по нормали к поверхности контакта. Так как контактное пятно DN изменяется в процессе взаимодействия заряда и преграды, необходимо определять его текущие размеры в ходе решения задачи для каждого момента времени. На поверхности контакта ВВ с оболочкой EJKF ставятся условия идеального скольжения вдоль поверхности контакта.

На рис. 2 и 3 для двух моментов времени приведены текущие конфигурации систем преграда – оболочка – продукты детонации, а также участки поврежденности преграды (темные области). Размеры плиты: толщина 1,5 см, радиус 10 см; оболочки: внешний радиус – 3,5 см, внутренний радиус – 3 см, длина – 5,5 см, толщина днища, контактирующего с плитой, равняется 0,5 см,

внешнего днища – 0,6 см; заряда ВВ: высота – 4,4 см, радиус – 3 см. Материал плиты и оболочки – сталь (ρ_0 = 7,86 г/см^3, μ = 81,4 ГПа, σ = 0,64 ГПа). Параметры для кинетического уравнения роста пор приведены в работе [3]. Заряд ВВ (ТГ 36/64) имеет плотность ρ_0 = 1,717 г/см^3, скорость детонации D = 8000 м/с. Уравнение состояния ПД бралось в форме, предложенной в [6]. Инициирование ВВ осуществлялось по плоскости FK.

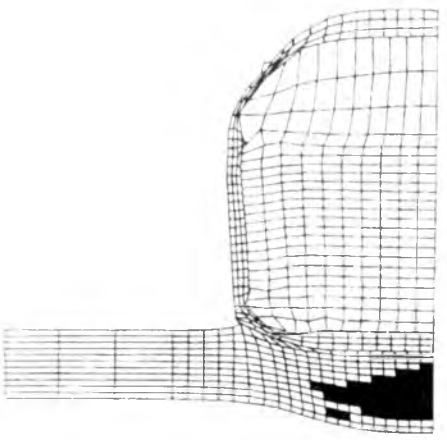


Рис. 2. Текущая конфигурация системы плита – оболочка – продукты детонации и область максимальных повреждённостей (черный цвет) в преграде в момент времени t =14 мкс

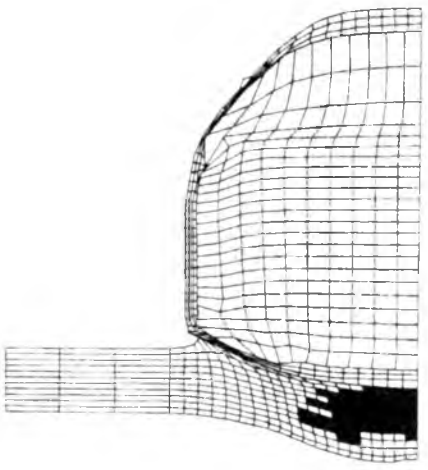


Рис. 3. Текущая конфигурация системы плита–оболочка – продукты детонации и область максимальных повреждённостей (черный цвет) в преграде в момент времени t =20 мкс

Для моделирования процесса детонации заряда взрывчатого вещества применяется подход, предложенный в работе [7]. Особенностью процесса деформирования оболочки под действием продуктов детонации заряда взрывчатого вещества, инициируемого по верхней плоскости KF (рис. 1, б), является наличие сильно деформированных участков и областей с относительно небольшой деформацией материала. Участки интенсивного пластического течения материала прилегают к угловым точкам K и J (см. рис. 1) оболочки. Относительно менее деформированы области верхнего и нижнего днищ, а также боковой поверхности оболочки (см. рис. 2 и 3). По мере расширения оболочки увеличиваются размер кратера в преграде и объем вытесненного материала. Наличие оболочки уменьшает скорость разлета продуктов детонации и интенсивность разгрузки плиты. На этих рисунках можно также наблюдать формирование и эволюцию участков с предельным для выбранного материала (сталь) уровнем повреждённости. Эти участки окрашены черным цветом. Разрушение материала преграды моделировалось достижением параметром пористости α своего предельного значения α^*. Критическое значение параметра пористости α^*=1,43 [8]. При достижении этого уровня повреждённости материал полагается разрушенным и не сопротивляющимся растягивающим напряжениям, но продолжающим сопротивляться сжимающим усилиям.

Проведенное исследование подтверждает работоспособность предложенной методики к моделированию процесса взаимодействия плит с зарядами ВВ, неподвижно размещенными на лицевой стороне преград, прогнозированию положения участков повреждённости материала плиты и возможности откольных эффектов в ней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райнхарт Дж., Пирсон Дж. Поведение материалов при импульсивных нагрузках. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.

2. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212-263.

3. Белов Н. Н., Корнеев А. И., Николаев А. П. Численный анализ разрушения в плитах при действии импульсных нагрузок // ПМТФ. 1985. № 3. С. 132-136.

4. Сугак С. Г., Канель Г. И., Фортов В. Е. и др. Численное моделирование действия взрыва на железную плиту // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 2. С. 121-128.

5. Герасимов А. В. Численное моделирование разрушения плит зарядами ВВ, заключенными в оболочку // Физика горения и взрыва. 1996. Т.32, № 3. С. 126 - 133.

6. Физика взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975. 704 с.

7. Гольдин В. Я., Калиткин Н. Н., Левитан Ю. Л., Рождественский Б. Л. Расчет двумерных течений с детонацией // Журн. вычисл. математики и мат. Физики. 1972. Т. 12, № 6. С. 1606-1611.

8. Johnson J. N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys., 1981. Vol. 52, №4. P. 2812-2825.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ОБОЛОЧКИ ПРИ НАГРУЖЕНИИ ЛОКАЛЬНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ДАВЛЕНИЯ

Герасимов А.В., Михайлов В.Н.

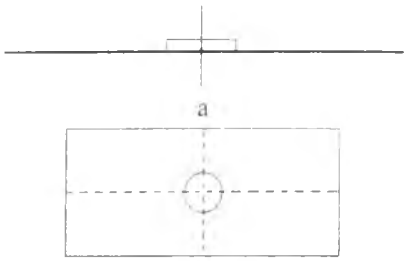
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529569, факс (3822) 529547
E-mail: ger@mail.tomsknet.ru

Исследование воздействия локальных импульсов давления на толстостенные оболочки, являющиеся элементами машиностроительных конструкций, представляет интерес с точки зрения совершенствования способов защиты различных объектов современной техники. Численному моделированию напряженно-деформированного состояния и разрушения оболочек при внешнем приложении одного локального импульса давления и способам защиты от его воздействия посвящены работы [1, 2]. Поэтому представляется важным с практической точки зрения исследовать одновременное воздействие на оболочку нескольких импульсов локального давления и дать оценку степени их взаимного влияния на напряженно-деформированное состояние и процесс разрушения оболочки.

На рис. 1,а,б приведена схема воздействия одиночного импульса давления на внешнюю поверхность медной оболочки, внутренний радиус которой равен 1 см, а внешний – 3 см. В работе рассматриваются одинаковые по своим характеристикам импульсы давления, а именно: импульс действует на площадке радиусом 0,95 см, нарастает от 0 до 1 мкс и спадает до 2 мкс, максимальное значение давления равно 150 Кбар.

Для описания разрушения материала оболочки используется модель повреждаемой (пористой) среды. Основные соотношения, описывающие пространственное осесимметричное движение пористой прочной сжимаемой упругопластической среды, базируются на законах сохранения массы, импульса и энергии и имеют вид [3- 5]. Система основных уравнений дополняется начальными и граничными условиями. В начальный момент времени состояние оболочки полагается невозмущенным. В силу симметрии процесса деформирования рассматривается только четвертая часть оболочки. Граничные условия для оболочки ставятся аналогично условиям, приведенным в работах [1, 2]. Разрушение материала оболочки моделировалось достижением параметром пористости своего предельного значения. При достижении этого уровня поврежденности материал полагается разрушенным и не сопротивляющимся растягивающим напряжениям, но продолжающим сопротивляться сжимающим усилиям.

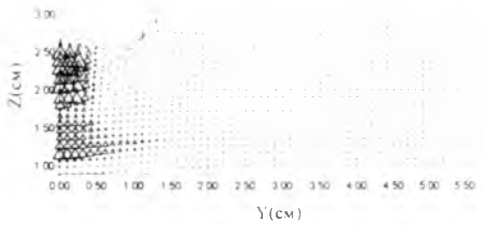
Текущая конфигурация оболочки и распределение заданной пористости в ее стенке при воздействии импульса давления и в отсутствие пористого защитного слоя приведены на рис. 2,а. На рис. 2, б представлены результаты воздействия импульса давления на оболочку с пористым слоем. Слой располагается на расстоянии от 1,6 до 2,3 см и распределение пористости в нем происходит по линейному закону. Минимальное значение пористости имеет место со стороны действия импульса давления (α = 1.15), максимальное значение пористости достигается с противоположной стороны (α = 1.35).



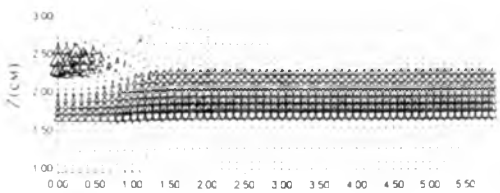
а

б

Рис. 1. Схема приложения нагрузки на поверхности оболочки: вид сбоку (а) и вид сверху (б)



а



б

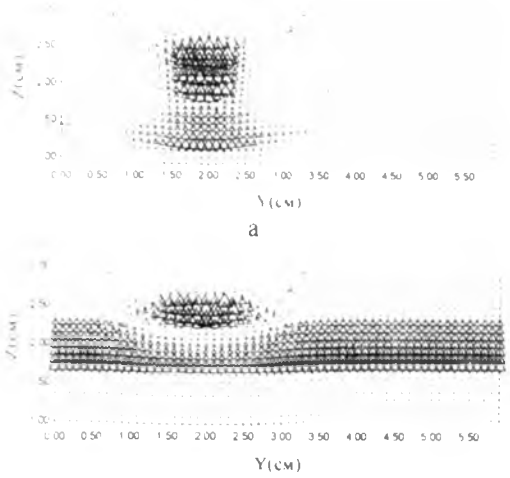
Рис. 2. Распределение пористости в стенке оболочки без защитного слоя (а) и с защитным слоем (б)

Пористость в ячейках обозначается треугольниками, размеры которых соответствуют интервалу изменения пористости от 1,0006 до 1,43. Видно, что введение пористого слоя позволяет избежать в нижнем слое оболочки разрушения, наблюдаемого при отсутствии такого слоя.

В случае, приведенном на рис. 3, на оболочку действует пара импульсов давления, приложенных на расстоянии, равном диаметру площадки приложения импульса. Рассматривались два варианта оболочки: без пористого слоя (рис. 4, а) и с пористым слоем (рис. 4, б).

Рис. 3. Схема приложения нагрузки

Расстояние между областями приложения импульсов достаточно велико и поэтому заметного взаимовлияния импульсов не наблюдается. Введение пористого защитного слоя также позволяет и в этом случае избежать разрушения нижнего слоя оболочки.

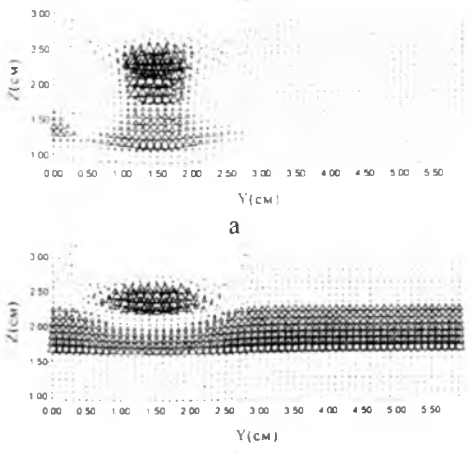


а

б

Рис. 4 Распределение пористости в стенке оболочки без защитного слоя (а) и с защитным слоем (б)

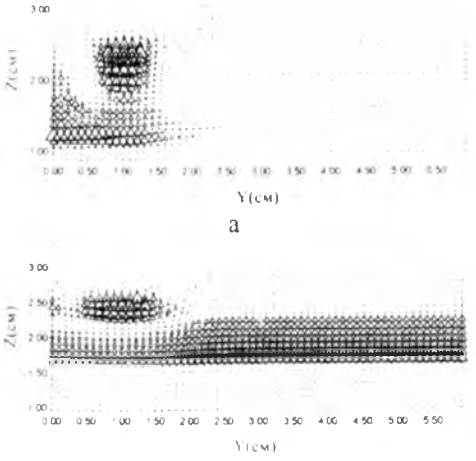
На рис. 5 представлен вариант нагружения, когда на оболочку действуют импульсы давления, расположенные на расстоянии половины диаметра площадки приложения друг от друга. При данном расположении импульсов давления наблюдается взаимодействие волн разрежения и формирование дополнительной зоны поврежденности, лежащей на линии симметрии между площадками приложения импульсов. Использование пористых слоев позволяет и в этом случае эффективно предотвратить откольные эффекты в нижнем слое оболочки. В четвёртом случае, приведенном на рис. 6, на оболочку действуют два импульса, находящиеся друг от друга на расстоянии одной пятой диаметра площадки приложения импульса давления.



а

б

Рис. 5. Распределение пористости в стенке оболочки без защитного слоя (а) и с защитным слоем (б)



а

б

Рис. 6. Распределение пористости в стенке оболочки без защитного слоя (а) и с защитным слоем (б)

Здесь наблюдается интенсивный рост области поврежденности материала внутренней части оболочки при отсутствии пористого слоя. Но и в данном случае введение защитного слоя позволяет избежать разрушения нижней части оболочки.

Проведенное исследование показало возможность прогнозирования характера разрушения и положения участков поврежденности материала стенки оболочки при приложении более чем одного импульса нагружения в случае отсутствия пористого слоя. Также показана эффективность использования пористых защитных слоев для предотвращения разрушения внутренних слоев оболочек при действии на их внешнюю поверхность нескольких импульсов давления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герасимов А.В., Михайлов В.Н. Защита элементов конструкций от разрушения локальной импульсной нагрузкой // Механика композиционных материалов и конструкций. 2003. Т.9, №2. С. 231-249.

2. Герасимов А.В., Михайлов В.Н. Пашков С.В. Моделирование деформирования и разрушения толстостенных оболочек при действии интенсивных динамических нагрузок. Трехмерный подход// Вещества, материалы и конструкции при интенсивных динамических воздействиях: Труды Межд. конф. V Харитоновские тематические научные чтения, г. Саров, 17-21 марта 2003 г. С. 78-82.

3. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений//Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212-263.

4. Физика взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975. 704 с.

5. Johnson J. N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52, №4. P. 2812-2825.

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ ПОДХОД К ПРОБЛЕМЕ РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОБИТИЯ ТОНКИХ ПРЕГРАД

Герасимов А.В., Пашков С.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 5295699, факс (3822) 529547

E-mail: ger@mail.tomsknet.ru

В данной работе в пространственной постановке численно моделируются задачи пробития тонких преград ударниками при случайном характере распределения начальных отклонений прочностных свойств от номинального значения, т.е. при введении вероятностного механизма распределения начальных дефектов структуры материала. Полученные результаты сравниваются с результатами, полученными для задач с аналогичными параметрами, но с постоянными по объему преграды и ударника физико-механическими характеристиками материала.

Для описания процессов деформирования и дробления твердых тел используется модель идеального упругопластического тела. Основные соотношения, описывающие движение прочной сжимаемой идеально упругопластической среды, базируются на законах сохранения массы, импульса и энергии [1–3], и замыкаются соотношениями Прандтля–Рейсса при условии текучести Мизеса. Уравнение состояния бралось в форме Тета [1]. Для расчета упругопластических течений используется методика, реализованная на тетраэдрических ячейках и базирующаяся на совместном использовании метода Уилкинса [2, 3] для расчета внутренних точек тела и метода Джонсона [4, 5] для расчета контактных взаимодействий. Разбиение трехмерной области на тетраэдры происходит последовательно с помощью подпрограмм автоматического построения сетки. Естественная фрагментация толстостенной упругопластической оболочки и преграды рассчитывается с помощью введения вероятностного механизма распределения начальных дефектов структуры материала для описания отрывных и сдвиговых трещин. Наличие поврежденностей в материале моделируется варьированием предела текучести, который подчинялся нормальному закону распределения со средним арифметическим, равным табличному значению, и варьируемой дисперсией. Распределение предела текучести по ячейкам оболочки осуществляется с помощью модифицированного генератора случайных чисел, выдающего случайную величину, подчиняющуюся выбранному закону распределения.

В качестве критерия разрушения при интенсивных сдвиговых деформациях в данном случае используется достижение эквивалентной пластической деформацией или удельной величиной работы пластических деформаций своего предельного значения [1,6].

В работе приводятся результаты расчетов пробития тонких преград замкнутыми деформируемыми оболочками без заполнителя.

а

б

Рис. 1. Пробитие преграды оболочкой по нормали к поверхности (t= 80 мкс): а – вариант расчета без учета вероятностного характера распределения физико-механических характеристик материала; б– вариант расчета с учетом вероятностного характера распределения физико-механических характеристик материала

Для численных экспериментов

использовались замкнутые медные оболочки со следующими характеристиками: начальная плотность материала оболочки равнялась 8,9 г/см^3; модуль сдвига - 46 ГПа; предел текучести - 0,2 ГПа. Общая длина тела вращения равнялась - 12,1 см, длина цилиндрической части - 5,3 см, оживальная часть образована сегментом эллипса. Внешний радиус цилиндрической части равнялся 3 см, внутренний радиус - 2 см. Толщина днища равнялась 1 см. В одном случае удар происходит по нормали к внешней поверхности преграды, т. е. в начальный момент времени задача является осесимметричной. Во втором случае продольная ось оболочки отклонена на угол 30^0 к нормали, т. е. задача исходно трехмерная. Скорость соударения– 1200 м с. Толщина медной преграды - 1 см, радиус – 13, 2 см.

а

б

Рис. 2. Пробитие преграды оболочкой под углом к поверхности (t = 80 мкс): а – вариант расчета без учета вероятностного характера распределения физико-механических характеристик материала; б - вариант расчета с учетом вероятностного характера распределения физико-механических характеристик материала.

Для варианта расчета без учета вероятностного характера распределения физико-механических характеристик материала (рис. 1,а) разрушение носит симметричный относительно оси вращения характер. Это обусловлено равноправием всех ячеек, лежащих на одной окружности, проведенной через них, и одновременным их разрушением.

В силу вероятностного характера разрушения преграды в моменты времени t >0 задача перестает быть осесимметричной и становится пространственной для варианта расчета с учетом вероятностного характера распределения физико-механических характеристик материала (рис. 1,б). В этом случае можно отметить, что появляются осколки, имеющие различную форму и размеры относительно первоначальной оси симметрии взаимодействующих преграды и ударника.

Для второго варианта соударения (оболочка отклонена на 30^0 от нормали к преграде) (рис. 2,а,б) превалирующую роль играет начальная асимметрия процесса взаимодействия ударника и преграды, и выделить однозначно разрушения, обусловленные вероятностным характером распределения физико-механических характеристик материала, затруднительно. Но несомненно, что здесь имеется влияние неоднородности физико-механических характеристик по объему ударника и преграды на процесс разрушения.

Предложенная в работе методика решения задач фрагментации позволяет в наиболее полной, с физической точки зрения, трехмерной постановке наиболее адекватно воспроизводить процессы дробления твердых тел при действии ударных нагрузок.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации № МК-1022.2003.08.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика взрыва / Под ред. К.П. Станюковича. М.: Наука, 1975.

2. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212 - 263.

3. Wilkins M.L. Computer simulation of dynamic phenomena. Berlin; Heidelberg; New-York: Springer, 1999. 246 p.

4. Johnson G.R., Colby D.D., Vavrick D.J. Tree-dimensional computer code for dynamic response of solids to intense impulsive loads // Int. J. Numer. Methods Engng. 1979. Vol. 14, № 12. P. 1865-1871.

5. Johnson G.R. Dynamic analysis of explosive-metal interaction in three dimensions // Trans. ASME. J. of Appl. Mech. 1981.Vol. 48, № 1. P. 30-34.

6. Крейнхаген К Н., Вагнер М.Х., Пьечоцки Дж. Дж., Бьорк Р.Л. Нахождение баллистического предела при соударении с многослойными мишенями // Ракетная техника и космонавтика.1970. Т.8, №12. С. 42-47.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА МЕТАНИЯ ЭЛЕМЕНТА ПРОДУКТАМИ ДЕТОНАЦИИ

Герасимов А.В., Спиваков А.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529569, факс (3822) 529547
E-mail: ger@mail.tomsknet.ru

Поведение материалов при высоких скоростях соударения представляет большой интерес для различных областей науки и техники. Для достижения таких скоростей используются различные физические принципы и созданные на их основе метательные установки. В данной работе исследуются физико-механические процессы, протекающие в метательной установке при взрывном нагружении системы. Наиболее полное решение данной задачи возможно с привлечением численных методов для решения уравнений механики сплошных сред, описывающих движение элементов конструкции. Это дает возможность получить подробную пространственно-временную картину распределения и эволюции с течением времени, полей напряжений, деформаций, скоростей, перемещений, температур, а также исследовать процесс возникновения и роста повреждённостей до момента разрушения.

Дальнейшее совершенствование подобных метательных установок, связанное с использованием новых конструктивных решений, схем применения, новых физических принципов и перспективных материалов, может быть успешно осуществлено только при сочетании экспериментальных и численных методик.

Поэтому математическое моделирование динамических процессов взаимодействия в сильно неоднородных системах типа «металл–газ» является необходимой составной частью успешного решения задач проектирования перспективных конструкций.

При взрывном нагружении современными взрывчатыми веществами (ВВ) возможность использования модели сжимаемого идеального упругопластического тела для расчета напряженно-деформированного состояния элементов машиностроительных конструкций подтверждается многими экспериментами [1].

Уравнения, описывающие пространственное адиабатное движение прочной сжимаемой среды, являются дифференциальными следствиями фундаментальных законов сохранения массы, импульса и энергии. Для пространственного осесимметричного случая система уравнений имеет вид [1,2] и включает также уравнения Прандтля-Рейсса, условие текучести Мизеса и уравнение состояния. Продукты детонации моделируются невязким нетеплопроводным газом. Система уравнений, описывающая движение газа, получается также из общих законов сохранения массы, количества движения, энергии. Система включает уравнение неразрывности, уравнения движения, уравнение энергии и замыкается уравнением состояния, конкретизирующим рассчитываемый газ [1–3]

При моделировании процесса детонации заряда ВВ для лагранжевого способа описания движения среды применяется подход, предложенный в работе [4]. При сжатии ВВ в счетной ячейке до критического значения уравнение состояния, описывающее поведение твердого тела, заменяется уравнением состояния продуктов детонации (ПД). Уравнение Ландау – Станюковича, удовлетворительно описывающее поведение ПД в случае высоких давлений, дает ошибочную скорость разлета газа в вакуум [1]. Поэтому это уравнение, приемлемое для зарядов с толстой замкнутой оболочкой, заменяется двучленным уравнением состояния, хорошо описывающим процесс разлета ПД в вакуум [1] и использующимся для решения задачи о движении газа вне ствола метательной установки. Численно моделировался процесс функционирования метательной установки со следующими геометрическими характеристиками: внутренний радиус ствола – 3,5 см, внешний – 5,5, толщина днища – 2 см, общая длина установки – 37 см, длина метаемого элемента – 3 см, длина заряда ВВ – 24 см.

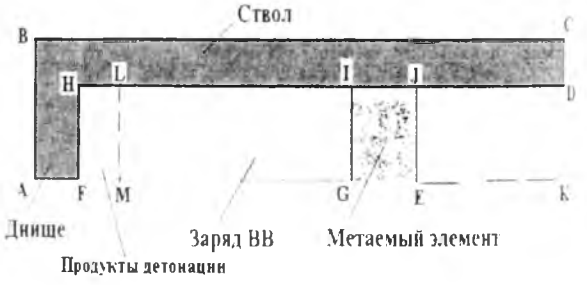


Рис. 1. Расчетная схема

Физико-механические характеристики ствола и метаемого элемента, изготовленных из стали, следующие: начальная плотность ρ_0 =7,82 г/см^3, модуль сдвига μ =0,927 Мбар, предел текучести σ = 0,015 Мбар.

Задача решается в двумерной осесимметричной постановке при следующих начальных и граничных условиях (в силу симметрии рассматривается половина установки).

Начальные условия: состояние системы считается невозмущенным, кроме области FHLM, где ВВ полагается продетонировавшим.

На ABCDJE ставятся граничные условия для свободных поверхностей. На участке действия продуктов детонации FH и части ствола, взаимодействующей с продуктами детонации HL, задаётся условие скольжения "твердое тело – газ"; на участке LIJ ставится условие скольжения "твердое тело – твердое тело"; на оси симметрии AK (скольжение без трения вдоль жесткой стенки); на IG ставится условие скольжения "твердое тело – твердое тело", пока не дошла детонационная волна (ДВ) LM и условие скольжения "твердое тело – газ" после падения на нее детонационной волны LM. На ДВ ставятся условия равенства давления, продольной скорости и плотности значениям этих параметров в точке Чепмена – Жуге. Задача решалась с использованием метода Уилкинса [1,5].

С целью тестирования программы было проведено сравнение значений давлений и скоростей при распаде разрыва при скользящей детонации и нормальном падении ДВ на дно оболочки.

Сравнение результатов численных и аналитических расчётов

Тип ДВ	Ux, м/с	Up, м/с	Px, ГПа	Pp, ГПа
Скользящая	585	545	21.6	24.1
Нормальная	940	950	45	45.2

Большая погрешность для скользящей детонационной волны обусловлена тем, что численные значения массовой скорости Up и давления Pp определяются в дискретных ячейках, по которым скользит фронт ДВ.

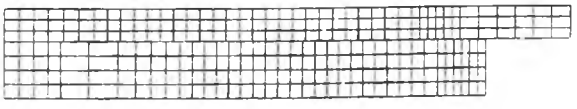
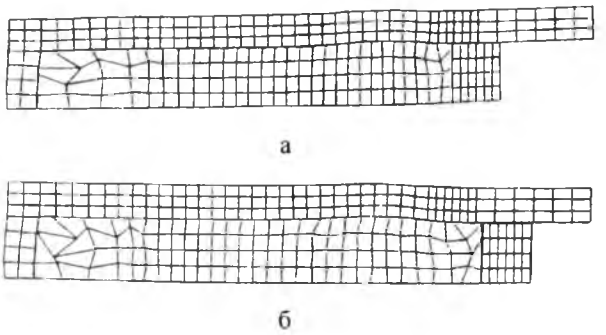


Рис. 2. Тестовый расчет

На рис. 2 приведён расчёт движения газа и метаемого элемента вдоль жёсткого днища и ствола для момента времени t =140 мкс. Расчёт проводился с целью проверки работоспособности методики разделения сеток и скольжения их относительно друг друга. Видно, что сетка в газе и метаемом элементе остается прямолинейной в течение всего процесса движения. Полученные в ходе тестирования результаты дают уверенность в том, что предложенный подход адекватно описывает процесс взрывного метания элемента под действием продуктов детонации. На рис. 3 приведены текущие конфигурации расчётной сетки метательной системы для моментов времени 140 и 200 мкс. Заряд ВВ характеризовался следующими параметрами: скорость детонации D=3 км/с, начальная плотность ρ_0 =0,5 г /см^3.



а

б

Рис. 3. Текущие конфигурации системы
а – t = 140 мкс ; б – t = 200 мкс

В первом случае скорость метаемого элемента достигла 280 м/с, во втором – 360 м/с. Наблюдается деформирование материала в нижней части днища и на участке ствола, примыкающего к начальному положению метаемого элемента. Если σ = 0,025 Мбар, то скорость элемента к моменту времени $t = 200$ мкс достигала 420 м/с, полагая ствол жестким получили скорость равной 460 м/с.

Для заряда ВВ с характеристиками: D =4 км/с, ρ_0 =0,6 г /см^3 скорость метаемого элемента равнялась 750 м/с (рис. 4). Штриховкой на рисунке показаны области, где давление превышало 10 кбар.

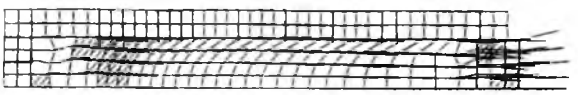


Рис. 4. Поле скоростей и давлений в метательной установке (t = 200 мкс , σ = 0,009 Мбар).

Таким образом, предложенный в работе подход позволяет моделировать основные характерные особенности взрывного метания деформируемых элементов, учитывать упругопластические деформации ствола и днища, детонацию ВВ, течение и взаимодействие продуктов взрыва с установкой и метаемым элементом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975. 704 с.
2. Уилкинс М. Л. Расчёт упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212-263.
3. Рождественский Б. Л., Яненко Н.Н. Системы квазилинейных уравнений. М.: Наука, 1978. 688 с.
4. Гольдин В. Я., Калиткин Н.Н., Левитан Ю. Л., Рождественский Б. Л. Расчёт двумерных течений с детонацией // ЖВМ и МФ. 1972. Т. 12, №6. С. 1606-1611.
5. Wilkins M. L. Use of artificial viscosity in multidimensional fluid dynamic calculations // J. of Comput. Phys. 1980. Vol. 36, № 3. P. 281-303.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОУДАРЕНИЯ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО УДАРНИКА С ПРЕГРАДОЙ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Герасимов А.В., Черепанов Р.О.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529569, факс (3822) 529547
E-mail: ger@mail.tomsknet.ru

Большой практический интерес представляет исследование процессов теплопереноса и разогрева при интенсивных пластических деформациях и разрушении твердых тел. Известно, что выделяющаяся в ходе пластических деформаций тепловая энергия приводит к локальному разогреву, что может оказать определенное влияние на свойства среды в этой области. Важно учитывать и влияние последующего за деформациями охлаждения этих областей на протекающие в них процессы. Моделирование подобных явлений не является тривиальной задачей, так как для этого необходимо решать совместно задачи упругопластического деформирования материала и теплопроводности на движущихся и деформирующихся разностных сетках. Причем в зонах интенсивных деформаций наблюдаются значительные изменения расчетной лагранжевой сетки, приводящие к различного рода трудностям вычислительного характера.

В данной работе рассматривается задача соударения (рис. 1) цилиндрической, предварительно нагретой частицы металла с деформируемой преградой с учетом влияния температуры на его свойства. Моделирование процесса проводилось численно, с использованием модификации схемы Уилкинса [1,2], позволяющей использовать локальное условие устойчивости (проводить расчеты с различными шагами по времени в разных областях сетки) для расчета упругопластического течения, и двух численных схем решения уравнения теплопроводности: явной конечно-разностной схемы для расчета теплового поля в процессе деформирования и неявной вариационно-разностной схемы [3] для расчета полей температур на длительных промежутках времени и в случае неудобства использования явной схемы.

Необходимость использования локального условия устойчивости продиктована тем, что в ходе соударения частиц вблизи поверхности контакта возникает узкая зона больших сдвиговых деформаций. При этом ячейки сетки сильно деформируются вдоль границы раздела и шаг по времени для всей системы определяется шагом для наименьшей из них. Так как он очень мал, то для проведения одного расчета требуется большое количество времени. В работе удалось путем незначительных изменений алгоритма расчета (отметим, без изменения схемы) получить возможность проводить расчет с разными шагами по времени, что привело к значительному сокращению вычислительных операций.

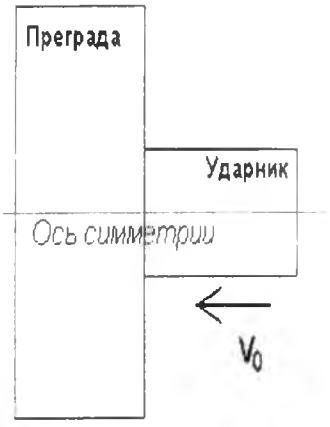


Рис.1. Схема компьютерного эксперимента

Математическая постановка:

Система уравнений движения упругопластической среды приведена в [1–2,4–6]. Однако для учета процессов теплопереноса в систему добавлено уравнение теплопроводности

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho C}(Q + \lambda \Delta T),$$

Q – мощность внутренних источников тепла, ρ, C, λ – плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности соответственно.

Начальные условия: состояние системы считается невозмущенным, т.е.

$\rho = \rho_0, \sigma_{ij} = 0,$

$v_i = 0, \ v_z = V_0 \ i, j = r, z$ –для ударника,

$T = T_1$ – преграда,

$T = T_0$ – ударник.

Граничные условия:

На свободных поверхностях преграды и ударника

$\sigma_n = \tau_n = 0;$

$q_n = 0.$

На контактной границе

$v_n^+ = v_n^-;$

$\sigma_n^+ = \sigma_n^-, \tau_n^+ = \tau_n^- = 0;$

$T^+ = T^-;$

$q_n^+ = q_n^-.$

На оси симметрии

$v_t = 0$;

$\tau_{rz} = 0$;

$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$

(знак "+" обозначает величины справа от контактной границы, знак "–" – слева; v_z, v_r – осевая и радиальная компоненты вектора скорости; σ_{ij} – компоненты тензора напряжений; σ_n, τ_n – нормальная и касательная компоненты вектора напряжения; v_n – нормальная к поверхности контакта компонента вектора скорости, символом n обозначены проекции величин на нормаль к поверхности; q_n – поток тепла через поверхность).

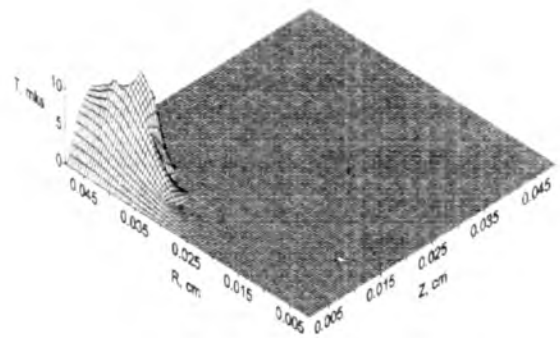


Рис. 2. Время пребывания точек материала при температуре выше 670 К

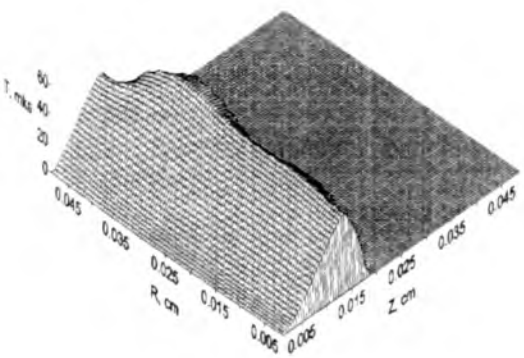


Рис. 3. Время пребывания точек материала при температуре выше 645 К

После того как основная доля кинетической энергии ударника переходила во внутреннюю (>99%), расчет упругопластического течения прекращался и проводился только расчет

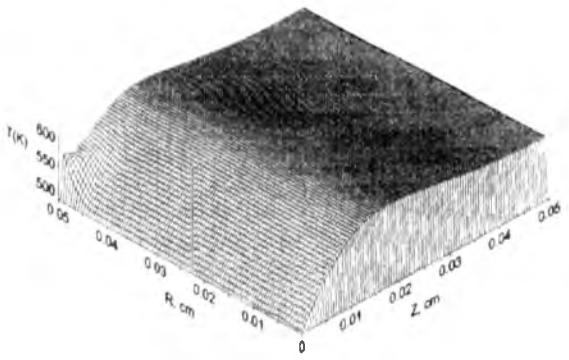


Рис. 4. Поле температур частицы в момент времени 500,0 мкс

теплового поля.

В расчетах явно учитывалась зависимость всех свойств материала от температуры путем аппроксимации по экспериментальным данным.

В качестве иллюстрации на рис. 2-4 приведены результаты решения задачи о соударении цилиндрической частицы радиусом 0,5 мм и длиной 0,5 мм с плоской преградой радиусом 1,5 мм и толщиной 1,0 мм. Начальная скорость соударения 250 м/с, температура частицы – 600 К, преграды – 300 К, материал – сталь.

Интересной особенностью приведенных результатов является наличие значительного разогрева области вблизи угловой точки зоны контакта, что может оказать влияние на процессы деформирования в случае, если начальная температура частицы близка к температуре плавления или если в материале частицы происходят процессы рекристаллизации или химических реакций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212-263.

2. Wilkins M.L. Computer simulation of dynamic phenomena. Berlin; Heidelberg; New-York: Springer, 1999. 246 p.

3. Черепанов О.И. Численное решение некоторых квазистатических задач мезомеханики. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2003. 180 с.

4. Физика взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975. 704 с.

5. Johnson J. N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52, №4. P. 2812-2825.

6. Люкшин Б.А., Герасимов А.В., Люкшин П.А., Кректулева Р.А. Моделирование физико-механических процессов в неоднородных конструкциях. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001. 272 с.

МЕТОДИКА ВЫЧИСЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ КАСАТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ МЕТАЛЛОВ

Демидов В.Н., Немытов В.И.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г.Томск, пр.Ленина, 36,
тел. (3822) 529259, факс (3822) 529347
E-mail: niipmm@mail.tomsknet.ru

Для описания процессов, происходящих в твердых телах при воздействии динамических нагрузок, широкое распространение получили модели, учитывающие дислокационную кинетику деформирования, так, как перемещение микроскопических дефектов (дислокаций) является одной из важнейших причин изменения напряжения. Величина τ – время релаксации напряжения, учитывающая динамику дислокаций, является ключевой величиной дислокационных моделей.

В связи со сложной картиной движения микроскопических дефектов невозможно экспериментально определить значение времени релаксации. Для определения времени релаксации используют косвенные проявления релаксационных явлений. В данной работе рассматривается макроскопический эффект, состоящий в отличии диаграмм деформирования, соответствующих различным скоростям нагружения и различным температурам. Расчетная диаграмма деформирования получается в результате численного интегрирования одномерных уравнений вязкоупругой среды.

Используемая методика базируется на результатах работ [1–4]. В[1, 2] описан общий подход к рассматриваемой проблеме и приведена интерполяционная формула для времени релаксации, полученная на основе анализа кинетики пластического деформирования металлов [5]. В [3] приведено уравнение состояния ряда металлов при нешаровом тензоре деформаций. В [4] описана математическая модель вязкоупругой среды, которую мы используем при обработке экспериментальных диаграмм.

В основе методики лежит задача об одноосном нагружении тонкого стержня. В предположении об однородном распределении деформаций по длине стержня, ориентированного вдоль оси Ox_1, данная задача сводится к решению системы уравнений:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{2}{3\tau(k_1,S)T}\left(k_1\frac{\partial E(k_1,S)}{\partial k_1} - k_2\frac{\partial E(k_1,S)}{\partial k_2}\right)\ln\frac{k_1}{k_2},$$

$$\frac{dk_1}{dt} = \varepsilon_1 k_1 - \frac{2k_1}{3\tau(k_1,S)\ln\dfrac{k_1}{k_2}}, \qquad (1)$$

$$\left.\frac{\partial E(k_1,S)}{\partial k_2}\right|_{k_2=k_1} = 0,\ T = \frac{\partial E(k_1,S)}{\partial S},\ \sigma_1 = \frac{\rho_0}{k_2^2}\frac{\partial E(k_1,S)}{\partial k_1}.$$

Первое уравнение системы (1) отражает изменение энтропии в процессе релаксации касательных напряжений. Второе уравнение описывает изменение эффективного коэффициента осевого растяжения (сжатия) k_1. Третье уравнение выражает условие отсутствия поперечных напряжений с учетом симметрии задачи $k_2 = k_3$. Последние два уравнения системы – это алгебраические соотношения для вычисления температуры T и диаграммы деформирования $\sigma_1 = \sigma_1(\varepsilon_1)$.

Система уравнений решается при дополнительных условиях

$$S|_{t=0} = 0,\ k_1|_{t=0} = 1,\ \varepsilon_1 = \varepsilon_1(t),$$

последнее из которых означает, что численно моделируется «жесткая» испытательная машина, когда обеспечивается постоянная скорость деформирования, а нагрузка является регистрируемой величиной. Решением системы уравнений (1) является диаграмма деформирования $\sigma = \sigma(\varepsilon,\tau)$ поведение которой зависит от функции τ, как от параметра. Предположим, что из физических экспериментов известна $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}(\varepsilon)$ диаграмма деформирования. Используя эти диаграммы, можно построить следующий функционал:

$$\Phi(\tau) = \frac{1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\left[\frac{\sigma(\varepsilon,\tau) - \bar{\sigma}(\varepsilon)}{\bar{\sigma}(\varepsilon)}\right]^2 d\varepsilon. \qquad (2)$$

При совпадении диаграмм функционал обращается в нуль.

Таким образом, задача заключается в определении такой функции τ, при которой функционал Φ достигает минимума. С математической точки зрения время релаксации τ играет здесь роль управляющей функции. Представляя эту функцию определенной интерполяционной зависимостью

$$\tau = \tau(k_1, S, a_1, a_2, \ldots, a_n), \qquad (3)$$

содержащей n свободных параметров a_i, и заменяя, входящий в (2) интеграл, какой–либо квадратурной формулой, можно свести задачу минимизации функционала к конечномерной задаче минимизации функции n переменных

$$F(a_1, a_2, \ldots, a_n) = \sum_{i=1}^{N} w_i\left[\frac{\sigma(\varepsilon_i, a_1, a_2, \ldots, a_n) - \bar{\sigma}(\varepsilon_i)}{\bar{\sigma}(\varepsilon_i)}\right]^2,$$

где w_i – значения весовых коэффициентов.

При поиске минимума функции F использовался метод Нелдера–Мида [6], при численном интегрировании дифференциальных уравнений (1), следуя рекомендациям работы [1],– метод Рунге–Кутта четвертого порядка точности.

В расчетах в качестве интерполяционной функции (3) использовалась зависимость, обоснованная в [1,2]:

$$\tau = \frac{a_1}{a_2 + a_3\varepsilon^p}\exp\left(\frac{a_4 + \varepsilon^p\left(a_5 + a_6\varepsilon^p\right)}{\sigma_S}\right), \qquad (4)$$

где ε^r, σ_S – интенсивности пластических деформаций и касательных напряжений соответственно, $a_2,...,a_6$ – параметры дислокационной кинетики.

Для расчета параметров, входящих в уравнение (4), использовались экспериментальные диаграммы деформирования алюминиевого сплава АМг-6 при различных температурах (298—523 K) и скоростях деформации (до 2000 c^{-1}) из работы [7]. Результаты расчетов (сплошные и пунктирные линии) вместе с соответствующими опытными данными (геометрические значки – квадрат, круг, треугольник) приведены на рис. 1, 2. Отрицательная величина $\dot{\varepsilon}$ соответствует опытам на сжатие, положительная– на растяжение.

На рис. 1 приведены кривые деформирования, соответствутошие опытам на растяжение и сжатие стержней при комнатной температуре T =298 K и различных скоростях нагружения. На рис. 2 сплошными линиями показаны результаты, соответствующие нескольким различным температурам и близким по значению скоростям деформаций. Результаты свидетельствуют о том, что, используя зависимость (4), можно сколь угодно точно аппроксимировать каждую индивидуальную диаграмму $\sigma = \tilde{\sigma}(\varepsilon)$ при заданных T и $\dot{\varepsilon}$.

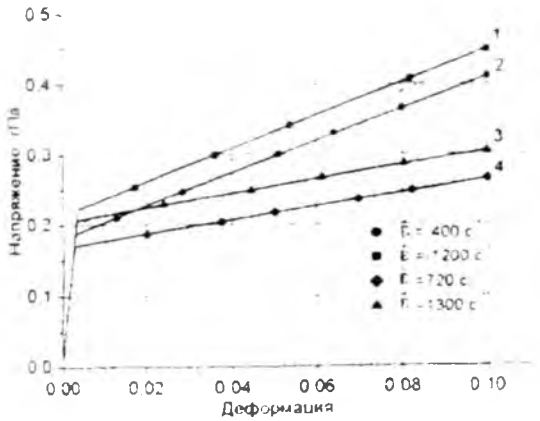


Рис. 1

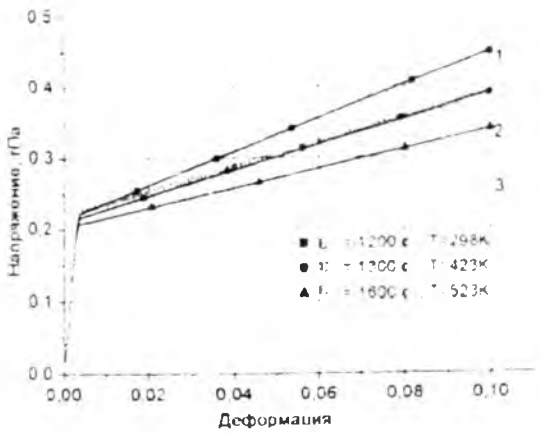


Рис. 2

Необходимо отметить, что для каждой экспериментальной кривой получается свой набор параметров, отличный от такового для других кривых. Если зафиксировать значения a_i^* соответствующие какой–либо одной кривой, например, кривой 2 на рис. 1, и использовать их для численного моделирования серии опытов, охватывающих широкий диапазон условий нагружения, то получается качественно правильная картина. Например, увеличение $\dot{\varepsilon}$ дает кривые, лежащие выше экспериментальной кривой 2. Но надеяться на количественное совпадение расчетных и экспериментальных результатов можно лишь в достаточно малой «окрестности» кривой 2, т.е. если $\dot{\varepsilon}$ не слишком сильно отличается от 400 c^{-1}. Сказанное проиллюстрировано на рис. 1, где пунктирной кривой показана расчетная кривая при $\dot{\varepsilon}$ = 1200 c^{-1}, полученная при значениях a_i^*, соответствующих скорости $\dot{\varepsilon}$ = 400 c^{-1}. Эта кривая существенно отклоняется от соответствующих экспериментальных точек.

Можно одновременно использовать несколько экспериментальных диаграмм; тогда функционал (2) будет включать нескольких слагаемых, каждое из которых соответствует отдельной диаграмме. Определив точку минимума функционала по трем экспериментальным кривым и построив затем теоретические кривые пунктирные линии на рис. 2, можно видеть, что последние группируются вблизи кривой 2, одинаково плохо аппроксимируя экспериментальные точки 1 (T =298 K) и точки 3 (T =523 K).

Из сказанного ясно, что входящие в интерполяционную формулу (4) «константы» следует считать функциями T и $\dot{\varepsilon}$, причем зависимость от температуры более существенна чем от скорости деформаций.

В заключение отметим, что в отличие от [1, 2] представленная в работе методика дополнена алгоритмом минимизации функционала среднеквадратичного отклонения и полностью автоматизирована. Методика достаточно универсальна и позволяет на практике оценить работоспособность и гибкость интерполяционной формулы произвольного вида.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мержисвскин Л.А., Палецкий В.А. //Расчет диаграмм динамического деформирования металлов и сплавов// Физическая мезомеханика. 2001. №4.С. 85- 95.

2. Мержиевский Л.А.. Шамонин С.А. //Построение зависимости времени релаксации касательных напряжений от параметров состояния среды// ПМТФ. 1980. №5.С. 170- 179.

3. Годунов С.К., Козин И.С., Роменский Е.И. //Уравнение состояния упругой энергии металлов при нешаровом тензоре деформации// ПМТФ, 1974. №2.С. 123-128.

4. Годунов С.К., Роменский Е.И. Элементы механики сплошной среды и законы сохранения. Новосибирск: Научная книга, 1998. С. 267.

5. Гилман Дж. Дж. //Динамика дислокаций и поведение материалов при ударном воздействии// Механика. 1970. №2 С. 96- 124.

6. Химмельблау Д.В. //Прикладное нелинейное программирование. М.: Мир. 1975. С. 540.

7. . Глушак Б.Л., Игнатова О.Н. //Динамическое деформирование алюминиевого сплава АМг-6 при нормальной и повышенных температурах// ПМТФ. 2000. Т. 41 №6 С. 139- 143.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ СТЕКЛОКЕРАМИКИ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Зелепугин С.А., *Толкачев В.Ф., Семенцова М.А., Панькова Т.А.
Отдел структурной макрокинетики ТНЦ СО РАН
634021, г. Томск, пр. Академический, 10/3,
E-mail: szel@tbism.tomsk.ru
*Томский государственный университет
634050, г Томск, пр. Ленина, 36

В настоящее время при конструировании защитных элементов широко используются высокопрочные керамические материалы на основе Al_2O_3, B_4C, AlN и др. Однако одни из них обладают большим удельным весом, другие требуют дорогостоящей технологии для изготовления. Материалы на основе стеклообразующих окислов в связи со сложившимися стереотипами в производстве бронеэлементов до настоящего времени серьезно не рассматривались. В Achidatex Ltd и GlassCerax Ltd (Израиль) на основе проведенных исследований в системах $MgO-MnO-Al_2O_3-SiO_2-TiO_2$, $LiO_2-Al_2O_3-SiO_2-TiO_2$ разработана стеклокерамика, по своим характеристикам удовлетворяющая возможности использования ее при проектировании защитных панелей. Стеклокерамика устойчива к воздействию факторов внешней среды, не требует особых условий хранения и транспортировки, поддается высокоточной механической обработке с использованием алмазного инструмента. Определенные в ходе измерений свойства стеклокерамик представлены в табл. 1. На основе полученной стеклокерамики разработана комбинированная панель для индивидуальных средств защиты, а также для защиты техники – вертолетов, самолетов (дверь в кабину пилота), автотехники, отличающаяся малым удельным весом при сохранении высокой эффективности защиты [1]. Характеристики комбинированной панели: приведенный вес керамики 22 кг/м^2, подложки 6.4 кг/м^2, брони 29 кг/м^2, число слоев арамидной ткани – 14. Травма после испытания по стандарту NIJ 01.01.03, уровень III составила 16 мм.

С целью оценки прочностных характеристик сподуменовой стеклокерамики на баллистическом стенде НИИ ПММ при ТГУ были проведены тестовые испытания, результаты которых представлены в табл. 2. В качестве основной преграды была взята массивная алюминиевая плита, оружие – карабин СКС, штатная пуля 7.62 мм, скорость пули 760 м/с, расстояние 0.5 м.

Физико-механические характеристики стеклокерамик

Таблица 1

Характеристики, единицы измерения	Стеклокерамика	
	Кордиеритовая	Сподуменовая
Плотность, кг/м^3	2600-2700	2500-2600
Пористость и водопоглощение, %	0	0
Прочность при изгибе до упрочнения, МПа	150-160	130-150
Прочность при изгибе после упрочнения, МПа	400-600	400-450
Прочность при сжатии, МПа	1500-1600	1300-1400
Удельная ударная вязкость до упрочнения, кДж/м^2	3.0-3.5	4.5-5.0
Удельная ударная вязкость после упрочнения, кДж/м^2	12.0-15.0	35-40
Модуль упругости, ГПа	150	100
Микротвердость по Виккерсу Hw, ГПа	До 11	8.0-8.5

Результаты тестовых испытаний

Таблица 2

№	Керамический образец	Геометрическая форма поверхности	Толщина, мм	Масса, г	Плотность, г/см^3	Результат испытания
1	Отсутствует	-	-	-	-	Кратер в плите глубиной 36 мм
2	Стеклокерамика	Квадрат со стороной 49.8 мм	9.4	60.2	2.58	Кратер в плите глубиной 6 мм
3	То же	То же	То же	То же	То же	Кратер глубиной 8.5 мм
4	Al_2O_3	Правильный шестигранник радиусом 29.25 мм, апофемой 25.25 мм	7.2	58.4	1.47	След на плите, максимальная глубина около 1 мм
5	Сборка керамика (B_4C) – титан (ВТ4)	Квадрат со сторонами: B_4C – 43.5 мм, ВТ4 – 50 мм	B_4C – 5.8, ВТ4 – 3	Суммарная – 60.5	B_4C – 2.44, ВТ4 – 4.5	Вмятина на плите диаметром примерно 20 мм, максимальная глубина 1 мм

Рис. 1. Фрагменты разрушенного образца и сердечник пули после испытания

С целью оценить динамику деформирования и разрушения стеклокерамического образца были проведены численные расчеты с использованием модели поведения керамики широкодиапазонного типа [2]. В расчетах моделировалось взаимодействие ударника диаметром 6 мм, длиной 27.8 мм, с преградой (диском) диаметром 80 мм, суммарной толщиной 69 мм, состоящей из слоя стеклокерамики толщиной 9 мм и слоя алюминия толщиной 60 мм, при ударе по нормали. Масса ударника составила 5.4 г, суммарная масса преграды – 932.7 г.

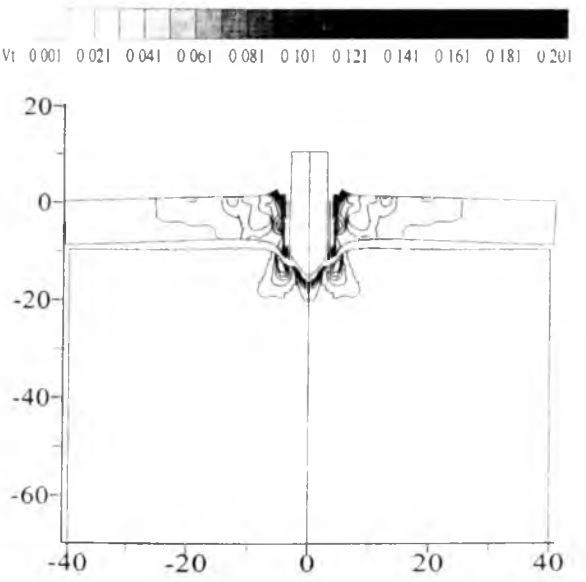


Рис. 2. Конфигурации и изолинии удельного объема микроповреждений во взаимодействующих телах в момент времени 120 мкс

На рис. 2 для момента времени 120 мкс представлены распределения изолиний удельного объема микроповреждений во взаимодействующих телах. Выше приведена легенда, показывающая соответствие градаций серого цвета уровням поврежденности (в $см^3/г$). Результаты расчетов показывают, что в ударнике не возникает областей поврежденности в течение всего исследованного периода процесса. В стеклокерамике в момент времени 5 мкс разрушения формируются непосредственно в области воздействия ударника при внедрении. В 10 мкс наблюдаются очаги поврежденности, возникшие в глубине слоя стеклокерамики за счет волнового фактора. Кроме того, также за счет волнового фактора формируются области поврежденности на тыле слоя стеклокерамики вблизи оси симметрии. К моменту времени 15 мкс область непосредственного воздействия ударника распространяется практически до тыла стеклокерамики, вызывая разрушение материала стеклокерамического слоя вплоть до полного непосредственно перед ударником. От лицевой поверхности под углом примерно 45^0 распространяются микротрещины вглубь слоя стеклокерамики. В периферийной области слоя с тыльной стороны также формируются зоны поврежденности. Кроме того, в основной преграде начинают возникать области повреждений. В 25 мкс имеет место сквозное пробитие ударником слоя стеклокерамики. Весь слой стеклокерамики подвержен разрушению с максимумами в области пробития. Также продолжают развиваться процессы разрушения в основной преграде. К 120 мкс уровень поврежденности слоя стеклокерамики возрос с образованием локальных экстремумов и тенденцией к полному макроразрушению слоя в последующем, что качественно соответствует экспериментальным данным. В основном слое преграды сформировались области повреждений с экстремумами на оси симметрии и соответственно боковой поверхности головной части ударника.

Результаты исследований показывают, что стеклокерамика обладает относительно низкими прочностными характеристиками, а ее использование в элементах защиты может быть обусловлено простотой производства, низкой стоимостью, малым весом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 03-01-00122).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зелепугин С.А., Панькова Т.А., Семенцова М.А.и др. Защитная панель на основе кордиеритовой и сподуменовой стеклокерамики // V Харитоновские тематические научные чтения «Вещества, материалы и конструкции при интенсивных динамических воздействиях»: Труды межд. конференции. Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 519-522.

2. Горельский В.А., Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф. Экспериментальное и численное исследование разрушения керамики при высокоскоростном ударе // Химическая физика. 1999. Т. 18, № 11. С. 104-107.

ПРИМЕНЕНИЕ ВАРИАЦИОННО-РАЗНОСТНОГО МЕТОДА ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ УСТОЙЧИВОСТИ ТОНКОСТЕННЫХ КОНСТРУКЦИЙ

Колдунов В.А., Черепанов О.И.[1]

Тверской государственный университет.
170000, г. Тверь, ул. Желябова, 33
[1]Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
г. Томск, Вершинина, 74,
тел. (3822)414835, факс (3822)414769

Целью данной работы является разработка алгоритма расчета упругопластических деформаций и оценки критических нагрузок потери устойчивости для элементов конструкций сложной формы, в частности тороидальных оболочек на основе вариационно-разностного метода.

Расчет напряжений и деформаций в докритической области проводится вариационно-разностным методом, в основе которого лежит уравнение Лагранжа [1]:

$$\begin{aligned}&\iiint_V(\sigma_{ij}^E+\Delta^*\sigma_{ij})\cdot\delta\Delta^*e_{ij}\cdot dV^{(n)}-\\&-\iiint_V(\bar P_i+\Delta P_i)\cdot\delta(\Delta u_i)\cdot dV^{(n)}-\\&-\iint_{S_\sigma}(\bar T_i+\Delta T_i)\cdot\delta(\Delta u_i)\cdot dS^{(n)}=0,\end{aligned}\qquad(1)$$

где $\bar P_i+\Delta\bar P_i$ и $\bar T_i+\Delta\bar T_i$ – заданные объемные и поверхностные силы соответственно. Ограничения вида $u_i=\bar u_i$ перемещений на части поверхности S_u учитываются в формуле (1) равенством $\delta(\Delta\bar u_i)=0$ на S_u.

Для определения критической нагрузки используется энергетический критерий устойчивости и соответствующее и вариационное уравнение [1]:

$$\begin{aligned}&\iiint_V(\sigma_{ij}^{(n)}+\sigma_{ij^*})\cdot\delta(e_{ij}^{(n)}+e_{ij^*})\cdot dV^{(n)}-\\&-\iiint_V(\bar P_i^{(n)}+\bar P_{i^*})\cdot\delta(u_*^i)\cdot dV^{(n)}-\\&-\iint_{S_\sigma}(\bar R_i^{(n)}+\bar R_{i^*})\cdot\delta(u_*^i)\cdot dS^{(n)}=0,\end{aligned}\qquad(2)$$

где варьируются только величины, которые зависят от величин u_*^i, соответствующих появлению смежной формы равновесия.

Для разработки алгоритма расчета тел цилиндрической, сферической или тороидальной формы использована специальная система криволинейных координат Oγψθ, в которой компоненты тензора деформаций имеют вид

$$\varepsilon_{\gamma\gamma}=\frac{\partial u_\gamma}{\partial\gamma}\quad(\gamma=x^1,\ \psi=x^2,\ \theta=x^3),$$

$$\varepsilon_{\psi\psi}=\frac{1}{R_1+\gamma}\frac{\partial u_\psi}{\partial\psi}+\frac{u_\gamma}{R_1+\gamma}X_2,$$

$$\varepsilon_{\theta\theta}=\frac{1}{[R_0+(R_2+\gamma)\sin\psi]}\frac{\partial u_\theta}{\partial\theta}+$$

$$+\frac{u_\psi\cos\psi}{[R_0+(R_2+\gamma)\sin\psi]}+\frac{u_\gamma\sin\psi}{[R_0+(R_2+\gamma)\sin\psi]}$$

$$\varepsilon_{\gamma\psi}=\frac{1}{2}\left\{\frac{\partial u_\psi}{\partial\gamma}+\frac{1}{(R_1+\gamma)}\frac{\partial u_\gamma}{\partial\psi}-\frac{u_\psi}{(R_1+\gamma)}\right\},$$

$$\varepsilon_{\psi\theta}=\frac{1}{2}\left\{\frac{1}{(R_1+\gamma)}\frac{\partial u_\theta}{\partial\psi}+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{[R_0+(R_2+\gamma)\sin\psi]}\frac{\partial u_\psi}{\partial\theta}-\frac{u_\theta\cos\psi}{[R_0+(R_2+\gamma)\sin\psi]}\right\},$$

$$\varepsilon_{\theta\gamma}=\frac{1}{2}\left\{\frac{1}{[R_0+(R_2+\gamma)\sin\psi]}\frac{\partial u_\gamma}{\partial\theta}+\frac{\partial u_\theta}{\partial\gamma}-\right.$$

$$\left.-\frac{u_\theta\sin\psi}{[R_0+(R_2+\gamma)\sin\psi]}\right\},\qquad(3)$$

Здесь R_0 – радиус оси тора; R_1, R_2 – радиусы кривизны, которые характеризуют локальную кривизну элемента поверхности тора эллиптического сечения. Соотношения для деформаций в цилиндрической и сферической системах координат получаются как частные из приведенных формул. Для сферы угол θ будет соответствовать долготе, угол ψ – широте, γ – радиальной координате.

Квазистатический процесс деформации материала рассматривается как последовательность шагов нагружения и состояний равновесия, устойчивость которых проверяется на каждом шаге нагружения. При появлении смежной формы равновесия прежде всего уточняется значение критической нагрузки, а затем определяется соответствующая форма потери устойчивости.

На каждом шаге нагружения используются линеаризованные определяющие соотношения вида

$$\Delta^*\sigma_{ij}=C^*_{ijkl}\cdot\Delta^*e_{kl}-\beta^*_{ij}\cdot\Delta T,\qquad(4)$$

причем разгрузка считается упругой (здесь ΔT – изменение температуры).

Тензоры касательных модулей C^*_{ijkl}, β^*_{ij} на каждом шаге нагружения рассчитываются на основе модели пластичности, предложенной в [2] с уче-

том поправок на изменение температуры. Уравнения модели подробно описаны в [3, 4] и имеют вид

$$f(\sigma_{ij},\beta,T)=s_{ij}\cdot s_{ij}-2p(\beta)\cdot(I_1^0-\sigma_{kk})\cdot F(T)=0,$$

$$p(\beta)=p_0+[(2/3)I_1^0/a]\beta-\beta^2,$$

$$\beta=a\cdot\varepsilon_{kk}^{pl},\ \gamma=\frac{\varepsilon_{kk}^{pl}}{\varepsilon^D}, \qquad (5)$$

где ε_{kk}^{pl} – объемная пластическая деформация, p_0, I_1^0, a – параметры модели, определяющие упрочнение и накопление повреждений.

Расчет напряженно-деформированного состояния и критических нагрузок осуществляется вариационно-разностным методом с использованием межэлементных аппроксимирующих соотношений [5,6]. Для проверки разработанного алгоритма проведены трехмерные тестовые расчеты некоторых известных задач для стальных изотропных оболочек: расчет напряженно-деформированного состояния трубок Бурдона, для которых имеются аналитические решения [7], расчет критических нагрузок и форм потери устойчивости цилиндрических оболочек при осевом сжатии, некоторых других задач. Хотя доступная память современных компьютеров все еще ограничивает возможности решения трехмерных квазистатических задач, тем не менее некоторые из них уже могут быть решены на сетках, обеспечивающих приемлемую точность.

Сравнение решениий (сетка 80×40×10)

Параметры	w, см	
P=1 МПа	Аналитическое	Численное
γ_0 =356° R = 10 см a = 3 см b = 2 см h = 0,5 см α = 0,636 β = 0,062	0,0027	0,0026
γ_0 =178°	0,00159	0,0017

В качестве примера сравнения в таблице приведены результаты расчета перемещений свободного конца трубки Бурдона (трубчатой пружины) при различных значениях параметров в сравнении с аналитическим решением [7], которое имеет вид

$$w=p\frac{1-\nu^2}{E}\frac{R^2}{bh}\left(1-\frac{b^2}{a^2}\right)\frac{\alpha}{\beta+\kappa^2}\times$$

$$\times\ \overline{(1-\cos\gamma_0)^2+(\gamma_0-\sin\gamma_0)^2},\quad \kappa=\frac{Rh}{a^2}$$

где p – давление, R – радиус пружины, a, b – полуоси эллиптического сечения трубки, h – толщина трубки, γ_0 – угол раствора пружины, E, ν – модуль Юнга и коэффициент Пуассона соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 Васидзу К.. Вариационные методы в теории упругости и пластичности. М.: Мир, 1987. 542 с.

2. Драгон А., Мруз З. Континуальная модель пластически-хрупкого поведения скальных пород и бетона. // Механика деформируемых твердых тел. М.: Мир, 1983, с. 163-188.

3. Черепанов О.И. Численное моделирование деформации материалов с учетом неустойчивой ветви $\sigma-\varepsilon$ диаграммы.// Физическая мезомеханика. 1999, Т.2, № 1-2, С. 5-16.

4. Черепанов О.И., Прибытков Г.А. Численное исследование упругопластических деформаций металлокерамики при закалке // Физическая мезомеханика. 2000, Т.3, № 4, С. 33-49.

5. Колдунов В.А., Черепанов О.И. Численный алгоритм расчета устойчивости оболочечных конструкций // «Устойчивость, пластичность, ползучесть при сложном нагружении»: Сб. научных трудов. Вып. 2, Тверь: Изд-во Твер. гос. техн. ун-та, 2000. С. 108-114.

6. Колдунов В.А., Черепанов О.И. Моделирование и расчет упругопластических деформаций при неоднородности мезоструктуры материала и нестационарности температурных воздействий// Сложные системы: моделирование и оптимизация. Тверь: Изд-во Твер. гос. техн. ун-та, 2001. С. 129-141.

7. Андреева Л.Е.. Упругие элементы приборов. 2-е Изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1981. 392 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАСШТАБНОГО ЭФФЕКТА ПРИ СКВОЗНОМ ПРОБИТИИ ПЛАСТИНЫ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Коняев А.А., Струков Ю.С.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529560, факс (3822) 410347
E-mail: svetl@niipmm.tsu.ru

Под масштабным эффектом (МЭ) понимается нарушение подобия интегральных параметров сквозного пробития пластины конечной толщины при сохранении геометрического подобия системы ударник – преграда. Причиной МЭ может служить нарушение подобия процессов деформирования и разрушения или физико-механических характеристик системы ударник-преграда при варьировании абсолютных размеров Проверяемый на масштабный эффект диапазон условий соударения можно существенно расширить, если известна достаточно полная и работоспособная система критериев подобия. Наличие МЭ тогда будет означать, что безразмерные искомые функции не одинаковы в модельном и натурном испытаниях при попарно одинаковых значениях других критериев или подобии функциональной зависимости, связывающей эти критерии.

Получаемые в экспериментах функциональные связи между критериями подобия оказываются зависящими от того – деформируется или разрушается ударник или остается практически недеформируемым [1]. В конечном итоге это связано с перераспределением начальной кинетической энергии ударника в процессе его проникания в преграду [2,3].

Целью данной работы было проверить экспериментальным путем наличие или отсутствие МЭ для параметров кратера в стальных и алюминиевых преградах и включить влияние МЭ в моделирующие зависимости глубины, диаметра кратера, диаметра пробиваемого в пластине отверстия. В работе исследуется влияние абсолютных размеров ударника и преграды на безразмерные параметры кратера в стальных ст. 3, ст. 10(НВ 1...1.3 ГПа), стальных (НВ 3 ГПа) и дюралюминиевых Д16, Д16М(НВ 0.4...0.8 ГПа) пластинах при ударе по нормали твердыми телами компактной формы массой от 1 г до 1 кг. Ускорение компактных цилиндрических и сферических ударников производилось на легкогазовых и пороховых баллистических установках калибром 23...100 мм. Ударники массой 1...3 г ускорялись до скоростей 1.8...3.8 км/с, а цилиндры массой 1 кг – до скоростей 1.9...2.3 км/с.

Использовались ударники компактной формы – сферические и цилиндрические диаметром 6...54 мм, массой 1 г...1 кг, стальные (ст. 3, ШХ-15 – отожженные до НВ 1...1.3 ГПа) и медные (М2). Скорость удара регистрировалась электро-контактными датчиками с точностью 1...2%. Измерения параметров кратера на разрезанных металлических образцах проводились оптическим методом, а на неразрезанных – механическим устройством с погрешностью прибора 0.1 мм

На рис. 1 приведены фотографии образцов из стали ст. 3 и ст. 10, НВ 1...1.3 ГПа, толщиной 60 и 2 мм. Скорость удара 1.929 и 3.401 км/с для ударников из стали ст. 3 (54.5x54.5 мм) массой 1 кг, и шаров из стали ШХ-15, отожженных до НВ 1 ГПа, диаметром 8.0 мм, массой 2 г. Диаметр отверстия в пластине соответственно равен 105 и 13.3 мм

Рис 1

На основе полученных экспериментальных данных (рис. 2) в диапазоне скоростей удара 1.8...2.2 км/с показано увеличение относительных размеров отверстия в пластине на 15...17% с ростом абсолютных размеров ударника. Это увеличение выходит за границы доверительных интервалов, соответствующих вероятности 0.90.

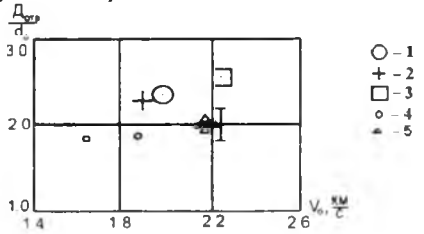


Рис. 2

Обозначения точек на рис. 2 соответствуют: 1 – Ст-Ст, V_0=1.923 км/с, b= 90 мм, d_0=54.5 мм, l_0=54.5 мм, 2 – Ст-Ст, V_0=1.929 км/с, b= 60 мм, d_0=54.5 мм, l_0=54.5 мм, 3 – Cu-Ст, V_0=2.280 км/с, b= 90 мм, d_0=54.5 мм, l_0=54.5 мм; 4,5 – точки для ударников 1 и 3 г.

Как и для мелких ударников размером менее 10 мм [4] величина МЭ аппроксимируется размерным множителем $d_0^{0.06}$. На рис. 3 точки изображенные на рис. 2 перестроены с учетом множителя $d_0^{0.06}$

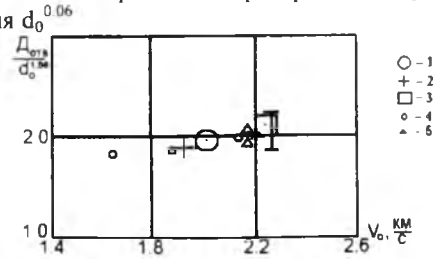


Рис. 3

Система параметров, определяющая L – параметр макроразрушения преграды включает: V_0 – скорость удара, l_c, d_c – длину и диаметр стержня (либо d_0 – диаметр сферического ударника), ρ_c, $\rho_п$ – начальную плотность ударника и преграды, $H_{дс}$, $H_{дп}$ – динамическую твердость материалов ударника и преграды, $C_{вп}$ – объемную скорость звука материала преграды, b – толщину пробиваемой пластины.

Согласно П-теореме теории подобия система из десяти определяющих параметров дает семь П-критериев подобия:

$$П_1=L/l_C;\ П_2=\rho_c/\rho_п;\ П_3=l_C/d_C;\ П_4=V_0/C_{ВП};$$
$$П_5=H_{дс}/H_{дп};\ П_6=(\rho_п C^2_{ВП})/H_{дп};\ П7=b/d_C. \quad (1)$$

Критериальное соотношение для твердого деформируемого ударника можно записать на основе системы (1) в виде произведения

$$П_1^{a1}=C_1 П_2^{a2} П_3^{a3} П_4^{a4} П_5^{a5} П_6^{a6} П_7^{a}, \quad (2)$$

где параметр L в системе (1) представляет собой глубину L_K или диаметр $Д_K$ кратера либо входной диаметр пробиваемого отверстия $Д_{отв}$ в пластине. В случае «полубесконечной» преграды параметр b и критерий $П_7$ в (1) и (2) отсутствует.

Эмпирический коэффициент C_1 связан с изменением конфигурации области разрушения и в конечном итоге с перераспределением начальной кинетической энергии ударника [1]. Численное значение коэффициента C_1 и его зависимость от условий нагружения определены для каждой из исследуемых величин L_K, $Д_K$ или $Д_{отв}$. Для глубины и диаметра кратера a1=1, a2=0.50, a3=-0.033, a4=0.66, a5=0.5, a6=0.25.

Показатели степени в (2) меняются, если рассматривается диаметр пробиваемого в пластине отверстия. В этом случае, например, для стальных и дюралюминиевых пластин толщиной 2…3 мм, a1=0.06, a7=0.66.

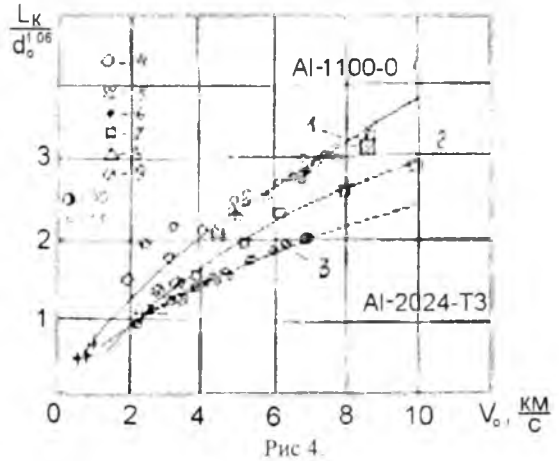


Рис 4.

На рис. 4 приведены экспериментальные данные глубины кратера в алюминиевых сплавах А1100-0 (НВ 0.27 ГПа), Д16М (НВ 0.42 ГПа), Al2024-T3 (НВ 1.45 ГПа), стали ст.3 (НВ 1.2ГПа), стали ст.10 (НВ 1.1ГПа). 1,2,3 – расчет по формуле (2), 4 – Al-A1100-0, d_0=1.6…12.7 мм. [4], 5 – Al-Al [5], 6 – Al-Al [4], 7 – ст.-ст., d_0=9.16 мм., полученные результаты 9, 10 – Al-Al2024-T3, d_0=1.6…12.7 мм.[4], 11 – Al-Д16М, 23.2x23.2 мм (масса ударника 27.1 г).

Видно, что точки для ударников размерами 1.6…23.2 мм описываются едиными для данного материала преграды зависимостями, если L_K нормализовать размерной величиной $d_0^{1.06}$. Формула (2) на основе параметра $H_{дп}$ удовлетворительно описывает глубину и диаметр кратера при варьировании твердости материала преграды.

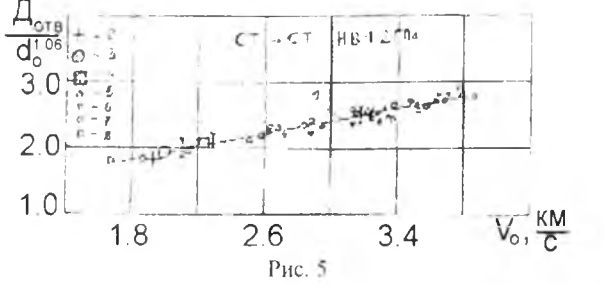


Рис. 5

На рис.5. приведено сравнение относительных диаметров отверстий в стальных пластинах толщиной 60…90 мм и 10…20 мм при ударе компактными ударниками массой 1 кг и 3.16 г 1 – расчет диаметра отверстия по (2) в стальной плите толщиной 15 мм; 2 -- толщина плиты 60 мм, ударник массой 1 кг; 3 – плита 90 мм, стальной ударник массой 1 кг; 4 – плита 90 мм, медный ударник массой 1 кг; 5 – 8 – ударник стальной 3.16 г, толщина пластины соответственно 15,13,10,20 мм.

По - видимому, наблюдаемый МЭ связан со снижением твердости материала при возрастании абсолютных размеров образца [6]. Полученное критериальное соотношение (2) для диаметра кратера и отверстия в пластине, с учетом поправки на МЭ в виде размерного множителя $d_0^{0.06}$, удовлетворительно описывает указанные параметры в стальных и дюралюминиевых пластинах различной исходной твердости при изменении массы ударника на три порядка в пределах 1…1000г.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 04-01-00856 и Министерства образования РФ № 4-198.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аманатов И.А., Коняев А.А., Платова Т.М., Ягницин А.М. Моделирующие соотношения для глубины проникания в твердые преграды деформируемых тел при высокоскоростном ударе// Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. С.124-125.

2. Subramanian R., Satapathy S., Littlefield D. Observations on the ratio of impact energy to crater volume (E/V) in semi-infinite targets// 19th International Symposium of Ballistics, 7–11 May 2001, Interlaken, Switzerland. p. 1273-1280.

3. Leeming D.W., Rigby M. An analysis of the penetration performance of long rod projectiles with various sleeving materials// 20th International Symposium on Ballistics Orlando, FL, 23–27 September 2002. p. 1206-1223.

4. Cour-Palais Burton G. Hypervelocity impact in metals, glass and composites// Int. J. Impact Engng. 1987. Vol. 5. p. 221-237.

5. Титов В.М., Фадеенко Ю.И. Сквозное пробивание при метеоритном ударе// Космические исследования. 1972. Т.10, вып. 4. С. 589-595.

6. Филин А.П. Прикладная механика деформируемого твердого тела. Т. 1. М.: Наука, 1975. 832 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СЕТЕПОЛОТЕН И ВАНТОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ТРАНСФОРМИРУЕМЫХ РЕФЛЕКТОРОВ

[1]Кучумов М.Ю., [1]Марицкий Н.Н., [2]Подшивалов С.Ф., [1]Пономарев С.В., [1]Сидоренко Ю.Н.

[1]НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529259, факс (3822) 529347; E-mail: svp@niipmm.tsu.ru
[2]НПО прикладной математики им. акад. М.Ф. Решетнева
662972, Красноярский край, г. Железногорск, ул. Ленина, 52,
тел./факс (39197) 24302; E-mail: psf@npopm.ru

Крупногабаритные рефлекторы космического базирования, использующиеся в качестве элементов современных систем связи, представляют собой сложные инженерные конструкции зонтичного или ободного типов. К числу основных проблем, возникающих при разработке таких конструкций, относятся обеспечение требуемого уровня радиофизических качеств отражательной поверхности рефлектора, а также обеспечение надежности системы развертывания и удержания в рабочем положении в течение всего срока эксплуатации.

Основными конструктивными элементами таких рефлекторов являются силовая схема, обеспечивающая создание заданного профиля отражающей поверхности и ориентацию рефлектора, сама отражающая поверхность, а также вантовая система, связывающая материал отражающей поверхности с силовой схемой. Силовая схема обычно представляет собой каркасную конструкцию, собранную из относительно жестких элементов, на которую натягивается отражающая поверхность. В качестве материала для изготовления таких поверхностей в настоящее время широко применяются металлические трикотажные сетеполотна. Вантовая система представляет собой систему стержней, шнуров и нитей и служит инструментом, позволяющим выполнять точную настройку профиля отражающей поверхности как при ее натяжении на силовой каркас, так и в процессе эксплуатации рефлектора.

Металлические сетеполотна представляют собой изделия, получаемые по технологиям, принятым в текстильной промышленности из металлических мононитей. Комплекс механических и радиофизических характеристик, присущих металлическим сетеполотнам, делает их весьма привлекательными при изготовлении отражающих поверхностей рефлекторов.

Металлическое сетеполотно может рассматриваться как совокупность взаимосвязанных ячеек, образованных металлическими нитями. Каждая ячейка образована несколькими нитями, переплетение которых имеет достаточно сложный объемный характер. Соотношение габаритных размеров сетеполотна и размеров, характеризующих его структуру, позволяет рассматривать изделия из сетеполотен с позиций механики тонкостенных конструкций, пренебрегая особенностями его структуры. Геометрия таких изделий полностью определяется заданием формы срединной поверхности, граничного контура и толщины [1].

Технология плетения предполагает использование предварительного натяжения металлических нитей при изготовлении полотна, что приводит к появлению в микропроволоках начальных напряжений, влияющих, в частности, на толщину сетеполотна. Отсутствие жесткого контакта между нитями, образующими ячейки, обусловливает возможность их взаимного смещения и поворота при деформировании полотна. Данное обстоятельство приводит к тому, что сетеполотно практически не сопротивляется изгибу, а также сжатию в плоскости срединной поверхности. Отсутствие жесткого контакта между элементами структуры определяет также возможность появления больших деформаций и значительного формоизменения изделий из сетеполотен под действием внешних нагрузок, что характерно для мягких оболочек [2]. Характерной особенностью мягких оболочек является отсутствие определенной формы в ненагруженном состоянии. Внутренние напряжения, существующие в элементах структуры (микропроволоках), сравнимы по величине с напряжениями, вызванными собственным весом сетеполотна. Их влияние проявляется в изменении взаимной ориентации смежных мононитей, образующих петли структуры, что на макроуровне может приводить к скручиванию сетеполотна в отсутствие внешних нагрузок.

Характер структуры сетеполотна и соотношение габаритных размеров приводят к тому, что понятие «толщины» для него становится малоинформативным [1]. В связи с этим напряженное состояние сетеполотна удобно описывать в терминах погонных усилий $\overline{T}$ [1, 2], действующих в плоскости, касательной к срединной поверхности.

Структура плетения сетеполотна, а также его слабое сопротивление сдвигу позволяют предполагать, что в полотне могут реализовываться три типа напряженного состояния [1]: двухосное, одноосное и "ненапряженное". В условиях "ненапряженного" состояния полотно находится под действием только внутренних (структурных) напряжений и напряжений, вызванных собственным весом полотна.

Физические соотношения для сетеполотен, следуя [1], в общем случае можно представить в виде

$$T_i = T_i\left(\Lambda_1,\ldots,\Lambda_n,\phi,B_1,\ldots,B_n\right),$$
$$\psi = \psi\left(\Lambda_1,\ldots,\Lambda_n,\phi,B_1,\ldots,B_n\right),$$

где ϕ, ψ задают ориентацию главных деформаций и усилий, Λ_i характеризуют деформацию сетеполотна, B_i — физические параметры. В предельном случае, когда изгибная жесткость полотна принимается равной нулю, физические соотношения для одноосного напряженного состояния не содержат в себе параметров деформации в поперечном направлении [1]:

$$T_i = f_i(\Lambda_i),\ T_j = 0,\ i, j = 1,2.$$

Для двухосного напряженного состояния физические соотношения в этом случае имеют вид

$$T_i = \Phi_i(\Lambda_1, \Lambda_2),\ i = 1,2.$$

При этом

$$f_i(\Lambda_i) \neq \Phi_i(\Lambda_i, \Lambda_j = const),\ i, j = 1,2.$$

В реальном сетеполотне возникает более сложная ситуация, когда степень проявления сдвиговой жесткости, обусловленной наличием малых структурных напряжений, зависит от многих факторов, связанных с условиями проведения испытаний. Данное обстоятельство среди прочих приводит к возникновению масштабного эффекта, наблюдаемого при проведении экспериментальных исследований. Наличие слабого начального напряженного состояния создает проблемы при определении вида и значений параметров материальных функций f_i и Φ_i. Соответствующие экспериментальные методики определения f_i и Φ_i должны предусматривать создание стабильного (повторяющегося от эксперимента к эксперименту) начального состояния полотна, характеризующегося заданными значениями параметров напряженно-деформированного состояния.

Экспериментальные исследования [3] свидетельствуют о наличии нелинейной зависимости между растягивающими усилиями, приложенными в плоскости срединной поверхности полотна, и его деформациями. Проведенные исследования позволяют считать, что процесс нагружения полотна сопровождается своеобразным структурным фазовым переходом, при котором первоначально «хаотически» ориентированные структурные элементы занимают при возрастании нагрузки упорядоченное («стабилизированное») положение. Завершение такого перехода сопровождается существенным возрастанием жесткостных свойств полотна. Одним из следствий допущения о возможности пренебрежения изгибной жесткостью полотна является отсутствие в физических соотношениях параметров, характеризующих поперечную (по отношению к направлению растяжения) деформацию, что подтверждается результатами испытаний крупногабаритных образцов сетеполотен.

Отмеченные особенности деформирования сетеполотна учитываются в нелинейных физических соотношениях вида

$$T_i = E_i \varepsilon_i g_i(\varepsilon_i, \varepsilon_{i0}) h(\varepsilon_i - \varepsilon_{i0}),$$
$$g_i = b_i(\varepsilon_i - \varepsilon_{i0})^{k_i},\qquad i = 1,2,$$

где g_i — функция нелинейности с параметрами b_i, k_i; h — функция Хевисайда; ε_{i0} — пороговое значение деформации, соответствующее стабилизации структуры сетеполотна в процессе нагружения. Параметры функции нелинейности определяются по результатам экспериментальных исследований процесса деформирования металлического сетеполотна в условиях одноосного растяжения. Как показали результаты исследований, предложенная модель может быть использована в качестве феноменологического закона деформирования сетеполотна со стабилизированной структурой на участке активного нагружения.

Исследование механического поведения образцов нитей и шнуров [4], используемых при формировании вантовой системы, показало, что для них характерно наличие вязкоупругих свойств. Для моделирования поведения элементов вантовой системы под нагрузкой используются уравнения теории наследственности Больцмана–Вольтера [5]. Деформационные характеристики вантовых элементов описываются упругими постоянными и параметрами ядер ползучести и релаксации, в качестве которых выбраны трехпараметрические дробно-экспоненциальные функции вида [6]

$$K(t) = A e^{-\beta t} t^{\alpha - 1},$$
$$T(t) = \frac{e^{-\beta_1}}{t} \sum_{1}^{\infty} \frac{(A\Gamma(\alpha))^n t^{\alpha n}}{\Gamma(\alpha n)},$$

где $\Gamma(\alpha)$ – гамма-функция Эйлера; A, β, α — параметры ядер. Результаты исследования применимости данной модели к описанию механического поведения терлоновых шнуров показали, что она корректна при уровне нагрузок менее 5 МПа. Для случая больших нагрузок необходимо использование более сложной модели нелинейного вязкоупругого тела.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колкунов Н.В. Основы расчета упругих оболочек. – М.: Высшая школа, 1987. 256 с.
2. Ридель В.В., Гулин Б.В. Динамика мягких оболочек. — М.: Наука, 1990. 206 с.
3. Подшивалов С.Ф., Пономарев С.В., Сидоренко Ю.Н., Халиманович В.И. Исследование деформационных свойств металлических сетеполотен // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Доклады конференции. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. С. 178-179.
4. Кучумов М.Ю., Пономарев С.В. Изучение вязкоупругой деформируемости шнуров вантовых систем крупногабаритных трансформируемых космических рефлекторов // Материалы конференции «Физика и химия высокоэнергетических систем», Томск, апрель 2003 г. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2003.
5. Москвитин В.В. Сопротивление вязкоупругих материалов. М.: Наука, 1972.
6. Колтунов М. А. Ползучесть и релаксация. М.: Высшая школа, 1976.

РЕОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕАГИРУЮЩЕЙ ПОРОШКОВОЙ СРЕДЫ ТИПА Ti-C

Лейцин В.Н., Кобраль И.В., Дмитриева М.А.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529259, факс (3822) 529347
E-mail: vik@ftf.tsu.ru

Предложена реологическая модель поведения экзотермически реагирующей порошковой среды, тугоплавкие компоненты которой не способны сформировать каркас, противостоящий значительным сдвиговым нагрузкам в процессе динамического уплотнения. В основу реологической модели положена многоуровневая модель механохимического поведения реагирующей порошковой среды, позволяющая на разных масштабных и структурных уровнях рассматривать связанные процессы установления теплового баланса в реагирующем порошковом слое, процессы ударной модификации порошкового тела, фазовых переходов, фильтрации расплава легкоплавкого компонента смеси и химических превращений [1, 2]. Учитывается наличие макроскопической структуры концентрационной неоднородности и возможность повышения реакционной способности реагирующих компонентов под действием ударного импульса – механической активации.

Механическая активация компонентов смеси в процессе динамического нагружения приводит к снижению порога инициирования химических превращений и к росту интенсивности химического взаимодействия компонентов. Основными факторами механической активации при динамическом нагружении реагирующих порошковых компактов можно считать пластическую деформацию кристаллической структуры материала и удаление оксидных и адсорбированных слоев с поверхности частиц порошковой смеси. Можно ожидать, что с ростом амплитуды импульса динамического нагружения степень механической активации тоже возрастет до некоторого предельного значения. При этом с увеличением амплитуды импульса нагружения ожидаемый выход продукта реакции должен монотонно возрастать. Но для порошковых систем Ti-C в некотором диапазоне амплитуды ударного импульса экспериментально наблюдается спад выхода продукта реакции с ростом интенсивности механического воздействия [3], что может быть объяснено падением достигаемой степени механической активации порошковой смеси при возрастании интенсивности динамического воздействия в этом диапазоне.

Подобное специфически нелинейное поведение реагирующей порошковой смеси может быть объяснено возможностью смены механизмов внутреннего трения в процессе динамического уплотнения. Если ударный запуск химических превращений приводит к расплаву легкоплавкого компонента порошковой смеси уже на первых этапах динамического уплотнения, то вследствие неспособности тугоплавкого каркаса противостоять значительным сдвиговым нагрузкам вязкопластическое уплотнение порошкового тела сменится уплотнением суспензии тугоплавких частиц в расплаве. Для исследования возможности такого поведения порошковых систем типа Ti-C модель реагирующей порошковой среды [1] была модифицирована. В модель порошковой среды введен дополнительный структурный элемент – частица легкоплавкого компонента [4].

Рассмотрена следующая модель развития физико-химических процессов. При действии ударного импульса первоначально деформируются и прогреваются, а значит, и механически активируются наружные слои порошковых частиц. Если в результате термической и механической активации поверхностных слоев частиц реагирующих компонентов происходит запуск химических превращений, то вследствие теплового эффекта реакции поверхностный слой легкоплавкого компонента может расплавиться и с этого момента порошковая среда будет представлять концентрированную суспензию твердых частиц в расплаве. Концентрация расплава оценивается с использованием решения модельной задачи теплового баланса для частицы легкоплавкого компонента. С ростом концентрации расплава эффективная вязкость среды может уменьшиться на несколько порядков [5]. В результате падения эффективной вязкости порошковой смеси (по сравнению с исходной) процессы вязкого течения начинают вносить определяющий вклад в ударное затекание пор [6]. При этом степень механической активации всего объема частиц реагирующих компонентов может не достигать уровня, необходимого для запуска химических превращений во всем объеме реагирующего компакта, вплоть до того, что прореагируют только тонкие поверхностные слои частиц реагирующих компонентов.

Для исследования возможности и роли смены механизмов внутреннего трения в процессе динамического уплотнения порошковой среды был проведен численный эксперимент для порошковой системы Ti-C с параметрами, согласованными с условиями лабораторного эксперимента [3], с характеристиками исходной структуры, представленными на рис. 1.

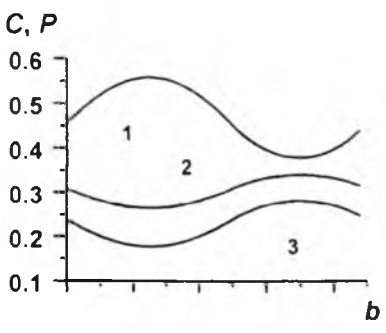


Рис.1. Распределение концентраций компонентов Ti (1), C (3) и пористости (2)

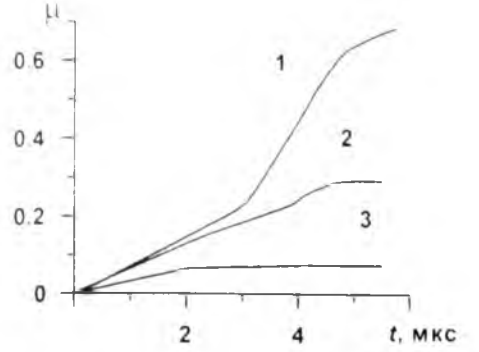


Рис. 2. Массовый выход продукта реакции для амплитуд ударного импульса 3.5 ГПа (1), 3.9 ГПа (2), 4.3 ГПа (3)

Как видно из результатов прогноза степени выхода продукта реакции, представленных на рис. 2, при давлении 3.87 – 5.65 ГПа ожидаются неполные химические превращения, т.к. в локальных микрообъемах порошковой среды не достигается достаточная механическая активация реагирующих частиц.

Результаты вычислений, представленные на рис. 2, хорошо согласуются с экспериментальными результатами [3].

Проведен численный эксперимент для системы Hf-B, с заданными параметрами исходной структуры (рис. 3).

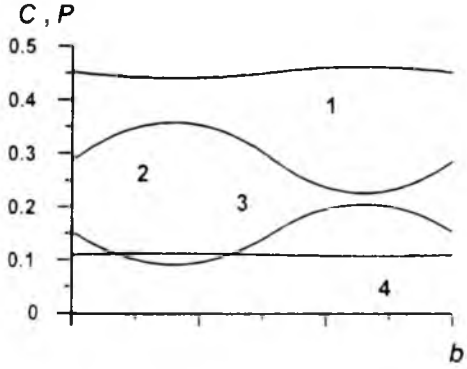


Рис.3. Распределение концентраций компонентов Hf (2), B (3), разбавителя (4) и пористости (1)

Рассматриваемая система характеризуется близкими температурами плавления компонентов и вследствие этого не способна к формированию тугоплавкого каркаса.

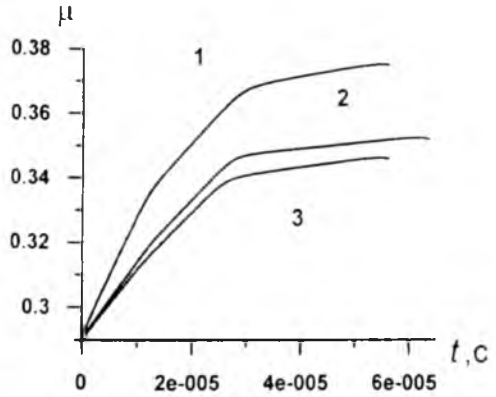


Рис. 4. Массовый выход продукта реакции для амплитуд ударного импульса 25 ГПа (1, 2), 32 ГПа (3)

Вычислительный эксперимент показал, что для системы Hf-B исследуемый в работе эффект смены механизмов внутреннего трения также наблюдается

На рис. 4 приведены результаты численного прогноза выхода продукта реакции без учета возможности смены состояния порошковой среды (линия 1) и с учетом – линии 2, 3.

Результаты исследования кинетики механохимических превращений порошковой смеси Hf-B позволяют заключить, что рассмотренная смена состояния порошковой среды приводит к уменьшению интенсивности химических превращений, так же как в порошковой системе Ti-C. Результаты, представленные линиями 1 и 2, получены при одном и том же давлении ударного импульса (25 ГПа), а линией 3 – при давлении 32 ГПа.

Можно сделать вывод, что смена режима уплотнения с вязкопластического течения деформируемых твердых порошковых частиц на вязкопластическое течение суспензии взаимодействующих частиц в расплаве является одним из определяющих факторов физико-химических превращений в динамически нагруженных порошковых системах рассматриваемого типа наряду с параметрами структуры и интенсивности механического воздействия.

Работа выполнена при поддержке Минобразования РФ (грантА03-2.10-898),
гранта Президента РФ № МК-599.2004.8,
Минобразования РФ и CRDF в рамках программы BRHE (проект № 016-02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лейцин В.Н. Модель реагирующей порошковой среды // Вестник Томского государственного университета: Общенаучный периодический журнал. Бюллетень оперативной научной информации. № 5. Август 2001. Томск: ТГУ, 2001, 40с.
2. Лейцин В.Н., Дмитриева М.А., Кобраль И.В. // Физическая мезомеханика. Т. 4, № 2. 2001. С. 43-49.
3. Гордополов А.Ю., Гордополов Ю.А., Федоров В.М., Шихвердиев Р.М. // Химическая физика процессов горения и взрыва: XII симпозиум по горению и взрыву. Ч. II. 11-15 сентября. Черноголовка, 2000. С. 190-191.
4. Лейцин В.Н., Кобраль И.В., Дмитриева М.А. Исследование процессов динамического уплотнения реагирующих порошковых смесей типа Ti-C // Вестник Том. гос. ун-та. Общенаучный периодический журнал. Бюллетень оперативной научной информации. № 13. 2003. С. 23-27.
5. Реологическое поведение концентрированных неньютоновских суспензий / Мошев В.В., Иванов В.А. М.: Наука, 1990. 88 с.
6. Нестеренко В.Ф. Импульсное нагружение гетерогенных материалов. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1992. 200 с.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПАРАМЕТРОВ И УСЛОВИЙ НАГРУЖЕНИЯ НА ХАРАКТЕР ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ РЕАГИРУЮЩЕЙ ПОРОШКОВОЙ СМЕСИ

Лейцин В. Н., Колмакова Т. В., Дмитриева М. А.
Томский государственный университет
634050, г.Томск, пр.Ленина, 36,
тел. (3822) 529845, E-mail: kolmakova@ftf.tsu.ru

Физико-химические процессы, происходящие в реагирующей порошковой смеси, сопровождаются излучением как теплового, так и люминесцентного характера, избыточного над тепловым. Сложный характер излучения поверхности реагирующих порошковых материалов делает актуальным построение физико-математической модели физико-химических процессов, определяющих это излучение и методики компьютерного моделирования процессов, учитывающей особенности формирования структуры тыльной поверхности и изменения механоактивации порошковой смеси [1–3]. Исследования влияния различных параметров на излучение поверхности образца реагирующей порошковой смеси позволят получить информацию о характере ее реагирования. Подобные исследования актуальны для интерпретации экспериментальных данных, полученных методами оптической пирометрии [4,5]. Параметры люминесцентного излучения: интенсивность, частота пульсации, продолжительность люминесценции и т. п.,– при интерпретации экспериментальных данных могут служить источниками информации не только о структуре поверхности образца реагирующего материала, но также и о структуре порошкового материала внутри образца, о характеристиках физико-химических процессов, сопровождающих химические превращения.

Исследовалось влияние амплитуды ударного воздействия на характер излучения тыльной поверхности. Моделировался процесс горения железоалюминиевой термитной порошковой смеси с исходным размером частиц 10 мкм, характеризуемой распределением концентраций компонентов по длине реакционной ячейки, представленным на рис. 1, *a* с начальной средней пористостью 30%. Распределение концентрации алюминия по поверхности задавалось с помощью распределения Вейбулла [6].

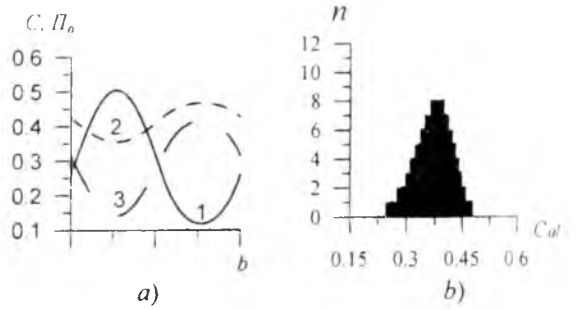
Яркостные температуры теплового монохроматического излучения поверхности образца реагирующей порошковой смеси T_{bt} рассчитываются с применением формулы, полученной по законам теплового излучения Кирхгофа и Вина [7,8]:

$$T_{bt}^{-1} - T^{-1} = \lambda c_2^{-1} \ln \varepsilon_\lambda^{-1},$$

где T – температура излучающей поверхности образца, λ – длина волны, ε_λ – эффективная монохроматическая излучательная способность поверхности, $c_2 = 1{,}4380 \cdot 10^{-2}$ (м·К) – вторая постоянная излучения.

Считается, что на тепловое излучение на длине волны 420 нм накладываются вспышки хемилюминесцентного излучения, за которые отвечают процессы горения частиц алюминия, а на излучение на длине волны 720 нм накладываются вспышки механолюминесценции, за которые отвечают процессы пластического деформирования и диспергирования частиц после выхода ударного импульса на тыльную поверхность. Для оценки интенсивности изменения хемилюминесценции используется скорость прироста энтальпии алюминия. Форма импульса механолюминесценции оценивается по форме импульса мощности работы пластического деформирования и разрушения частиц.

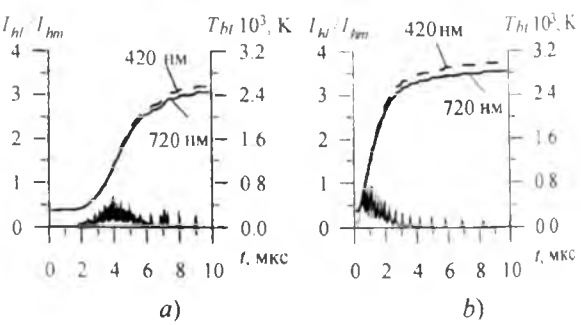
На рис. 1, *b* приведена гистограмма распределения концентрации алюминия по тыльной поверхности, отвечающая распределению Вейбулла с параметрами: a_1=0,37, σ^2 =25,43. Каждый столбик гистограммы отвечает количеству микрослоев реакционной ячейки с соответствующей концентрацией алюминия на поверхности модельного образца.



a) *b*)

Рис. 1. 1–Al, 2– Fe_2O_3+Fe_3O_4, 3– пористость Π_0

На рис. 2 представлены результаты прогноза изменения яркостных температур, определяемых тепловым монохроматическим излучением поверхности образца железоалюминиевой термитной порошковой смеси на длинах волн 420 и 720 нм, а также относительной интенсивности вспышек хемилюминесцентного излучения I_{hl}/I_{hm} на длине волны 420 нм, отвечающие давлениям ударного сжатия P = 5 ГПа (рис. 2, *a*), 15 ГПа (рис. 2, *b*) за время излучения по выхода ударного импульса. В качестве I_{hm} использовалась интенсивность максимальной вспышки хемилюминесценции тыльной поверхности образца порошковой смеси, характеризуемой исходным размером частиц 10 мкм и средней пористостью 30%.



a) *b*)

Рис. 2.

Представленные на рис. 2 вспышки хемилюминесцентного излучения свидетельствуют об инициировании процесса горения тыльной поверхности после выхода ударного импульса.

Импульсный немонотонный режим хемилюминесценции тыльной поверхности определяется тем, что процесс горения порошковой смеси в различных подобластях тыльной поверхности инициируется в различные моменты времени и протекает с различной интенсивностью до окончания механохимических превращений. Для $P = 5$ ГПа максимальная вспышка излучения наблюдается после некоторого инкубационного периода. Наличие же максимальной вспышки хемилюминесцентного излучения для $P = 15$ ГПа наблюдается в первые моменты времени после выхода ударного импульса. Характер изменения интенсивности хемилюминесценции поверхности отражает зависимость стартовой интенсивности химических превращений от амплитуды ударного воздействия. Стартовая интенсивность может быть характеризована скоростью превращений заданной малой доли реагирующих компонентов. Рост стартовой интенсивности химических превращений определяется увеличением степени механической активации подобластей тыльной поверхности. По результатам пирометрических измерений стартовую интенсивность химических превращений можно оценить по интенсивности и времени появления первой вспышки хемилюминесцентного излучения.

Наблюдается уменьшение времени продолжительности и количества вспышек хемилюминесцентного излучения с ростом амплитуды ударного импульса, что также определяется ростом степени механической активации и, как следствие, повышением скорости реагирования порошковой смеси на поверхности.

Исследовалось влияние начальной пористости порошкового компакта термитной смеси с исходным размером частиц 10 мкм, нагруженной ударным импульсом амплитудой 25 ГПа на характер излучения тыльной поверхности образца.

На рис. 3 представлены результаты прогноза изменения яркостных температур, определяемых тепловым монохроматическим излучением поверхности образца термитной порошковой смеси, а также относительной интенсивности вспышек хемилюминесцентного излучения I_{hl}/I_{hm} на длине волны 420 нм, отвечающие исходным средним пористостям: 20 % (рис. 3, *a*), 30 % (рис. 3, *b*).

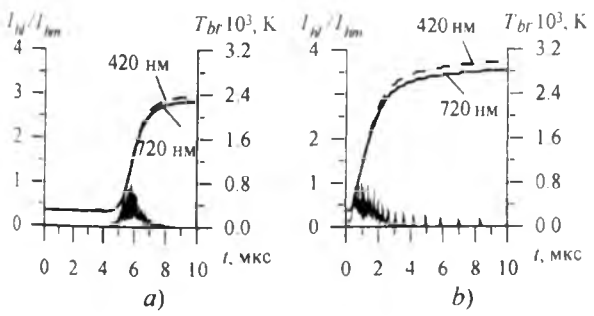


Рис. 3

Из представленных результатов видно, что с повышением начальной пористости порошкового компакта железоалюминиевой термитной смеси инкубационный период реагирования приповерхностного слоя сокращается, что свидетельствует об увеличении интенсивности реагирования подобластей тыльной поверхности и определяется повышением степени механоактивации порошковой смеси на поверхности.

В заключение можно сделать следующие выводы:

1. Вспышки хемилюминесцентного излучения могут служить индикаторами процесса запуска химических превращений в локальных зонах тыльной поверхности образца.

2. Условия нагружения, структурные параметры существенно влияют на величину и характер распределения вспышек люминесцентного излучения.

3. Форма, длительность и частота вспышек люминесцентного излучения определяются, наряду с условиями нагружения, степенью неоднородности порошковой смеси, величиной исходной пористости и размерами частиц порошковых компонентов.

4. При интерпретации экспериментальных данных форма, длительность и частота вспышек люминесцентного излучения могут служить источником информации о модификации структуры порошкового тела, кинетике механохимических процессов, структуре порошкового тела не только на поверхности, но и внутри порошкового компакта.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № МК-599.2004.8, Минобразования РФ и CRDF в рамках программы BRHE (проект № 016-02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лейцин В. Н., Колмакова Т. В., Дмитриева М. А. Оценка эволюции параметров состояния порошковых систем методами яркостной пирометрии // Вестник Томского государственного университета. Томск: ТГУ, 2003. №13. С. 16-22.

2. Лейцин В. Н., Колмакова Т. В., Дмитриева М. А. Оценка эволюции параметров состояния ударно нагруженных порошковых систем методами яркостной пирометрии // Физическая мезомеханика. 2004. Т. 7, №3. С. 95-100.

3. Лейцин В. Н., Колмакова Т. В., Дмитриева М. А. Исследование влияния условий нагружения на свечение поверхности образца динамически нагруженной реагирующей порошковой смеси // Физическая мезомеханика. 2004. Т. 7. Ч. 2. С. 78-81.

4. Долгобородов А. Ю. Исследование ударного сжатия и детонации конденсированных веществ пирометрическими методами // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны: Сборник тезисов международной конференции Саров, ВНИИЭФ, 2001. С. 236-237.

5. Гарколь Д. А., Гуляев П. Ю., Евстигнеев В. В., Мухачев А. В. Новая методика высокоскоростной яркостной пирометрии для исследования процессов СВС // ФГВ. 1994. № 1. С. 72-77.

6. Экспериментальная механика: В 2 кн.: Кн. 2. Пер. с англ./ Под ред. А. Кобаяси. М.: Мир, 1990. 552 с.

7. Линевег Ф. Измерение температур в технике. М.: Металлургия, 1980. 543 с.

8. Излучательные свойства твердых материалов. М.: Энергия, 1974. 150 с.

КОМПЬЮТЕРНОЕ КОНСТРУИРОВАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

Люкшин Б.А., Люкшин П.А., Матолыгина Н.Ю.
Институт физики прочности и материаловедения СО РАН
634021, г. Томск, пр. Академический, 2/1,
E-mail: borisljuk@ispms.tsc.ru

Для процедур компьютерного конструирования материалов отмечены сходства и отличия с методами оптимального проектирования. Показано, что решение задач конструирования материалов в общем случае либо является неединственным, что удобно с точки зрения практической реализуемости, либо может не существовать вообще.

Большое число работ посвящено проблемам оптимального и рационального проектирования конструкций и их элементов; в качестве примера можно привести [1–5]. Исследования, посвященные проектированию материалов с заданными свойствами, практически отсутствуют. В работе авторов [6] приведен пример компьютерного конструирования наполненной полимерной композиции, когда в качестве заданной характеристики принимается модуль упругости материала.

В работах [7–13] анализу подвергаются материалы различного строения и состава и параметры, характеризующие структуру материала, увязываются со свойствами материала на макроуровне.

Больший интерес представляет решение обратной задачи – определение внутреннего строения или структуры материала по его заданным макрохарактеристикам.

Для наполненной полимерной композиции управляющими параметрами являются объемное или массовое соотношение фаз, их взаимное расположение, дисперсность наполнителя, характеристики межфазного взаимодействия, свойства межфазных слоев и характеристики режимов формования – давление, температура, скорость охлаждения и т.д.

При решении задачи компьютерного конструирования материала возникает, по меньшей мере, два вопроса [6]: 1) что нужно создать, т.е. каким комплексом свойств должен обладать вновь получаемый материал; 2) как создать, т.е. каковы значения структурных и технологических параметров, придающих материалу этот комплекс свойств.

Получение ответа на первый вопрос далее детально не обсуждается.

Задачу компьютерного конструирования материалов можно сформулировать в виде задачи оптимального проектирования. Для этого следует принять в качестве функции цели величину отклонения точки, характеризующей свойства материала в пространстве состояний, от заданного положения и потребовать минимизации этой функции. Сходство задач оптимизации свойств и задач компьютерного конструирования материалов заключается еще и в том, что в обоих случаях в качестве управляющих величин выступают одни и те же переменные. Наконец, в качестве содержательной функции цели в задачах оптимизации и в задачах компьютерного конструирования могут выступать одни и те же характеристики материалов или их сочетания.

В то же время между задачами оптимального проектирования и компьютерного конструирования материалов имеются существенные отличия.

В задачах оптимального проектирования отыскивается экстремальное значение функции цели, и решением является точка, отвечающая локальному или глобальному экстремуму. Одной из сложных проблем оптимального проектирования является анализ характера экстремума. В случае, когда отыскивается не экстремальное, а заданное значение функции цели, решение либо не существует, либо становится неединственным. В последнем случае решение представляет собой в пространстве состояний не точку, отвечающую экстремуму, а линию уровня на соответствующей поверхности, отражающей зависимость функции цели от значений управляющих параметров. Более того, если требуется получить не заданное значение функции цели, а попасть в некоторый интервал значений, то на поверхности будет уже не линия уровня, а "кольцо", заключенное между линиями уровня, ограничивающими этот интервал (рис. 1). Этому "кольцу" отвечает на плоскости (гиперплоскости) управляющих параметров набор их сочетаний. В случае, когда поверхность отклика в пространстве состояний имеет сложный вид, это "кольцо" может иметь сложную форму, а область управляющих параметров может быть не односвязной. С практической точки зрения наличие целого набора сочетаний управляющих параметров, придающих материалу заданное значение макрохарактеристики, означает следующее.

Во-первых, возникает возможность выбора наиболее приемлемого варианта с рецептурной и технологической точек зрения. Во-вторых, появля-

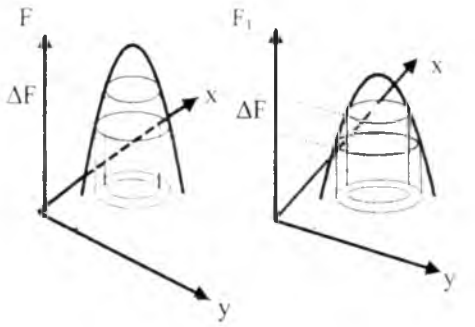


Рис.1

ется возможность вывода на заданный уровень второй характеристики материала за счет варьирования управляющих параметров в пределах полученного на соответствующей плоскости "кольца" при анализе выхода на заданный уровень по первой характеристике. В-третьих, нужные сочетания управляющих параметров находятся внутри области, определяемой пересечением колец. Этими сочетаниями, формально равноправными, обеспечивается вывод макрохарактеристик материала в заранее заданные

интервалы. Устойчивость технологического процесса по отношению к случайным возмущениям будет тем больше, чем больше размер области и чем дальше точка, отвечающая выбранному для реализации варианту, от границы области.

Таким образом, при компьютерном конструировании материала необходимо полностью строить поверхность, отражающую зависимость первой из функций целей от управляющих параметров (рис.2). Затем в пределах полученного кольца строится поверхность для второй из заданных функций целей. При наличии пересечения колец для третьей из функций целей в этой области нужно строить тре-

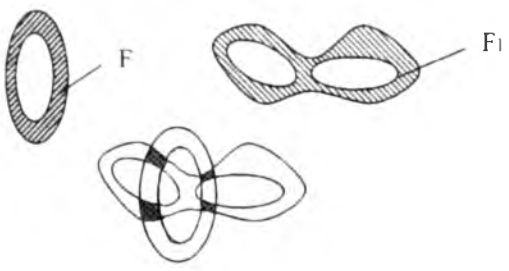


Рис. 2

тью поверхность, и т.д.

Свойства материалов определяются их фазовым составом и условиями взаимодействия фаз. Полимерные материалы наиболее пригодны для моделирования в том отношении, что значения управляющих параметров – степень наполнения (соотношение фаз в материале), свойства фаз, их геометрия – относительно просто контролируются, а получаемые результаты легко можно проверить экспериментально.

В работе [15] приведен пример поиска сочетания управляющих параметров, когда ими являются деформационно-прочностные свойства компонент и их концентрация, протяженность и свойства межфазных слоев.

Функциями целей, т.е. заданными значениями макрохарактеристики материала, являются модуль упругости и предельная деформация материала при растяжении.

В заданных интервалах изменения управляющих параметров находятся возможные значения функций цели в соответствии с процедурой, описанной выше.

Таким образом, для заданных характеристик материала предложенный подход позволяет получить конкретные рекомендации по выбору наиболее приемлемого варианта рецептуры материала, обеспечивающей заданные макрохарактеристики с относительно небольшими затратами вычислительных ресурсов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арман Ж.-Л. П. Приложение теории оптимального управления системами с распределенными параметрами к задачам оптимизации конструкций. М.: Мир, 1977. 142 с.

2. Хог Э., Арора Я. Прикладное оптимальное проектирование: механические системы и конструкции. М.: Мир, 1983. 478 с.

3. Баничук Н.В., Кобелев В.В., Рикардс Р.Б. Оптимизация элементов конструкций из композиционных материалов. М.: Машиностроение, 1984. 224 с.

4. Барашков В.Н., Люкшин Б.А. Алгоритм прочностного проектирования осесимметричных упругопластических конструкций с использованием вариационно-разностного метода // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Вып. 39. Горький, 1988. С. 91-97.

5. Бочкарев В.В., Крысько В.А. Оптимальное проектирование пластин и оболочек с учетом физической нелинейности // Прикладная механика. 1982. Т. 18, № 7. С. 52-57.

6. Люкшин Б.А., Люкшин П.А., Матолыгина Н.Ю. Двухэтапный процесс компьютерного конструирования наполненной полимерной композиции // Физическая мезомеханика. 2000. Т. 3, № 4. С. 71 - 77.

7. Люкшин Б.А., Люкшин П.А., Матолыгина Н.Ю. Влияние геометрии включений в полимерной композиции на вид кривой "напряжения–деформации" // Механика композиционных материалов и конструкций. 2001. Т. 7, № 3. С. 277 - 287.

8. Люкшин Б.А., Люкшин П.А. Влияние свойств межфазного слоя на напряженно-деформированное состояние полимерного композита в окрестности включения // Механика композиционных материалов и конструкций. 1998. Т. 4, № 2. С. 56 - 68.

9. Анисимов И.И., Десятых В.И., Люкшин Б.А., Люкшин П.А. Формирование прочностных характеристик наполненных полимерных систем на мезоуровне // Механика композиционных материалов и конструкций. 1998. Т. 4, № 4. С. 74 - 92.

10. Ашихмин В.Н., Трусов П.В. Прямое моделирование упругопластического поведения поликристаллов на мезоуровне // Физическая мезомеханика. 2002. Т. 5, № 3. С. 37 - 51.

11. Макаров П.В., Смолин И.Ю., Черепанов О.И., Трубицына Н.В., Ворошилов Я.С. Упругопластическая деформация и разрушение угля на мезоскопическом масштабном уровне // Физическая мезомеханика. 2002. Т. 5, № 3. С. 63 - 87.

12. Черепанов О.И., Прибытков Г.А. Численное исследование упругопластических деформаций металлокерамики при закалке // Физическая мезомеханика. 2000. Т. 3, № 4. С. 33 - 49.

13. Смолин И.Ю., Соппа Э., Шмаудер З., Макаров П.В. Двумерное моделирование пластической деформации в матрице металлокерамического композита на мезоуровне: оценка напряженных состояний и численных методов // Физическая мезомеханика. 2000. Т. 3, № 1. С. 17 - 22.

14. Богатин О.Б., Моров В.А., Черский И.Н. Основы расчета полимерных узлов трения. Новосибирск: Наука, 1983. 214 с.

15. Люкшин Б.А., Люкшин П.А., Матолыгина Н.Ю. Задачи компьютерного конструирования наполненных полимерных композиций // Физическая мезомеханика. 2004. Спец. вып. 7, ч. I. С. 19-22.

ДЕМПФИРОВАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В КОМПОЗИТАХ С МИКРОСФЕРИЧЕСКИМ НАПОЛНИТЕЛЕМ

Милехин Ю.М., Гафаров Б.Р., Гусев С.А., Коргунов И.Г., Уткин А.В.*

ФГУП «Федеральный центр двойных технологий «Союз», *Институт проблем химической физики РАН
140090, г. Дзержинский Московской обл., ул. Академика Жукова, 42,
тел. (095)5517813, факс (095)5511144
E-mail: fcdt@monnet.ru

Сферопластики (СП) – композиты с полимерным связующим и стеклянными микросферами (СМС), могут применяться как высокоэффективная защита от импульсных воздействий. Основной рабочий процесс в СП, применяемых в качестве демпфера ударно-волновых нагрузок, – диссипация энергии ударной волны при разрушении микросфер и последующем пластическом течении материала в поры; при достаточной толщине слоя порог разрушения СМС определяет амплитуду волны, передаваемой в конструкцию. При потере устойчивости армирующего компонента СМС мягкий материал матрицы не способен нести нагрузку и сферопластик теряет жесткость – на диаграмме сжатия может появиться пологий или даже спадающий участок [1], и в СП могут наблюдаться многоволновые конфигурации, тем более четко выраженные, чем более узкое распределение по прочности имеют СМС.

Исследование поведения СП при умеренном УВ нагружении и оценка влияния полимерной матрицы проведены на СП с высокоэластичным кремнийорганическим каучуком, наполненном на 50% по объему СМС типа МСО-А9 с широким распределением прочности [2]. Нагружение образцов толщиной 2–4мм проводили алюминиевым ударником толщиной 0,4 и 2 мм, метаемым от железной пластины со скоростями от 400 до 600 м/с по схеме квазиоткола [3]. Измерения давления проведены путем измерения массовой скорости интерферометром VISAR [3] на границе с гексаном.

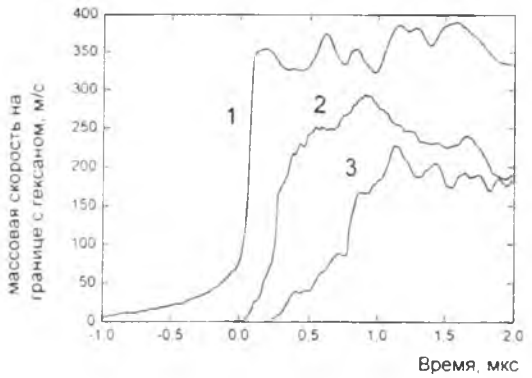


Рис. 1. Результаты измерений профилей волны при различных уровнях нагружения

Получено, что двухволновые профили фронта ударной волны (УВ) с последующей пластической волной наблюдаются при малых амплитудах нагружения (рис. 1, профили 2 и 3) и тем более ярко выражены, чем ниже амплитуда. Первая волна имеет амплитуду около 20 МПа, вторая – около 70 МПа. При высоких амплитудах (профиль 1 на рис. 1, массовая скорость выше 300м/с), по-видимому, происходит смена механизма разрушения СМС – от квазистатического с потерей устойчивости к неравновесному, обусловленному неравномерным нагружением сфер на фронте УВ и струйными течениями, что отражается на структуре фронта УВ - происходит плавное, с широким предвестником, нарастание массовой скорости вплоть до максимальной. Такая структура УВ формально может быть описана максвелловской моделью [4].

Аналогичные структуры УВ характерны для высокопористых материалов и были ранее получены для СП с высококачественными СМС в эпоксидной матрице [5] и для пенопласта ПС-1 [6].

Для пеноматериалов [7] было показано, что двухволновая структура с последующей пластической волной обусловлена двумя порогами прочности материала; амплитуда и скорость распространения первой волны соответствуют статическому пределу текучести пористого материала (порогу потери жесткости) и скорости распространения сдвиговых колебаний (модулю сдвига) сплошного материала. Как свидетельствуют измерения структуры УВ в СП, данный материал имеет те же особенности поведения, что и пеноматериалы, хотя СП имеет более сложную структуру – в нем мягкая полимерная матрица подкреплена жесткой стеклянной стенкой СМС. Поэтому анализ взаимосвязи между статическими и динамическими свойствами представляется необходимым.

Существуют два порога устойчивости тонкостенной сферы при воздействии внешнего давления [8]: верхний порог (по напряжениям, идеальная сфера, 1-я мода деформирования) составляет $P_B = \frac{2}{\sqrt{3}}\left(\frac{h}{r}\right)^2 \frac{E}{\sqrt{1-\mu^2}}$, напряжения в стекле при этом достигают: $\sigma_B = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(\frac{h}{r}\right)\frac{E}{\sqrt{1-\mu^2}}$, нижний порог (формоизменение энергетически выгодно, реальные оболочки) для стекла примерно в четыре раза ниже: $P_H \cong 0{,}31\left(\frac{h}{r}\right)^2 E$, $\sigma_H \cong 0{,}155\frac{hE}{r}$, где r, h, E, μ – радиус, толщина стенки, модуль Юнга и коэффициент Пуассона. Динамические эффекты не могут оказать значительного влияния, поскольку устойчивость определяется модулем Юнга.

Анализ влияния жесткости матрицы СП проведен конечно-элементным расчетом критического напряжения σ_Z потери устойчивости элементарной ячейки СП – куба размером 62 мкм с расположенной в центре СМС с d = 50мкм и h = 1мкм в зависимости от отношения модулей сдвига связующего $G_{св}$ и стекла $G_{ст}$ для $E_{ст}$= 56 ГПа, $\mu_{ст}$= 0,25) и представлен на рис. 2.

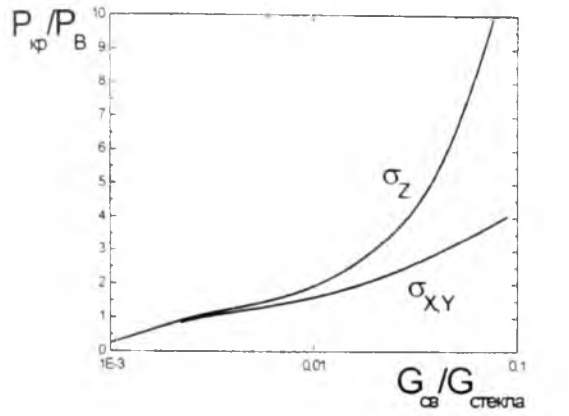


Рис. 2. Устойчивость ячейки СП в зависимости от жесткости матрицы (σ_Z – продольные, $\sigma_{X,Y}$ – поперечные, P_B = 100 МПа при $G_{св}$ = 0, $\mu_{св}$= 0,5)

Отметим, что, во-первых, при модуле сдвига связующего порядка 0,5% от модуля сдвига стекла происходит переход от разрушения по нижнему порогу к разрушению по верхнему порогу – деформирование связующего достаточно энергоёмко и этот эффект экспериментально подтвержден на оболочках с заполнителем [8]; собственно потеря устойчивости происходит при достаточно больших (5–10% объемных) деформациях ячейки, причем возрастающих при возрастании модуля сдвига связующего, а само распределение напряжений по ячейке весьма неравномерно – потеря устойчивости происходит по 15–25-ой моде. Таким образом, матрица может весьма значительно повысить прочность сферопластика на сжатие по сравнению с прочностью СМС.

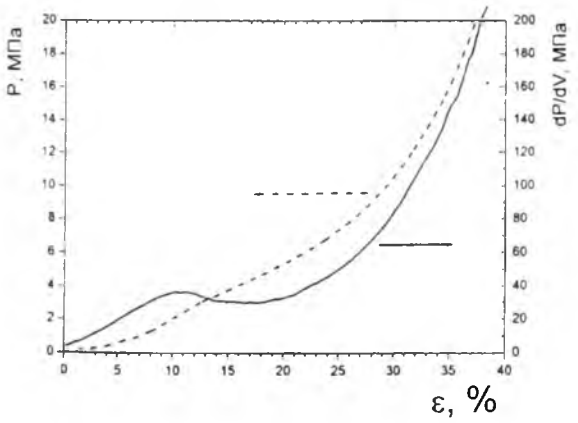


Рис. 3. Диаграмма статического сжатия СП с матрицей с низким модулем сдвига (~ 1 МПа) и СМС, имеющими широкое распределение прочности [2]

Анализ экспериментальной диаграммы статического сжатия СП (рис. 3) показывает, что она имеет достаточно плавный характер за счет широкого распределения СМС по прочности. Ярко выраженных перегибов нет, хотя разрушение СМС (начало при ε ~ 10%) четко фиксируется на модуле объемного сжатия dP/dV в диапазоне давлений 3–7 МПа. При ударно-волновом сжатии (рис. 1) волна сжатия имеет аналогичный характер: фронт волны тоже достаточно плавный, но перегибы – пороги разрушения при ~ 20 и 70 МПа – также четко фиксируются (профили 2 и 3 на рис. 1). Первый порог примерно в 4 раза выше, чем статический, то есть при ударно-волновом нагружении, в отличие от статического, потеря прочности происходит по верхнему порогу и первой моде потери устойчивости – аналогичные результаты получены и в [5], с гораздо более четко выраженными порогами.

Таким образом, при умеренных уровнях ударно-волнового нагружения в сферопластиках, так же как и в других материалах с высокой пористостью, формируется двухволновая конфигурация с последующей пластической волной с амплитудами, отвечающими порогам потери жесткости СП при статическом сжатии, а наличие матрицы даже с весьма низким модулем сдвига приводит к переходу от разрушения по нижнему (энергетическому) пределу потери устойчивости СМС к разрушению по верхнему (по напряжениям) порогу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мержиевский Л.А., Реснянский А.Д. О моделировании динамического деформирования сферопластика // ПМТФ. 1992. № 3. С. 119-121
2. Будов В.В. Прочность полых стеклянных микросфер различного типа. //Проблемы прочности. 1991. №5. С. 68-70.
3. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 408 с.
4. Гафаров Б.Р., Уткин А.В., Разоренов С.В. и др. Структура фронта слабой ударной волны в высоконаполненных композитах //ПМТФ. 1999. Т.40, №3. С.161-167
5. Weiric L.J. Shock characterization of epoxy-42 volume percent glass microballoons. Sandia rep. No SAND90-1018 UC-704. 1991.
6. Бодренко С.И., Крысанов Ю.А., Новиков С.А. Исследование распространения ударных волн в пенопласте // ПМТФ. 1979. №6. С.140-144
7. Крысанов Ю.А., Новиков С.А. Об ударном сжатии пористых материалов //ПМТФ.- 1988. №6. С.37-62
8. Вольмир А.С. Устойчивость деформируемых систем. М.: Наука, 1967. 984 с.

ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОМПАКТНЫХ УДАРНИКОВ С ЭКРАНИРОВАННЫМИ ПРЕГРАДАМИ

Могилев В.А., *Трушков В.Г.
РФЯЦ-ВНИИ экспериментальной физики
607190, г. Саров Нижегородской области, пр. Мира, 37,
тел. (83130) 45524, факс (83130) 45121
E-mail: tilkunova@dep16.vniief.ru
*НИИ прикладной математики и механики
при Томском государственном университете
634050, г.Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529547, факс (3822) 529547
E-mail: trush@vlad.tomsk.ru

В системах противометеоритной защиты космических объектов широко применяются тонкие пластины – экраны. Космическая частица после пробития экрана разрушается, образуя в запреградной области расширяющееся облако частиц, фрагментов ударника и преграды. Последующие преграды, воспринимая рассредоточенный удар, полностью или частично его нейтрализуют. Эффективным способом изучения процесса взаимодействия компактных элементов (КЭ) с экранированными преградами является численное моделирование на базе основных законов механики сплошной среды, которое в общем случае является 3-мерной задачей. Однако рассмотрение этой проблемы даже в осесимметричной постановке является достаточно сложной задачей: здесь, помимо ударно-волновых процессов, имеют место такие эффекты, как разрушение, плавление, испарение взаимодействующих тел.

Задача, представленная в данной работе, решена в двумерной осесимметричной постановке с применением численного метода в эйлеровых переменных [1]. Для описания поведения взаимодействующих тел использована упругопластическая модель механики сплошной среды с учетом изменения пористости материалов [2]. В качестве уравнения состояния использовано широкодиапазонное уравнение состояния, разработанное в НИИ прикладной математики и механики [3].

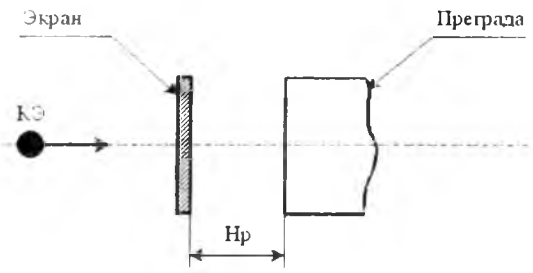


Рис. 1

Физическая постановка задачи формулируется следующим образом. Шаровой ударник массой Мо взаимодействует с преградой, изображенной на рис. 1. Скорость ударника направлена по нормали к преграде, диапазон скоростей удара – V_o = 1÷16км/с. Задача включает в себя два основных этапа: первый этап – пробитие экрана и формирование осколочного потока, второй этап – взаимодействие осколочного потока с полубесконечной преградой. Целью первого этапа задачи является оценка состояния осколочного потока. Цель второго этапа задачи – оценка конечных параметров соударения (объема и глубины кратера). Задача решена при следующих исходных данных (см. рис. 1): материал ударника – сталь, масса – Мо = 10 г, диаметр – Do = 13.5 мм; толщина алюминиевого экрана – Но = 5, 10 мм. Стальная полубесконечная преграда удалена от экрана на расстояние Нр = 50 мм.

На рис. 2, 3 представлены зависимости относительной глубины и относительного объема кратера в полубесконечной преграде от скорости компактного элемента Vo. Зависимости приведены для двух алюминиевых экранов, толщиной Но = 5 и 10мм. Глубины и объемы кратеров отнесены к диаметру Do и объему Wo ударника.

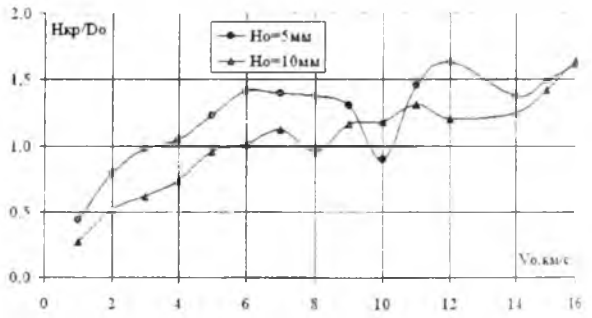


Рис. 2

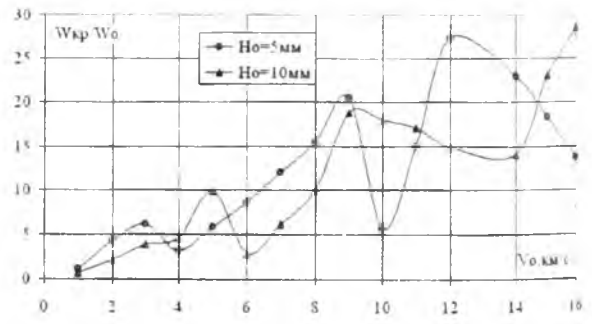


Рис. 3

Значения глубины и объема кратера имеют тенденцию к возрастанию с увеличением скорости удара. Однако это возрастание не носит монотонный характер, особенно для объема кратера. Эффекты разрушения, плавления и испарения ударника вносят определенные поправки в эти зависимости.

Наиболее характерная картина имеет место при скорости удара 10 км/с. Здесь обе кривые (глубины и объема кратера) для экрана толщиной 5 мм имеют локальные минимумы. Результат взаимодей-

ствия оказался таким, что экран меньшей толщины (Но = 5 мм) проявил более высокую защитную способность по сравнению с экраном толщиной 10 мм. Ниже приводится более подробный анализ процесса взаимодействия шарового ударника с полубесконечной преградой, защищенной экраном толщиной 5 мм, при скорости удара Vo = 10 км/с.

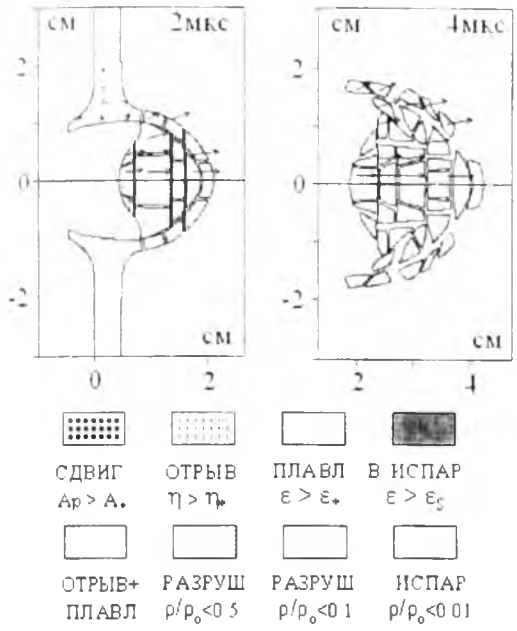


Рис. 4

На рис. 4 показан этап пробития экрана. В верхней полуплоскости рисунков стрелками обозначено поле массовых скоростей, в нижней части рисунков различными значками отмечены различные состояния взаимодействующих тел. Под рис. 4 дана краткая расшифровка этих состояний: СДВИГ – материал разрушен по типу сдвига; ОТРЫВ – материал разрушен по типу отрыва; ПЛАВЛ – внутренняя энергия среды выше энергии плавления; В. ИСПАР – внутренняя энергия материала выше энергии сублимации; ИСПАР – вещество находится в испаренном состоянии.

На начальном этапе взаимодействия материал КЭ и преграды перед ударником переходит в расплавленное состояние. Затем в результате осевого и радиального разлета ударно сжатого вещества начинается процесс его фрагментации, т.е. формируется осколочный поток, состоящий из фрагментов КЭ и экрана. В процессе полета к основной преграде фрагменты распыляются, дробятся, расстояние между ними увеличивается. Скорость передней точки потока к моменту времени 4 мкс равна 10 км/с, а скорость задней точки на оси симметрии – 7 км/с, т.е. осколочный поток имеет тенденцию к разлету в осевом направлении. Аналогичная тенденция наблюдается и в радиальном направлении.

Взаимодействие осколочного потока с полубесконечной преградой представлено на рис. 5 (слева), а конечная форма кратера – справа. В результате этого контакта внутренняя энергия передних фрагментов увеличивается до энергии сублимации ε_s, а после разгрузки вещество этих фрагментов переходит в испаренное состояние.

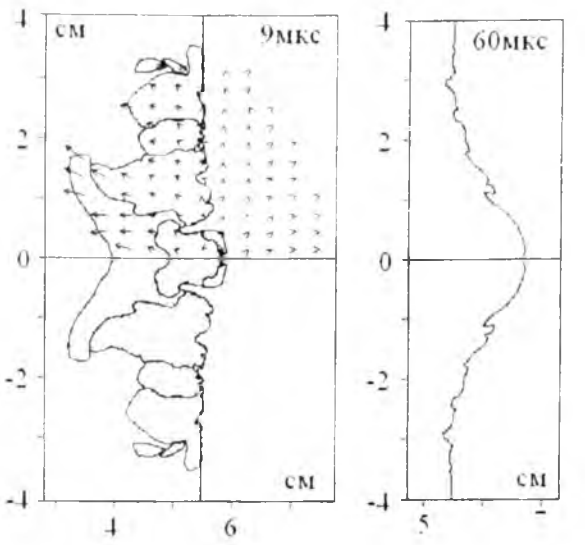


Рис. 5

Передние фрагменты осколочного облака, испаряясь подобно взрыву, отсекают часть задних фрагментов от преграды. Взаимодействие задних фрагментов происходит не с поверхностью преграды, а с испаренным газообразным веществом передних осколков, т.е. передние фрагменты начинают выступать в роли защитного средства от задних фрагментов. Скорость проникания испаренного осколочного облака в преграду на рис. 5 составляет 100 м/с (скорость передней точки кратера).

В аналогичном варианте удара со скоростью 10 км/с, но при толщине экрана Но = 10 мм картина взаимодействия компактного элемента с алюминиевой пластиной качественно совпадает с представленным выше вариантом удара. Однако уже на начальной стадии взаимодействия осколочного потока с полубесконечной преградой начинают проявляться некоторые различия.

Здесь также происходит полное испарение всех осколков, но к моменту удара они еще недостаточно удалены друг от друга, но в данном случае встречный поток испаренного вещества не успевает сформироваться. Проникание в преграду испаренного осколочного облака происходит с большей скоростью, равной 1200 м/с. Конечные размеры кратера, приведенные на рис. 2, 3, подтверждают, что при скорости удара 10 км/с более толстый экран обладает меньше защитной способностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефремова Л.В., Корнеев А.И., Трушков В.Г. Численное моделирование процесса деформации конической облицовки // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 2. С. 110-115.

2. Афанасьева С.А., Трушков В.Г. Численное моделирование метеоритного удара по горной породе и воде //Известия РАН. МТТ. 1997. № 1. С. 77-86.

3. Жуков А.В. Интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния металлов в переменных: давление, плотность, энергия //Механика деформируемого твердого тела. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. С. 70-79.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПЛАСТИЧНОСТИ В ЗОНЕ МАКРОКОНЦЕНТРАТОРА

Нариманова Г.Н., Нариманов Р.К.*

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН
*Томский государственный университет
634021, г. Томск, пр. Академический, 2/1,
тел. (3822) 490620; E-mail: rin@ftf.tsu.ru

Задачей исследования был «in situ» анализ формы и размера пластичности перед развивающейся трещиной при вязком разрушении и установление закономерностей динамики пластического течения материала в ней. В исследовании макроскопический концентратор моделировался усталостной трещиной в пластичном материале. Образцы размером 90x20x10 мм^3 вырезались из горячекатаного листа низкоуглеродистой стали (0.08 мас. % С) толщиной 10 мм и имели V-образный надрез в середине с глубиной 8 мм с радиусом закругления 0.2 мм. В вершине надреза путем циклического нагружения изгибом выращивалась усталостная трещина длиной ~ 2 мм. Испытуемый материал находился в разных состояниях: a – в исходном состоянии (ИС), $l_{тр}$ = 2 мм; b – после термической обработки (ТО) при T = 600° C в течение 1 ч; $l_{тр}$ = 1.82 мм; c – образец, подвергнутый электроимпульсной обработке (ЭИО); $l_{тр}$ = 2.2 мм. Нагружение подготовленных образцов производилось по схеме трехточечного изгиба на универсальной испытательной машине «Instron-1185».

При нагружении материала в области образца перед трещиной последовательно через каждые 100 мкм перемещения подвижной опоры фиксировались поля векторов перемещений U точек исследуемой поверхности от начала пластической стадии изгиба образца до его разрушения. Это осуществлялось методом двухэкспозиционной интерферометрии [1].

Согласно представлениям линейной механики разрушения [2] при деформации образца с трещиной нормального отрыва зависимость U(r) имеет вид

$$U_r = \frac{K_I}{4G} r^{1/2} \left[(2k-1) \cos\frac{\varphi}{2} - \cos\frac{3\varphi}{2} \right], \qquad (1)$$

где r – расстояние, отсчитываемое по лучу от вершины трещины O; φ – угол между направлением луча r и направлением трещины y; G – модуль сдвига; K_I – коэффициент интенсивности напряжений; k – коэффициент, учитывающий геометрию образца и связанный с коэффициентом Пуассона материала ν. Очевидно, что в упругой области U ~ $r^{1/2}$. На границе упругой и пластически деформированной зон эта пропорциональность нарушается.

Затем был проведен анализ поведения смещения U вдоль каждого из лучей r_i с шагом 3° по углу φ. На каждом луче были получены по 100 интерполированных значений векторов смещений R и, соответственно, U. Далее определяли расстояние от вершины r^*, на котором зависимость $U(r^{1/2})$ становится, согласно (1), линейной. В качестве критерия линейности использовался коэффициент корреляции зависимостей $U(r^{1/2})$, путем последовательного вершины трещины до тех пор, пока не достигалось максимальное значение коэффициента корреляции (рис. 1). Данная операция проводилась для каждого из 60 лучей r_i. Так был получен набор граничных расстояной от вершины трещины r^* таких, что в области $r > r^*$ начинают выполняться закономерности линейной механики разрушения, причем геометрическое место этих точек является границей зоны пластичности.

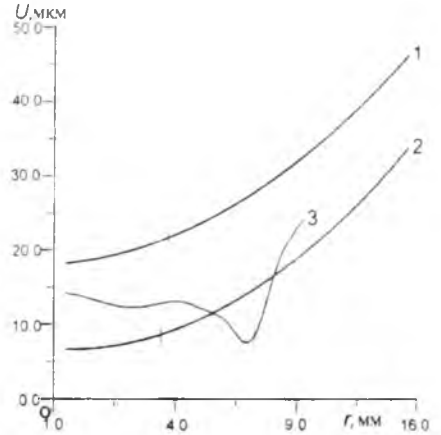


Рис. 1. Зависимость вектора смещения от расстояния $u(r^{1/2})$ (ИС) вдоль лучей θ: 1 – 72°; 2 – -72°; 3 – -18°

Исследования показали, что поведение зоны пластичности у вершины трещины для исследуемого материала в различном состоянии имеет качественно одинаковый характер. Развитие зоны пластичности у вершины трещины нормального отрыва происходит неоднородно как в пространстве образца, так и во времени приложения нагрузки (рис. 2).

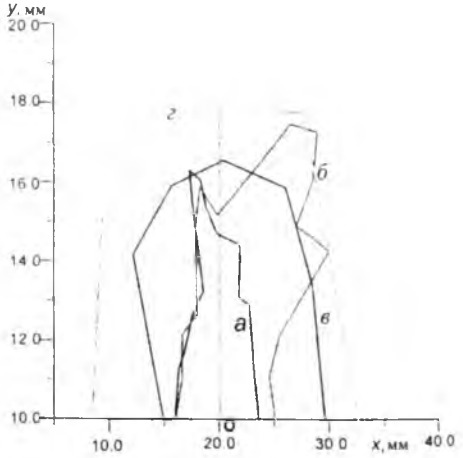


Рис. 2. Положение границ зоны пластичности при прогибах *f*: *а* – 0,54; *б* – 0,64; *в* – 1,74; *г* – 2,04 мм (ИС)

При этом на ранних стадиях нагружения пространственная неоднородность выражена сильнее. Причиной наблюдаемой картины, очевидно, является уже упоминавшийся факт неоднородного протекания процесса пластической деформации вообще. Наблюдаемое распространение границы зоны пластичности близко по своей природе к известным полосам Людерса, развивающимся на площадке текучести в материалах с резким пределом текучести. Пространственной неоднородностью пластического течения может быть объяснена и «ломанность» границ пластических зон. Но, как показывают приведенные результаты, пластическая деформация неоднородна и во времени. Локальные сдвиговые макрополосы могут тормозиться и исчезать в одних направлениях, но возникать и развиваться в других. Поэтому вместо равномерной экспансии зоны пластичности во всем полупространстве перед трещиной наблюдается скачкообразное перемещение участков ее границы. Такая неоднородность фронта распространения пластической деформации, существенно отличающаяся от плоского фронта полос Людерса при растяжении, является следствием более сложного напряженного состояния в вершине трещины.

Наиболее важными представляются данные о поведении материала в зоне пластичности в непосредственной близости от концентратора. Они были получены при анализе эволюции полей компонент тензора деформации для плоского случая в ходе нагружения

$$\varepsilon_{ij} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{rr} & \varepsilon_{r\varphi} \\ \varepsilon_{\varphi r} & \varepsilon_{\varphi\varphi} \end{vmatrix}. \qquad (2)$$

Последние были найдены из экспериментальных данных о массиве U(x,y) путем дифференцирования по координатам. В (2) ε_{rr}, $\varepsilon_{r\varphi}$, $\varepsilon_{\varphi r}$, $\varepsilon_{\varphi\varphi}$ – компоненты тензора деформации в полярных координатах. При этом

$$\varepsilon_{rr} = \partial U_r / \partial r ,$$
$$\varepsilon_{\varphi\varphi} = 1/r\left(\partial U_\varphi / \partial\varphi\right) + U_r / r ,$$
$$\varepsilon_{r\varphi} = \varepsilon_{\varphi r} = 1/2\left[1/r\left(\partial U_r / \partial\varphi\right) + \partial U_\varphi / \partial r - U_\varphi / r\right].$$

Значения ε_{rr}, $\varepsilon_{r\varphi}$, $\varepsilon_{\varphi\varphi}$ рассчитывались методом численного дифференцирования для каждой точки поверхности образца, где были определены значения вектора U для разных моментов нагружения.

На рис. 3 они представлены на примере пространственных распределений радиальной компоненты ε_{rr}. Видно, что деформация сдвига внутри указанной зоны распределена существенно неоднородно. В начале нагружения (рис. 3,а) поле ε_{rr} стохастично, и его экстремальные значения сдвинуты к границе зоны. По мере роста прогиба образца происходило перемещение очагов локализации сдвигов от периферии зоны к вершине трещины (рис. 3,б). При этом появляется упорядоченная пространственно-периодическая система очагов локализованных сдвигов с расстоянием между максимумами ~ 2…3 мм.

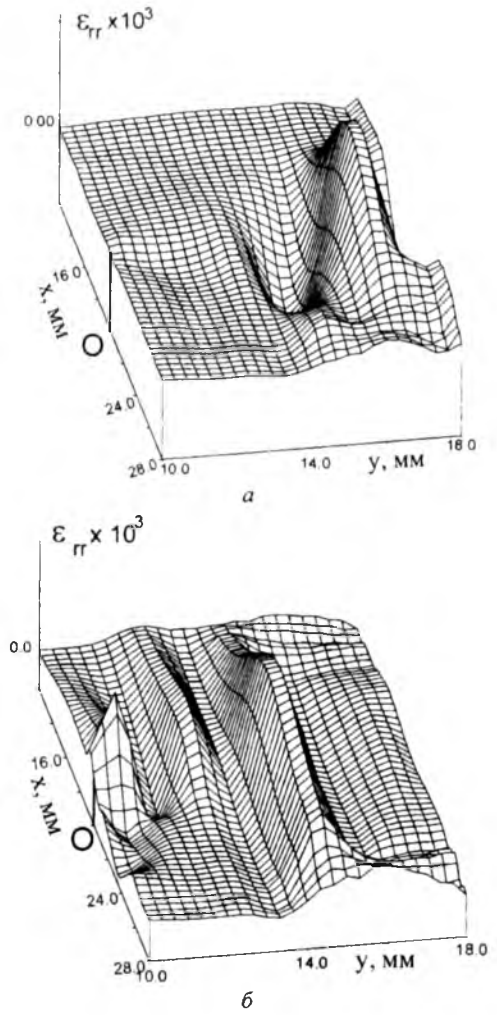


Рис. 3. Распределения полей компоненты ε_{rr} тензора деформации (ИС), стрела прогиба f: $а$ – 0,54; $б$ – 2,04 мм

Этот процесс, по-видимому, представляет собой начальную стадию самоорганизации пластического течения, предсказанную Nicolis and Prigogine (1989), в форме автоволны, возникающей из хаотического распределения сдвигов (Zuev and Danilov, 1997, 1999). Автоволны в установившемся режиме регистрировались и ранее на стадиях линейного упрочнения различных сплавов, однако процесс их формирования тогда не фиксировался. Наблюдаемые волны зарождаются при переходе деформируемой среды из одного устойчивого состояния (упругого) в другое (пластическое), они неустойчивы, могут исчезать и снова появляться по мере развития деформационного процесса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 328 с.

2. Ирвин Дж., Парис П. Основы теории трещин и разрушения // Разрушение / Под ред. Либовица Г. М.: Мир, 1976. Т. 3. 797 с.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ

Немировский Ю.В., Богомолова О.А.
Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1,
тел. (3832) 304273
E-mail: shulgin@itam.nsc.ru

Проведение прочностных и оптимизационных расчетов конструкций с защитными и упрочняющими покрытиями требует достаточно полной информации о физико-механических свойствах как материала основы, так и материала покрытия. Однако если физико-механические свойства материала основы, как правило, известны с достаточной полнотой, то о свойствах материала покрытий в отдельности практически ничего неизвестно, поскольку покрытие часто представляет собой новый материал с неизученными свойствами. Исследование этих свойств на традиционном оборудовании зачастую невозможно, поскольку материал существует только как тонкое покрытие на некоторой основе. Отделение образца от основы, а затем исследование свойств представляют собой сложную техническую задачу и требуют создания нового оборудования [1,2], так как серийно выпускаемые машины, предназначенные для макрообразцов, неприменимы для микромеханических испытаний из-за трудности крепления микрообразцов, высоких погрешностей измерения, отсутствия специальной регистрирующей аппаратуры и т.д. [3].

Предлагаемая методика обобщает известные методы испытаний изотропных образцов на случай слоистых образцов различной формы. Методика позволяет на стандартном оборудовании для определения характеристик макрообразцов исследовать механические свойства материалов многослойных покрытий. Суть метода состоит в том, что образец с покрытием рассматривается как композиционная конструкция слоистой структуры и описывается уравнениями теории упругости. На базе полученных уравнений определяются необходимые серии испытаний, минимальный необходимый набор многослойных образцов и описываются схемы испытаний, позволяющих сформулировать и решить обратную задачу, в которой в качестве искомых величин выступают физико-механические и прочностные характеристики материалов покрытий: модуль упругости первого рода (модуль Юнга), модуль упругости второго рода (модуль сдвига), коэффициент Пуассона, удельный вес, коэффициент линейного теплового расширения, предел упругости.

Наиболее часто используемыми образцами для механических испытаний являются стержни, поэтому предлагаемая методика разработана для многослойных стержневых элементов.

Схемы нагружения в испытаниях могут быть самыми разнообразными. Однако ввиду большого количества характеристик, которые необходимо определить, целесообразно разделить испытания на классы, позволяющие исключить часть характеристик. Например, в статических испытаниях исключается влияние плотности материалов, в испытаниях без нагрева или охлаждения образцов исключается влияние коэффициентов линейного теплового расширения.

Рассмотрим реализацию метода на примере вала с покрытием. Предполагаем, что свойства покрытия не меняются ни по толщине, ни в окружном направлении, ни вдоль вала, и что в конструкции отсутствуют начальные напряжения. Свойства материала основы E_0, G_0, ρ_0, α_0 считаем известными. Вал представляет собой прямой стержень длины L круглого сечения, радиус сечения основы R_0, внешний радиус покрытия R_1. Площади и моменты инерции поперечного сечения основы (индекс «0») и покрытия (индекс «1») соответственно:

$$F_0 = \pi R_0^2,\ F_1 = \pi\left(R_1^2 - R_0^2\right),$$

$$J_0 = \frac{\pi}{4} R_0^4,\ J_1 = \frac{\pi}{4}\left(R_1^4 - R_0^4\right).$$

Испытания для определения свойств покрытия можно проводить поэтапно по нижеследующей схеме.

Первый этап – статическое испытания на растяжение или изгиб, позволяющее определить модуль Юнга материала покрытия.

В испытании на растяжение измеряется продольная сила N_* и соответствующее этой силе удлинение вала u_*. По результатам измерений для определения модуля Юнга покрытия E_1 получим уравнение

$$E_1 = \left(\frac{N_* L}{u_*} - E_0 F_0\right) \Big/ F_1 .$$

В испытании на поперечный изгиб измеряется, например, сосредоточенная поперечная сила P_*, приложенная в центре пролета, и соответствующий этой силе прогиб в центре пролета w_*. По результатам измерений для определения модуля Юнга покрытия E_1 получим линейное уравнение

$$E_1 = \left(\frac{P_* L^3}{48 w_*} - E_0 J_0\right) \Big/ J_1 .$$

Второй этап – статическое испытание на кручение, позволяющее определить модуль сдвига G_1.

Например, испытание на кручение консольно закрепленного стержня крутящим моментом, приложенным к поверхности свободного торца, в котором измеряется крутящий момент M_{T*} и соответствующий этому моменту угол закручивания стержня φ_*. По результатам измерений для определения модуля сдвига покрытия G_1 получим уравнение

$$G_1 = \left(\frac{2 M_{T*} L}{\varphi_* \pi} - G_0 R_0^4\right) \Big/ \left(R_1^4 - R_0^4\right).$$

Другой возможный вариант – испытание на кручение консольно закрепленного стержня крутящим моментом, приложенным к боковой поверхности стержня, в котором измеряется крутящий момент $M_{б*}$ и соответствующий этому моменту угол закручивания стержня ψ_*. Для определения модуля сдвига покрытия G_1 получим уравнение

$$G_1 = \left(\frac{M_{б*} L}{\psi_* \pi} - G_0 R_0^4 \right) \Big/ \left(R_1^4 - R_0^4 \right)$$

Коэффициент Пуассона определяется из известного соотношения

$$\frac{E_1}{2(1+\nu_1)} = G_1 .$$

Третий этап – динамическое испытание по определению собственных частот колебаний, позволяющее определить удельный вес покрытия, – рассмотрим на примере продольных колебаний консольного стержня.

В случае продольных колебаний уравнение движения имеет вид

$$a^2 \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2}, \text{ где } a^2 = \frac{E_i F_i}{\rho_i F_i} .$$

Собственная форма колебаний

$$X_k(x) = C_k \sin \frac{p_k x}{a} + D_k \cos \frac{p_k x}{a} .$$

Граничные условия для консольного стержня $X(0) = 0$ и $X'(L) = 0$. Следовательно, частотное уравнение имеет вид

$$\cos \frac{p_k L}{a} = 0 , \text{ а его корни } p_k = \frac{\pi(2k-1)a}{2L} .$$

По результату измерения низшей собственной частоты p^* составляем уравнение

$$p_* = \frac{\pi}{2L} \sqrt{\frac{E_i F_i}{\rho_i F_i}} ,$$

разрешив которое относительно ρ_1, получаем уравнение для вычисления удельного веса материала покрытия

$$\rho_1 = \left(\frac{\pi^2}{4L^2} \frac{E_i F_i}{p_*} - \rho_0 F_0 \right) / F_1 .$$

Четвертый этап – при нагреве образца определяется коэффициент линейного температурного расширения материала покрытия. При равномерном нагреве рассматриваемого образца в виде вала с покрытием происходит удлинение образца без изгиба. Поскольку продольная сила отсутствует, выполняется условие

$$N = \sigma_i F_i = E_0(\varepsilon_0 - \alpha_0 T) F_0 + E_1(\varepsilon_0 - \alpha_1 T) F_1 = 0 .$$

Следовательно, по результату измерения удлинения образца u^* при нагреве до температуры T^* составляем уравнение

$$E_0(u_* / L - \alpha_0 T_*) F_0 + E_1(u_* / L - \alpha_1 T_*) F_1 = 0 .$$

Разрешив это уравнение относительно α_1, получаем уравнение для вычисления коэффициента линейного температурного расширения материала покрытия

$$\alpha_1 = \left(\frac{u_*}{L}(E_0 F_0 + E_1 F_1) - E_0 \alpha_0 F_0 T_* \right) / E_1 F_1 T_* .$$

Рассмотрим реализацию метода на примере вала с двухслойным покрытием при необходимости определить физико-механические характеристики материалов покрытий, когда все слои покрытий уже нанесены на вал. Вал представляет собой прямой стержень длины L круглого сечения, радиус сечения основы R_0, внешний радиус первого слоя покрытия R_1, внешний радиус второго слоя покрытия R_2.

Рассмотрим применение методики для случая, когда необходимо определить модули Юнга материалов многослойного покрытия, нанесенного на вал, не разрушая конструкцию (модуль Юнга материала основы E_0, как и раньше, считаем известным).

Если необходимо определить модули упругости двух материалов, то достаточно провести два испытания. Первое – испытание на растяжение. Второе – испытание на поперечный изгиб. По результатам измерений для определения модулей Юнга E_1 и E_2 получим линейную систему уравнений:

$$E_1 F_1 + E_2 F_2 = \frac{N_* L}{u_*} - E_0 F_0 ,$$

$$E_1 J_1 + E_2 J_2 = \frac{P_* L^3}{48 w_*} - E_0 J_0 .$$

Нетрудно убедиться, что условие существования и единственности решения системы уравнений всегда выполнено. Действительно,

$$F_1 J_2 - F_2 J_1 =$$

$$= \pi\left(R_1^2 - R_0^2\right)\frac{\pi}{4}\left(R_2^4 - R_1^4\right) - \pi\left(R_2^2 - R_1^2\right)\frac{\pi}{4}\left(R_1^4 - R_0^4\right) =$$

$$= \frac{\pi^2}{4}\left(R_1^2 - R_0^2\right)\left(R_2^4 - R_1^4\right)\left(R_2^2 + R_0^2\right) \neq 0.$$

Достоинством методики является возможность определять характеристики покрытий не только на образцах круглого сечения, но и различных других образцах [4], в том числе максимально схожих по свойствам с реальной конструкцией. Еще одним достоинством методики является возможность, используя один образец, определить множество характеристик, меняя тип испытаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Испытательная техника:Справочник: /Под ред. В.В. Клюева. Кн. 1. М.: Машиностроение, Наука, 1982. 528 с.
2. Хокинг М., Васантасри В., Сидики П. Металлические и керамические покрытия. М.:Мир, 2000. 518 с.

Тушинский Л.И., Плохов А.В. Исследование структуры и физико-механических свойств покрытий. Новосибирск: Наука, 1986. 100 с.

4. Немировский Ю.В., Богомолова О.А. Методика определения физико-механических характеристик материалов многослойных покрытий//Актуальные проблемы транспорта азиатской части России: Сб. трудов. Новосибирск: Изд-во СГУПСа (НИИЖТа), 2001. С. 127-135.

НЕУПРУГИЙ ДИНАМИЧЕСКИЙ ИЗГИБ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ УДЛИНЕННЫХ КОМПОЗИТНЫХ ПЛАСТИН

Немировский Ю.В., Янковский А.П.

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, г. Новосибирск

Конструктивные элементы в виде плоских прямоугольных плит составляют основу многих защитных ограждений и ответственных элементов судостроительной, машиностроительной и авиационной техники, объектов стройиндустрии. В последние десятилетия в инженерной практике в качестве эффективных защитных элементов используются многослойные плиты, армированные высокопрочными и высокомодульными волокнами. Исследование их упругопластического деформирования находится пока в зачаточном состоянии [1]. Целью настоящей работы являя.тся разработка общего подхода к анализу динамического упругопластического изгиба прямоугольных удлиненных слоисто-волокнистых пластин и исследование вли-яния структур армирования на предельное динамическое состояние и приспособляемость таких конструкций при действии нагрузок взрывного типа.

Рассматривается упругопластический поперечный динамический изгиб кирхгофовской прямоугольной удлиненной пластины переменной толщины $2H$, состоящей из нечетного $2M+1$ числа армированных слоев, расположенных симметрично относительно среднего слоя: именно, к среднему слою с обеих сторон примыкают два слоя одинаковой толщины и с одинаковыми структурами армирования и фазовыми материалами; к внешним поверхностям этих слоев примыкают еще два одинаковых слоя и т.д. Слои контактируют без отрыва и проскальзывания и имеют по толщине регулярную и квазиоднородную структуру. Тепловое воздействие не учитывается, прогибы считаются малыми. Предполагается, что внешняя распределенная поперечная нагрузка, закрепление пластины, структуры армирования и толщины слоев не изменяются в продольном направлении. Тогда, пренебрегая локальными торцевыми эффектами, изгиб такой пластины можно считать цилиндрическим и для описания упругопластического деформирования фазовых материалов обоснованно использовать деформационную теорию пластичности [2].

Сориентируем пластину в прямоугольной декартовой системе координат x, y, z так, чтобы плоскость $z=0$ совпадала со срединной плоскостью среднего слоя, а ось y совпадала с продольным направлением пластины. Тогда в силу сделанных предположений прогиб w зависит только от времени t и координаты x в поперечном направлении и удовлетворяет уравнению движения [3]

$$\rho(x)w_{,tt} = p(x,t) - \left(A_{1111}(x;w_{,xx})w_{,xx} - B_{11}(x;w_{,xx})\right)_{,xx} \quad (t\ge 0,\ \ 0\le x\le l), \tag{1}$$

$$\rho(x) = 2\sum_{m=0}^{M}\left(H_m(x) - H_{m-1}(x)\right)\left[\rho_c^{(m)} + \sum_{k=1}^{N^{(m)}}\left(\rho_k^{(m)} - \rho_c^{(m)}\right)\omega_k^{(m)}(x)\right],\ \ (H_{-1}\equiv 0), \tag{2}$$

где p — поперечная распределенная нагрузка; ρ — приведенная погонная масса пластины; $\rho_c^{(m)}$, $\rho_k^{(m)}$ — объемные плотности материалов связующего и арматуры k-го семейства в m-м слое; $\omega_k^{(m)}$ — интенсивность (плотность) армирования m-го слоя волокнами k-го семейства; $N^{(m)}$ — количество семейств арматуры в m-м слое; H_m — аппликата границы между m-м и $(m+1)$-м слоями ($H_m \ge H_{m-1} \ge 0$; среднему слою соответствует $m=0$ и его толщина равна $2H_0$); l — ширина пластины. Выражения для коэффициентов A_{1111}, B_{11} зависят от интенсивностей $\omega_k^{(m)}$ и углов $\psi_k^{(m)}$ (отсчитываемых от направления x) армирования m-го слоя волокнами k-го семейства, механических характеристик фазовых материалов и их деформированного состояния в сечении x. Так, при линейно-упругом деформировании всех фазовых материалов $B_{11}=0$, а A_{1111} не зависит от $w_{,xx}$ и в случае однослойной пластины выражение для него совпадает с A_{1111}, приведенным в [4]; при упругопластическом деформировании фазовых материалов до момента начала разгрузки $A_{1111}=C_{1111}$, $B_{11}=D_{11}$, где коэффициенты C_{1111}, D_{11} нелинейно зависят от кривизны срединной поверхности $w_{,xx}$ и их выражения (весьма громоздкие) для однослойной пластины приведены в [5], а для слоистой пластины — в [6]; если в сечении x имеет место разгрузка, то A_{1111}, B_{11} можно определить по схеме, изложенной в [5, 6], но при использовании диаграммы деформирования, соответствующей разгрузке [7].

Для однозначного интегрирования уравнения (1) необходимо использовать начальные

$$w(x,0) = w_0(x),\ \ w_{,t}(x,0) = v_0(x),\ \ t=0 \tag{3}$$

и общеизвестные граничные условия, задаваемые на кромках $x=0$ и $x=l$.

Начально-краевая задача (1), (3) приближенно интегрировалась с использованием обобщенного метода Рунге — Кутта [3]. После дискретизации задачи по времени на каждом n-м «слое» ($t=n\tau\ge 0$, $n=0,1,2,\ldots$, $\tau>0$ — шаг по времени), согласно [3], решалась одномерная по x задача статического упругопластического цилиндрического изгиба пластины на упругом основании; для ее численного интег-

рирования применялся метод матричной прогонки, а для линеаризации соответствующей системы уравнений — метод переменных параметров упругости [5, 6]. В целом разработанный метод имеет второй порядок точности по обеим переменным x, t.

В качестве примера исследуем динамический упругопластический изгиб изотропных и армированных однослойных и трехслойных прямоугольных удлиненных пластин шириной $l = 1$ м. Толщина пластин может быть постоянной ($2H(x) = 2H_* = \text{const}$) или переменной и определяется формулой

$$2H(x) = 2\eta H_* + \pi \sin(\pi x / l)(1-\eta)H_* \quad (0 \le x \le l,\ \eta \ge 0). \tag{4}$$

При однородном армировании пластин ($\omega_k = \text{const}$) и задании их толщины в виде (4) расход материала k-й фазы композиции будет такой же, как и в пластине постоянной толщины $2H_*$, так как объем пластин одинаков и равен $H_* lb$, где $b(l)$ — длина пластины вдоль оси y. При $0 \le \eta < 1$ из (4) следует, что толщина пластины на кромках $x = 0, l$ меньше, чем в центре ($x = l/2$); при $\eta = 1$ получаем пластину постоянной толщины $2H_*$. Для пластин постоянной толщины примем $2H_* = 0{,}03$ м. На кромках $x = 0, l$ пластины могут быть шарнирно оперты или защемлены. Внешняя распределенная нагрузка является нагрузкой взрывного типа и затухает по закону

$$p(x,t) = p(t) = p_0 \exp(-\alpha t) \quad (\alpha = 12\,\text{с}^{-1},\ t \ge 0), \tag{5}$$

где p_0 — значение нагрузки в начальный момент времени $t = 0$, в который конструкция находится в покое, т.е. $w_0 = 0$, $v_0 = 0$ [см. (3)]. Изотропные пластины изготовлены из алюминиевого сплава АДН; армированные пластины изготовлены из того же сплава АДН и усилены однородно и прямолинейно тремя семействами борных волокон ($\psi_1 = 0$, $\psi_2 = -\psi_3 \ge 0$, $\omega_2 = \omega_3$). Механические характеристики фазовых материалов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Механические характеристики фазовых материалов [8]

Материал	E, ГПа	ν	$\sigma_{0,2}$, МПа	$\sigma_в$, МПа	δ, %
Сплав АДН	71,0	0,325	100,0	150,0	6,0
Волокна бора	416,0	0,23	—	3150,0	0,2

Будем подбирать максимальные значения p_0 в (5) так, чтобы за характерный период времени $T > 0$, в течение которого исследуется процесс колебаний, напряженное состояние в фазах композиции стержня не превышало некоторого предельного состояния. Через p_s обозначим $\max p_0$, при котором хоть в одной из фаз композиции напряженное состояние достигает предела текучести $\sigma_{0,2}$, но пластичность не развивается (при $p_0 \le p_s$ — упругие колебания, при $p_0 > p_s$ — упругопластические колебания); через p_{ss} обозначим $\max p_0$, при котором хоть в одной из фаз композиции достигается вторичная пластичность, но вторичная пластичность не развивается (при $p_s < p_0 \le p_{ss}$ — первичная пластичность и разгрузка, при $p_0 > p_{ss}$ — вторичная пластичность); через p_v обозначим значение p_0, при котором в момент $b = \text{const}$ достижения центральным сечением пластины ($x = l/2$) максимального прогиба напряженное состояние хоть в одной из фаз композиции достигает предела временного сопротивления $\sigma_в$ (начальное разрушение; при $t \le t_{\max}$ — первичная пластичность, при $t > t_{\max}$ — первичная разгрузка в опасном сечении пластины).

В качестве характерного периода T выберем время, в течение которого нагрузка (5) уменьшается в 1000 раз ($T = -\ln(0{,}001)/\alpha = 0{,}576$ с). При $t > T$ внешняя нагрузка $p(t) < 0{,}001 p_0$ и колебания можно считать установившимися, по крайней мере при упругом изгибе.

В расчетах характерный период времени T будем разбивать на 1000 слоев ($\tau = T/1000$), а по ширине пластины равномерно введем 401 узел.

Исследуем динамическое поведение регулярно армированных по толщине пластин ($M = 0$) со следующими структурами армирования: 1) поперечное армирование ($\omega_1^{(0)} = 0{,}4$, $\omega_2^{(0)} = \omega_3^{(0)} = 0$ или, что то же самое, $\omega_2^{(0)} = \omega_3^{(0)} = 0{,}2$, $\psi_2^{(0)} = -\psi_3^{(0)} = 0$, $\omega_1^{(0)} = 0$); 2) перекрестное армирование под углами $\psi_2^{(0)} = -\psi_3^{(0)} = \pi/6$ ($\omega_1^{(0)} = 0$, $\omega_2^{(0)} = \omega_3^{(0)} = 0{,}2$); 3) перекрестное армирование под углами $\psi_2^{(0)} = -\psi_3^{(0)} = \pi/4$ ($\omega_1^{(0)} = 0$, $\omega_2^{(0)} = \omega_3^{(0)} = 0{,}2$); 4) квазиизотропное армирование ($\psi_1^{(0)} = 0$, $\psi_2^{(0)} = -\psi_3^{(0)} = \pi/3$, $\omega_1^{(0)} = \omega_2^{(0)} = \omega_3^{(0)} = 0{,}4/3$). В каждой точке таких пластин суммарная плотность армирования $\sum_k \omega_k^{(0)} = 0{,}4$ и общий расход арматуры при фиксированной геометрии одинаков.

Для сравнения исследуем динамку трехслойных ($M = 1$) пластин тех же размеров, изготовленных из тех же фазовых материалов, с тем же расходом арматуры, при аналогичных структурах армирования внешних несущих слоев. Внутренний слой является изотропным и изготовлен из сплава АДН; внешние слои изготовлены также из сплава АДН и однородно армированы тремя семействами волокон бора с суммарной плотностью $\sum_k \omega_k^{(m)} = 0{,}7$ ($m = 1, 2$), что, как правило, на практике соответствует максимально допустимой плотности армирования. Чтобы общий расход волокон в трехслойных пластинах был такой же, как в регулярно армированных по толщи-

не конструкциях, рассмотренных выше, толщину внутреннего слоя в трехслойных пластинах нужно задать так: $2H_0 = 2(0,7-0,4)\times \quad \times H/0,7 = 6H/7$ (где толщина $2H$ определена в (4)), а плотности армирования соответствующих семейств волокон в несущих слоях нужно увеличить в 7/4 раза.

Таблица 2

Предельные динамические характеристики (КПа) шарнирно опертых пластин постоянной толщины ($\eta = 1$)

Номер структуры армирования	Однослойные пластины			Трехслойные пластины		
	p_s,	p_{ss},	p_y,	p_s,	p_{ss},	p_y,
0	70,1	99,5	273,4	70,1	99,5	273,4
1	168,5	219,4	872,3	235,4	306,7	1380,1
2	110,8	146,8	689,8	143,1	186,5	1063,3
3	72,5	97,2	520,0	74,2	97,9	734,9
4	88,1	117,8	401,2	100,8	132,7	557,8

Таблица 3

Предельные динамические характеристики (КПа) жестко защемленных пластин постоянной толщины ($\eta = 1$)

Номер структуры армирования	Однослойные пластины			Трехслойные пластины		
	p_s,	p_{ss},	p_y,	p_s,	p_{ss},	p_y,
0	111,8	152,3	434,7	111,8	152,3	434,7
1	272,4	357,9	1371,0	381,4	504,8	2157,5
2	174,8	235,6	1114,0	235,1	308,3	1671,7
3	117,3	155,5	851,0	122,1	160,3	1198,0
4	141,1	187,8	633,6	160,3	214,5	883,6

Таблица 4

Предельные динамические характеристики (КПа) шарнирно опертых пластин переменной толщины ($\eta = 0,5$)

Номер структуры армирования	Однослойные пластины			Трехслойные пластины		
	p_s,	p_{ss},	p_y,	p_s,	p_{ss},	p_y,
0	103,8	173,0	407,2	103,8	173,0	407,2
1	243,9	326,0	1270,0	361,4	471,1	2113,9
2	163,3	219,8	1025,0	207,0	275,8	1557,9
3	107,6	147,7	757,7	110,9	147,5	1117,5
4	130,2	178,1	604,6	148,5	197,9	820,0

В табл. 2, 3 приведены рассчитанные значения p_s, p_{ss}, p_y для шарнирно опертых и защемленных пластин постоянной толщины ($H = H_*$) соответственно, а в табл. 4 — для шарнирно опертых пластин переменной толщины (4) при значении параметра $\eta = 0,5$ (на кромках толщина такой пластины вдвое меньше, чем в случае $H = \text{const}$, а в центре — в $(1+\pi/2)/2 \approx 1,29$ раза больше). Структура с номером «0» соответствует изотропной пластине из сплава АДН.

Значения p_s, приведенные в табл. 2—4, характеризуются возникновением пластических деформаций в связующем на лицевых поверхностях ($z = \pm H/2$) в центральном сечении пластины $x = l/2$ (табл. 2), на кромках $x = 0, l$ (табл. 3) и в промежуточных (табл. 4) сечениях $x = x_*$, $x = l - x_*$, $0 < x_* \le l/2$; при этом волокна бора имеют значительный (80 % и более) запас прочности. Значениям же p_{ss} соответствует появление вторичных пластических деформаций на лицевых поверхностях в связующем в указанных сечениях, а p_y характеризуются началом разрушения связующего в изотропных пластинах или упругохрупких борных волокон в армированных пластинах (в среднем сечении для шарнирно опертых пластин и на кромках — для защемленных).

Сравнение значений p_s, p_{ss}, p_y, соответствующих изотропным и армированным пластинам, показывает, что за счет армирования конструкции ее несущую способность при динамическом изгибе можно увеличить на десятки процентов и даже в разы. Сопоставление тех же значений для армированных пластин со структурами № 1—3 позволяет проследить за изменением несущей способности конструкции при изменении углов перекрестного армирования от $\psi_2 = -\psi_3 = 0$ (структура № 1) до $\psi_2 = -\psi_3 = \pi/4$ (структура № 3), откуда следует: варьирование структуры (направления) армирования приводит к существенному (в разы) изменению несущей способности пластины как при упругом, так и упругопластическом изгибах. Поэтому имеет смысл ставить задачи рационального и оптимального армирования тонкостенных конструкций по критериям предельного динамического состояния. Так, из всех рассматриваемых структур наилучшим является армирование в поперечном направлении (вдоль направления x — структура № 1). Из табл. 2—4 вытекает, что квазиизотропное армирование (структура № 4), часто встречающееся на практике, далеко не всегда обеспечивает высокую несущую способность конструкции при динамическом изгибе, а по критерию p_y является худшей из всех рассматриваемых структур армирования.

Сравнение значений p_s и p_{ss} показывает, что за счет приспособляемости материала связующего несущую способность изотропной пластины постоянной толщины при шарнирном опирании можно увеличить на 41,9 %, при защемлении — на 36,2 %, а изотропной пластины переменной толщины — на 66,7 %. Несущую же способность армированных пластин путем предварительного нагружения до значений p_{ss} можно увеличить на 30—37 % (без появления пластичности при повторных нагружениях с интенсивностью $0 < p_0 \le p_{ss}$).

Из сопоставления в каждой табл. 2—4 значений p_s, p_{ss}, p_y для регулярно армированных по толщине и трехслойных пластин следует: за счет разнесения несущих армированных слоев при том же расходе фазовых материалов несущую способность конструкции при динамическом изгибе можно увеличить от нескольких до 40—66 процентов.

Сравнение данных, приведенных в табл. 2, 3, показывает, что при тех же структурах армирования и одинаковой толщине конструкций несущая способность защемленных пластин на 53—65 % больше, чем у шарнирно опертых. Это объясняется большей жесткостью защемленных пластин и развитием в них трех пластических зон — в окрестности защемленных кромок и в окрестности центрального сечения $x = l/2$; в шарнирно опертых пластинах постоянной толщины развивается лишь одна пластическая зона в окрестности центрального сечения, что приводит к значительному снижению жесткости связующего в этом сечении и более глубокому проникновению пластических деформаций по толщине пластины.

Сопоставление данных из табл. 2, 4 позволяет заключить: при одинаковых структурах армирования, расходах фазовых материалов и типах закрепления пластин за счет рационального профилирования (подбора толщины) несущую способность тонкостенной конструкции при динамическом изгибе можно увеличить на 45—75 %. Поэтому целесообразно осуществлять рациональное и оптимальное проектирование таких конструкций, отыскивая не только эффективные структуры армирования несущих слоев, но и эффективное распределение слоев в пластине и их толщин.

Отметим, что результаты расчетов, приведенные в табл. 2—4, получены в предположении о несжимаемости материала связующего (т.е. в упругих зонах коэффициент Пуассона связующего принимался равным 0,5, а не 0,325, как указано в табл. 1). Отказ от учета сжимаемости связующего в упругих зонах приводит к завышению значений p_s, p_y для изотропных пластин не более чем на 3 %, а для армированных пластин — к занижению p_s на 9—11 % и завышению p_y всего на 1 %, однако оказывает существенное влияние на определение величин p_{ss}. Как показано в [9], учет сжимаемости в пластической зоне связующего приводит к значительным техническим трудностям (в частности, не позволяет записать коэффициенты A_{1111}, B_{11} в уравнении движения (1) в явной форме), но при статическом упругопластическом изгибе практически не влияет на результаты расчетов армированных пластин. При учете же сжимаемости в упругой зоне и неучете ее в пластической зоне при переходе через границу от упругой зоны к пластической интенсивность деформаций при цилиндрическом изгибе испытывает скачок на 35 % в сторону увеличения [9]. Этот скачок приводит к искажению информации о накопленных пластических деформациях в связующем и, как следствие этого, о моменте появления вторичной (знакопеременной) пластичности: расчеты показали, что в этом случае для изотропных и армированных пластин всегда $p_{ss} = p_s$, т.е. не наблюдается эффект приспособляемости конструкции. Отказ от учета сжимаемости материала связующего как в пластических, так и упругих зонах приводит к непрерывному распределению интенсивности деформаций в конструкции, что позволило отследить эффект приспособляемости пластин при динамическом нагружении ($p_{ss}/p_s = 1{,}3 — 1{,}7$). Значения p_{ss}, приведенные в табл. 2—4 для армированных пластин, по-видимому, занижены на несколько процентов (как и p_s) по сравнению со случаем учета сжимаемости связующего в упругих и пластических зонах.

Выше в качестве характерного периода T было выбрано время, за которое внешняя нагрузка (5) уменьшается по сравнению с начальным значением p_0 в 1000 раз. Если в качестве T выбрать время 100-кратного уменьшения нагрузки, то из (5) получим $T = 0{,}384$ с. Расчеты, выполненные при таком T, приводят к завышению на 3—5 % значений p_{ss} по сравнению с указанными в табл. 2—4. (На значения p_s, p_y выбор времени T не оказывает влияния, необходимо лишь, чтобы время T было больше времени начала полной первичной разгрузки и времени достижения центральным сечением максимального прогиба соответственно.) Если в качестве T выбрать время 20-кратного уменьшения нагрузки ($T = 0{,}250$ с), то рассчитанные значения p_{ss} будут на десятки процентов превосходить те, что указаны в табл. 2—4. Следовательно, при нагрузках взрывного типа (5) в качестве T вполне достаточно выбрать время 1000-кратного уменьшения внешней нагрузки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 02-01-00115).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кошур В.Д., Немировский Ю.В. Континуальные и дискретные модели динамического деформирования элементов конструкций. Новосибирск: Наука, 1990. 200 с.
2. Ильюшин А.А. Пластичность. Основы общей математической теории. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 272 с.
3. Немировский Ю.В., Янковский А.П. Численное интегрирование задачи динамического упругопластического изгиба прямоугольных армированных пластин // Численные методы решения задач теории упругости и пластичности. Новосибирск: Нонпарель, 2003. С. 122–129.
4. Немировский Ю.В., Резников Б.С. Прочность элементов конструкций из композитных материалов. – Новосибирск: Наука, 1986. – 168 с.
5. Немировский Ю.В., Янковский А.П. Рациональное проектирование армированных конструкций. Новосибирск: Наука, 2002. 488 с.
6. Немировский Ю.В., Янковский А.П. Упругопластический поперечный изгиб слоистых армированных пластин // Механика композиционных материалов и конструкций. 2004. Т. 10 (в печати).
7. Москвитин В.В. Циклические нагружения элементов конструкций. М.: Наука, 1981. 344 с.
8. Композиционные материалы: Справочник. Киев: Наук. думка, 1985. 592 с.
9. Янковский А.П. Влияние учета сжимаемости материала на упругопластический изгиб пластин //Труды НГАСУ. 2003. Т. 6, № 6. С. 81–97.

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА КОНСТРУКЦИИ КА С ВЫСОКОНЕЛИНЕЙНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Орлов А.С., Шатров А.К.

НПО прикладной механики имени академика М.Ф. Решетнева
662972, г. Железногорск, Красноярский край ул. Ленина, 52,
Тел (39197) 2-80-08, факс (39197) 5-61-46
E-mail: npopm@npopm.ru, http://www.npopm.ru

Для снятия вибрационных и ударных воздействий на оборудование космических аппаратов (КА) наибольшее применение нашли амортизаторы из металлорезины (АМР) [1]. АМР – это высоконелинейные устройства с большими коэффициентами демпфирования, существенно различающимися по частотным диапазонам и зависящие от плотности АМР, скорости их нагружения, длительности внешнего воздействия [2]. Для оценки поведения конструкции КА с АМР при ударных воздействиях используется программная система конечно - элементного моделирования (КЭМ) DYTRAN [3]. В пакете DYTRAN предусмотрены различные модели демпфирования. При проведении расчетов использовались три типа демпфирования. Демпфирование конструкции КА принималось: в зоне установки пиротехнических устройств в виде комбинированной псевдовязкости, представляющей собой сумму квадратичной (псевдовязкость Неймана–Рихтмайера) и линейной псевдовязкостей, для АМР в виде гистерезисного демпфирования пружин, и для остальной конструкции в виде коэффициента VDAMP, связанного с коэффициентом критического демпфирования.

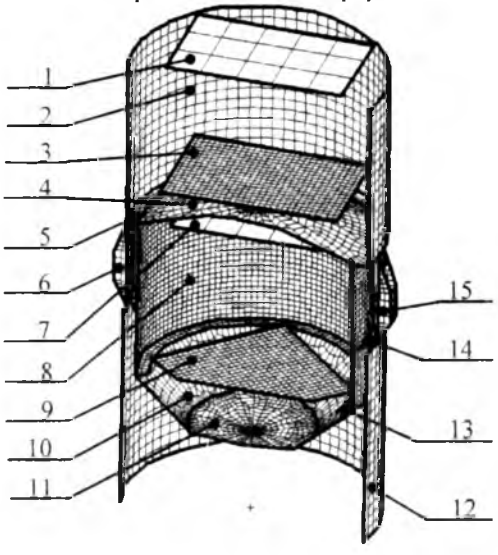


Рис. 1. Силовая схема КА в разрезе.

Проведение расчетов рассмотрим на примере КА «Гонец». Силовая конструкция КА (рис. 1) представляет собой составную оболочечно-стержневую систему с оборудованием, установленным на верхних днище и каркасе (моноблоки 1, 3). В ее состав входит набор из двух сферических 4, 11, цилиндрической 8 и конической 10 оболочек – гермоконтейнер (ГК), подкрепленных кольцевыми шпангоутами 5, 13, 14, и двух цилиндрических каркасов 2, 12 с установленными на них солнечными элементами, которые крепятся к верхнему и среднему шпангоутам цилиндрической оболочки 8. Внутри ГК к верхнему шпангоуту цилиндрической обечайки по четырем точкам крепится плата 7 с приборами, а на среднем шпангоуте также по четырем точкам через АМР устанавливается приборный блок 9. АМР выполнен в виде цилиндра из тонкой прессованной стальной проволоки. Диаметр АМР 45.5мм, высота 51 мм, плотность 2,7 г/см^3.

К системе отделения блока КА крепится с помощью двух пиротехнических устройств (замков) 6, 15.

Разработка КЭМ и обработка результатов вычислений выполнялась с помощью пре/пост процессора PATRAN [4].

КЭМ КА имеет следующие характеристики:

- Количество узлов в модели 10550.
- Количество элементов в модели 10320.
- Типы элементов: CQUAD4, CBEAM, CHEXA.
- Коэффициент демпфирования по КА принят VDAMP = 0,00001.
- Квадратичная псевдовязкость BULKQ=4 и линейная псевдовязкость BULKL=1.
- Вид петли гистерезиса для АМР (пружины типа CSPR1 по каждому из 3х взаимно перпендикулярных направлений) показан на рис. 2.

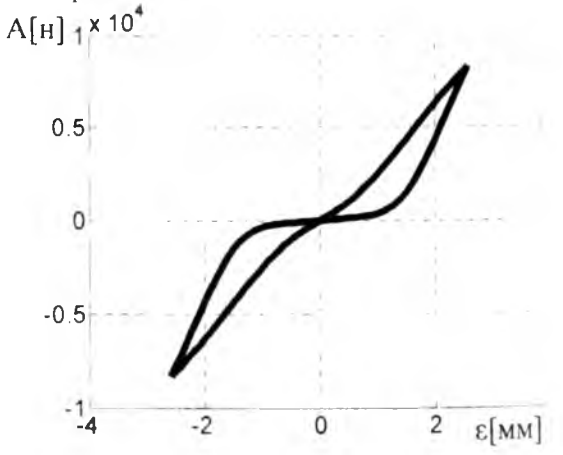


Рис. 2. Характеристика АМР

Конструкционные стыки моделировались в виде жестких соединений. Построение КЭ модели проводилось сначала в автоматическом режиме. Затем выполнялось уточнение модели (в точках стыковки различных элементов на больших однородных поверхностях и т.д.). В процессе

построения модели контролировалась масса, а также положение центра масс КА и узлов.

Ударное воздействие от замков (рис. 3) было определено по методике [5]. Расчеты на ударные воздействия КА «Гонец» проводились как при одновременном срабатывании обоих замков, так и в соответствии с реальной циклограммой их работы (при одновременной подаче напряжения на пиропатроны подрыв одного из замков произошел с задержкой ~0,4 мс).

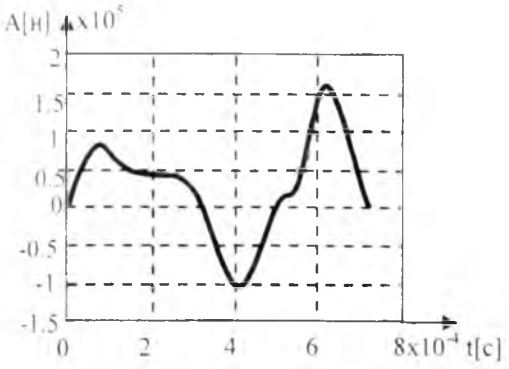


Рис. 3. Функция нагружения пирозамка

Предварительно модель АМР была верифицирована по результатам испытаний на ударном стенде [2,6]. Ширина петли гистерезиса при ударных воздействиях не превышает 5–7% от статической петли гистерезиса АМР.

Для верификации модели КА по результатам измерений при срабатывании пироустройств использовались точки контроля: в месте установки замка, на приборной плате одна точка (из трех) и точка на среднем шпангоуте (до АМР). Точки на приборной плате (две) и на приборном блоке (после АМР) использовались как контрольные.

В точке приложения ударного воздействия совпадение расчетных и экспериментальных значений достигалось за счет более точного геометрического и физического моделирования стыковочного узла, а в других точках за счет подбора коэффициентов демпфирования VDAMP.

Результаты расчетов (приведены для реальной циклограммы подрыва замков) и максимальные значения по двум экспериментам для точек контроля на приборной плате и приборном блоке показаны на рис.4,5.

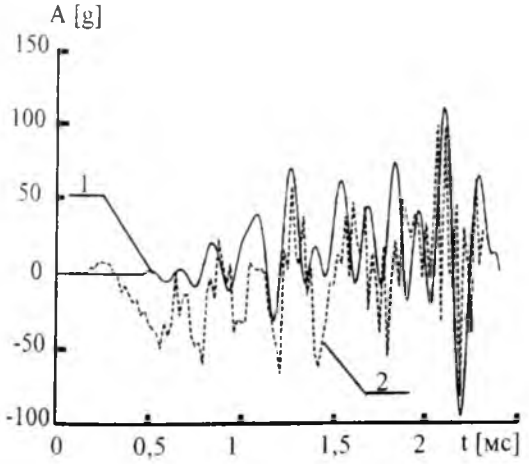


Рис. 4. Ускорения на приборной плате:
1 – расчет; 2 – эксперимент

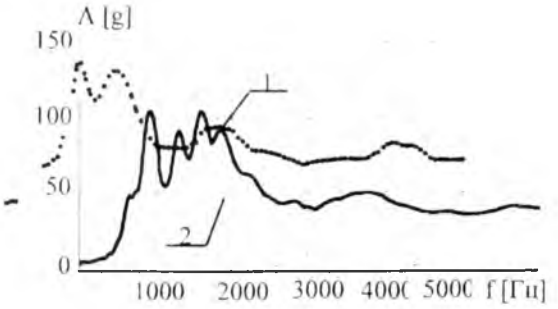


Рис. 5. УСУ на приборном блоке:
1 – расчет; 2 – эксперимент

Ударные спектры ускорений (УСУ) вычислялись при добротности Q=10.

Расчет уровней ударного нагружения КА при одновременном срабатывании замков приводит к незначительному ~10–12% увеличению амплитуды ускорений в точках контроля.

Средства измерений и обработки обеспечивали регистрацию ускорений в диапазоне частот до 8 кГц с суммарной погрешностью не более 22%.

ВЫВОДЫ

1. Разработана и верифицирована модель КА с АМР, позволяющая давать корректную оценку уровней ударных воздействий в частотном диапазоне до 6 кГц.
2. Отличия расчетных и экспериментальных значений уровней ударных воздействий для верифицированной модели КА не превышают погрешностей эксперимента, как по амплитуде ускорений (рис. 4), так и в частотной области (рис. 5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шаймарданов Л.Г. Статистическая механика деформирования волокнистых нетканых пористых тел. Красноярск: Изд. - КГУ, 1989. С. 152.
2. Орлов А.С. Построение моделей амортизаторов при статическом, вибрационном и ударном нагружении // Сборник научных трудов. Новосибирск: Изд.- НГТУ, 2003.-Вып. 4(34). -С. 25-30.
3. MSC.Dytran/Help/Contents/MSC.Dytran/Introduction\Overview.
4. MSC.PATRAN Reference Manual.
5. Орлов А.С., Шатров А.К. Методика определения параметров ударного воздействия пиросредств // Вестник СибГАУ. Вып. 4; Красноярск 2003. С. 213-218.
6. Орлов А.С., Орлов С.А. Способ испытаний на ударные воздействия и устройство для его реализации. Решение о выдаче патента на изобретение №2002118803/28(019827) от 29.07.2004.

УСТОЙЧИВОСТЬ СТРУКТУРНО-НЕСТАБИЛЬНОГО СТЕРЖНЯ ПРИ ПОЛЗУЧЕСТИ

Русов Б.П., Игнатович Д.В.

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин)
630008, г. Новосибирск, ул. Ленинградская, 113,
тел. (3832) 664212, факс (3832) 662527
E-mail: ntio-ngasu@yandex.ru

Понятие устойчивости при ползучести в значительной степени условно и зависит от свойств материала, из которого изготовлен стержень, от определяющего уравнения, описывающего ползучесть материала, и принятого критерия потери устойчивости [1]. Наиболее четкий критерий устойчивости при ползучести получен, когда стержень (конструкция) изготовлен из материала с ограниченной ползучестью. В этом случае оказывается возможным рассматривать устойчивость стержня на бесконечном интервале времени. При неограниченной ползучести сформулированы несколько критериев устойчивости стержней (и других элементов конструкций). Эти критерии можно подразделить на три основных класса: 1) потеря устойчивости прямолинейного (идеального) стержня; 2) критерий начальных несовершенств (начальная погибь, эксцентриситет); 3) динамический критерий [1].

Опыты показывают, что скорость ползучести металлов и сплавов сложным образом зависит от напряжения (и температуры) [1–4]. Например, для описания установившейся ползучести (II стадия) широко используются зависимости Бейли и Людвика, соответственно [1–4]:

$$\xi = B\sigma^n; \quad \xi = Be^{a\sigma} \quad (\xi = d\varepsilon_{уст}/dt).$$

Указанные зависимости описывают ползучесть металлов только в узком диапазоне изменения напряжений. При этом в одной области справедлива формула Бейли, а в другой – Людвика. В логарифмических координатах зависимость установившейся скорости ползучести от напряжения ($\ln \xi \sim \ln \sigma$) имеет точку «перелома» (состоит из двух отрезков) [2]. В некоторых случаях зависимость $\ln \xi \sim \ln \sigma$ имеет вид выпуклой кривой [2]. Поэтому Надаи «объединяет» формулы Бейли и Людвика, приняв закон ползучести в виде [1]

$$\xi = B \operatorname{sh}(a\sigma).$$

Формула Надаи позволяет описать ползучесть в более широком диапазоне изменения напряжений, но далеко не для всех материалов. Поэтому было сделано обобщение формулы Надаи в виде [1,3]

$$\xi = B [\operatorname{sh}(a\sigma)]^n.$$

Отмеченные выше формулы описывают ползучесть «структурно-стабильных» металлов. Структурные превращения сильно усложняют процесс ползучести. На кривой $\xi = f(\sigma)$ появляется точка перегиба [4]. Для некоторых материалов в определенном диапазоне температур производная по напряжению от функции $\xi = f(\sigma)$ имеет максимум, т.е. с ростом напряжения интенсивность ползучести в связи со структурными превращениями снижается. В этом случае указанные выше формулы оказываются не применимы.

Предлагается для описания ползучести структурно-нестабильных материалов зависимость установившейся скорости ползучести от напряжения описывать полиномом [5]

$$\xi = \sum_{k=1}^{n} a_k \sigma^k,$$

где коэффициенты a_k зависят от температуры.

Отметим, что на основе теоремы Вейерштрасса предложенным полиномом можно описать любую достаточно гладкую кривую. В частности, и все отмеченные выше зависимости.

Исследована устойчивость шарнирно опертого стержня прямоугольного поперечного сечения. Используется критерий начальных несовершенств. Определяющие уравнения приняты в виде предложенного выше полинома. Расчеты проводились методом шагов [6,7] для стального стержня (C – 0,31; Mn – 0,54; Si – 0,11; Ni – 2,05; Cr – 0,83; Mo – 0,45). Температура стержня 450 °C. Коэффициенты полинома были определены по стандартной программе вычислительного комплекса MathCAD. Расчеты показали:

$a_1 = -1{,}683 \cdot 10^{-8}$; $a_2 = 1{,}941 \cdot 10^{-9}$; $a_3 = -1{,}378 \cdot 10^{-11}$; $a_4 = 2{,}764 \cdot 10^{-14}$.

Модуль упругости $E = 1{,}85 \cdot 10^5$ МПа (учитывались упругие деформации). Длина стержня 35 см, поперечное сечение 2 см × 0,8 см. Нагрузка 7 кН.

При расчете стержень по длине разбивался на шесть частей, а по высоте сечения на восемь. Начальная погибь (до нагружения) принята в виде

$$\upsilon_0 = 0{,}01 \sin(\pi x/l).$$

На каждом шаге решалось уравнение для приращения прогиба

$$\frac{d^2 \Delta\upsilon}{dx^2} + \frac{F}{EJ} = -\frac{F}{EJ}\left(-\frac{E}{F}\int_A \varepsilon_{уст}\, y\, dA\right).$$

Приращение прогиба $\Delta\upsilon$ и выражение в скобках раскладывались в тригонометрические ряды. Значение интегралов в каждом сечении определялось по формуле Симпсона. Коэффициенты ряда (полинома) Фурье определялись по формуле Бесселя на удвоенной длине стержня (по 12 участкам).

Для рассматриваемого случая (способ закрепления стержня и форма начального прогиба) выражение в скобках дифференциального уравнения для приращения прогиба раскладывалось в ряд по синусам

$$-\frac{E}{F}\int_A \varepsilon_{уст}\, y\, dA = \sum_{i=1}^{n} a_i \sin\frac{i\pi x}{l}.$$

Величина, стоящая слева этого равенства, имеет размерность длины. Обозначим ее через $y_к$ (к = 0, 1, ... 11). Тогда коэффициенты a_i определятся по формуле

$$a_i = \frac{1}{6} \sum_{к=0}^{11} y_к \sin \frac{i\pi к}{6}.$$

Решение дифференциального уравнения для приращения прогибов тоже будем искать в виде ряда по синусам

$$\Delta\upsilon(x) = \sum_{i=0}^{n} b_i \sin \frac{i\pi x}{l}.$$

Тогда

$$\frac{d^2\Delta\upsilon}{dx^2} = -\sum_{i=0}^{n} b_i \frac{i^2\pi^2}{l^2} \sin \frac{i\pi x}{l}.$$

Так как коэффициенты a_i уже найдены, то из дифференциального уравнения находим коэффициенты b_i.

Был проведен анализ влияния величины временного шага и частоты разбиения стержня по длине и высоте. При оценке влияния временного шага Δt выяснилось, что при Δt = 1 ч результаты расчетов практически совпадают для прогибов, значительно превышающих толщину стержня. Если за критическое время принять момент, когда прогиб достигает величины, равной толщине стержня (один из возможных критериев), то вычисления можно проводить с шагом Δt = 5 ч.

Расчеты показали, что частота разбиения стержня по высоте от 6 участков до 14 мало влияет на точность результатов (на величину критического времени). Разбиения стержня по длине на 6 и 8 участков дали практически одинаковую кривую прогиб — время.

Расчеты проводились по следующей схеме. Сначала решалась упругая задача. В точках разбиения по оси стержня определялись прогибы $\Delta\upsilon_0$. После этого в точках пересечения сетки (разбиение вдоль стержня и по высоте) вычислялись напряжения. Найденные напряжения подставлялись в указанный выше полином. Полученное (конкретное) дифференциальное уравнение интегрировалось на промежутке Δt_1. Таким образом, определялись деформации ползучести в намеченных точках, накопленные за промежуток времени Δt_1. Найденные величины в каждом поперечном сечении подставлялись под знак интеграла, фигурирующего в уравнении для приращения прогибов. Интеграл в каждом сечении подсчитывался численно (по формуле Симпсона). Правая часть дифференциального уравнения для $\Delta\upsilon$ аппроксимировалась полиномом Фурье. После интегрирования дифференциального уравнения определялось приращение $\Delta\upsilon_1$. Стрелка прогиба в каждом сечении равна

$$\Delta\upsilon(\Delta t_1) = \upsilon_0 + \Delta\upsilon_0 + \Delta\upsilon_1.$$

Аналогичным образом определялись $\Delta\upsilon(\Delta t_2)$, $\Delta\upsilon(\Delta t_3)$ и т.д. Полный прогиб на шаге $\Delta t_к$ равен

$$\Delta\upsilon(t_{к-1} + \Delta t_к) = \upsilon_0 + \Delta\upsilon_0 + \Delta\upsilon_1 + \Delta\upsilon_2 + \ldots + \Delta\upsilon_к.$$

Обработка опытных данных показала, что при малых напряжениях для данной стали справедлива степенная зависимость

$$\xi = 3{,}807\ 10^{-11}\ \sigma^{2{,}752}.$$

Был проведен расчет методом шагов при степенной зависимости и сделано сравнение с расчетом с использованием полиномиальной аппроксимации. Расчеты показали, что критическое время при учете структурных превращений (полиномиальная аппроксимация) значительно больше критического времени, полученного без учета структурных превращений (степенная аппроксимация). Это очень важно, т.к. в аварийных ситуациях дает возможность для эвакуации людей.

Исследовано перераспределение напряжений во времени при полиномиальной и степенной аппроксимации кривой ползучести. Построены эпюры напряжений (за положительные напряжения приняты сжимающие напряжения). С течением времени в стержне появляются растягивающие напряжения. При этом при степенной аппроксимации (начального участка зависимости $\xi = f(\sigma)$) эпюры с течением времени приобретают криволинейный характер с выпуклостью в одну сторону. Для полиномиальной аппроксимации эпюры имеют более сложный характер. Обнаруживаются точки перегиба.

Отметим, что исследование ползучести металлов и сплавов необходимо проводить как можно в более широком диапазоне изменения напряжений и при большом количестве конкретных нагрузок, т.к. интенсивность превращений в некоторых случаях происходит в достаточно узком интервале изменения напряжений [8]. Структурные превращения могут приводить как к замедлению процесса ползучести, так и к его повышению. Неучет этих явлений может привести к совершенно неверному выводу о работе стержня при продольном сжатии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Работнов Ю.Н. Ползучесть элементов конструкций. М.: Наука, 1966. 752 с.
2. Качанов Л.М. Теория ползучести. М.: Изд-во физ.-мат. литературы, 1960. 466 с.
3. Розенберг В.М. Основы жаропрочности металлических материалов. М.: Металлургия, 1973. 326 с.
4. Лепин Г.Ф. Ползучесть металлов и критерии жаропрочности. М.: Металлургия, 1976. 344 с.
5. Русов Б.П. Полиномиальные аппроксимации в расчетах конструкций на ползучесть // Изв. вузов. Строительство и архитектура. 1982. № 11. С. 48–52.
6. Lin by T.H. Creep Stresses and Deflection of Columns // Journal of Applied Mechanics. 1965. Vol.23, № 2. P. 214–218.
7. Вольмир А.С. Устойчивость деформируемых систем. М.: Наука, 1967. 984 с.
8. Физическое металловедение / Под ред. Р.У. Кана и П. Хаазена. Т. 2. М.: Металлургия, 1987. С. 624.

ДЕФОРМИРОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ ОБОЛОЧЕК В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ НАГРУЖЕНИЯ

Самсонов В.И.

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, г.Новосибирск, ул Институтская, 4/1,
тел. (3832)304273, факс (3832)342268
E-mail: visam@itam.nsc.ru

Направлениям исследований, связанных с проблемами прочности и жесткости, устойчивости и колебаний, разрушением и оптимизацией конструктивных элементов из высокопрочных КМ при статических и динамических воздействиях, посвящено значительное количество публикаций как в отечественных, так и в зарубежных изданиях. В отличие от использования традиционных однородных материалов применение высокопрочных КМ в элементах конструкций обеспечивает более высокую прочность, надежность и т. д., сочетающуюся со снижением массовых характеристик и возможностью целенаправленной оптимизации за счет управления структурой КМ при одновременном создании самого конструктивного элемента. Так, для цилиндрических оболочечных элементов, используемых в машиностроении, построены рациональные проекты из КМ [1], которые дают почти троекратный выигрыш по массе в сравнении с традиционными оболочками при одинаковых статических характеристиках нагружения и предельных нагрузках, причем имеется возможность многоцелевой оптимизации по условиям эксплуатации для различных видов сложного (комбинированного) нагружения, в том числе и динамического.

Расчетная модель нелинейного деформирования слоистых оболочек из композитного материала (КМ-оболочка) в уточненной постановке была предложена в [1]. На ее основе здесь разработаны методы расчета слоистых армированных конструктивных элементов при кратковременных и длительных внешних воздействиях, учитывающие специфику деформирования КМ по слоям, а также воздействие на них агрессивных сред и облучения [2]. Получены конечные соотношения для относительной деформации в зависимости от физико-механических свойств структурных элементов композиции и характеристик светового (радиационного) излучения. Для конкретных модельных композиций проведено сравнение результатов расчетов с имеющимися экспериментальными данными для элементов электронной техники и получено их удовлетворительное соответствие [2].

Используем расчетную модель [1] для исследования процесса выпучивания композитной трехслойной цилиндрической оболочки при апериодических динамических воздействиях — силовых и температурных. Для реализации этой задачи рассматриваем два этапа: на первом этапе решается задача термоупругости, на втором — собственно задача нелинейного закритического деформирования, причем температурные составляющие будут известными величинами, найденными на предыдущем этапе. При решении задачи о динамической термоустойчивости трехслойной композитной оболочки считаем, что неустойчивость наступает в тот момент, когда амплитуда максимального прогиба резко возрастает с ростом безразмерного параметра времени t_* [3].

Так, на рис.1 приведены характерные зависимости безразмерного прогиба $\varsigma(t_*)$ для различных углов косой укладки армирующих элементов в среднем слое и жесткостных параметров из [1]. Видно, что с изменением угла косой укладки χ можно добиться значительного увеличения коэффициента динамичности при фиксированных остальных параметрах жесткости и геометрии.

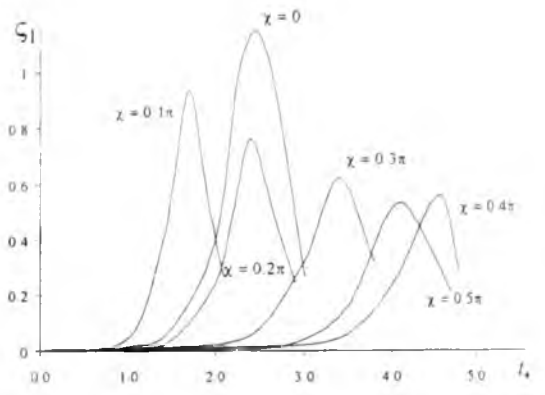


Рис. 1

Использование предложенной методики расчета при динамических режимах нагружениях показывает на ее эффективность и возможность применения для широкого класса машиностроительных конструкций.

Работа выполнена при финансовой поддержке СО РАН (грант № 2004–3.16).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРА

1. Немировский Ю.В., Самсонов В.И. Прочность, жесткость и оптимальное проектирование конструкций при статических и динамических воздействиях. Новосибирск, 1992. 35 с. (Препр./РАН, Сиб. отд-ние, ИТПМ; №17–92).

2. Самсонов В.И., Шульгин А.В. Моделирование и расчет усадки композитного материала при воздействии облучения // Изв. вузов. Строительство. 2003. № 6. С. 16–20.

3. Немировский Ю.В., Самсонов В.И., Шульгин А.В. Динамическая термоустойчивость композитных оболочек слоистой структуры // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 5. С. 164–172.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ И ВЯЗКОУПРУГОСТИ

Светашков А.А.

Томский политехнический университет.
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40,
тел. (3822) 529488, факс (3822) 529347
E-mail: astrodep@niipmm.tsu.ru

1. **Постановка задачи**. Запишем уравнения равновесия плоской задачи теории упругости в перемещениях

$$(d_1^2 + \lambda\Delta)u + d_1 d_2 v = X\lambda / G \equiv \tilde{X},$$
$$(d_2^2 + \lambda\Delta)v + d_1 d_2 u = Y\lambda / G \equiv \tilde{Y}. \qquad (1)$$

Здесь u, v – компоненты вектора $\bar{u}(u, v)$ перемещений; $\Delta = d_1^2 + d_2^2$ – оператор Лапласа, $d_\alpha^\beta \equiv \partial^\beta / \partial x_\alpha^\beta$, $(\alpha, \beta = 1, 2)$, x_α – декартовы координаты; X, Y – компоненты вектора объемных сил; G – модуль сдвига, $\lambda = 1 - 2\nu$, ν – коэффициент Пуассона. Система (1) становится замкнутой при задании граничных условий в напряжениях

$$\lambda / G(\sigma_x l + \tau_{xy} m) = \tilde{X}_n,$$
$$\lambda / G(\sigma_y m + \tau_{xy} l) = \tilde{Y}_n. \qquad (2)$$

Здесь l, m – направляющие косинусы нормали n к граничной поверхности, $l = \cos(n, x_1)$, $m = \cos(n, x_2)$; X_n, Y_n – заданные на границе напряжения, $\tilde{X}_n = X_n\lambda / G$, $\tilde{Y}_n = \tilde{Y}_n\lambda / G$; $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$ – напряжения, связанные с перемещениями по формулам:

$$\sigma_x = G/\lambda\,((1+\lambda)d_1 u + (1-\lambda)d_2 v),$$
$$\sigma_y = G/\lambda\,((1+\lambda)d_2 v + (1-\lambda)d_1 u), \qquad (3)$$
$$\tau_{xy} = G(d_1 v + d_2 u).$$

Ставится следующая задача: пользуясь матричной формой записи (1)–(3), найти преобразования, приводящие указанные системы к диагональному виду.

2. **Преобразование системы уравнений равновесия.** Перепишем систему уравнений (1) в матричном виде

$$A\bar{u} \equiv \begin{pmatrix} d_1^2 + \lambda\Delta, & d_1 d_2 \\ d_1 d_2, & d_2^2 + \lambda\Delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{X} \\ \tilde{Y} \end{pmatrix}.$$

Формально, производные d_α^β $(\alpha, \beta = 1, 2)$ можно считать алгебраическими символами, тогда характеристическое уравнение для матрицы A запишется в виде

$$\begin{vmatrix} d_1^2 + \lambda\Delta - \mu, & d_1 d_2 \\ d_1 d_2, & d_2^2 + \lambda\Delta - \mu \end{vmatrix} = 0.$$

Раскрывая определитель, получим

$$\mu_1 = \lambda\Delta, \quad \mu_2 = (1+\lambda)\Delta. \qquad (4)$$

Заметим, что коэффициенты (1+λ) и λ, входящие в (4), пропорциональны квадратам скоростей распространения продольных и поперечных волн в упругом изотропном теле [2].

Для каждого μ_α существуют собственные векторы $\bar{\varphi}(\varphi_1, \varphi_2)$, $\bar{\psi}(\psi_1, \psi_2)$, удовлетворяющие условиям

$$A\varphi_\alpha = \mu_1\varphi_\alpha, \quad A\psi_\alpha = \mu_2\psi_\alpha, \quad (\alpha = 1, 2). \qquad (5)$$

Подставляя (4) в (5) и учитывая структуру матрицы A, получим:

$$d_\alpha \Phi = 0, \quad d_\alpha F = 0, \quad (\alpha = 1, 2), \qquad (6)$$
$$\Phi \equiv d_1\varphi_1 + d_2\varphi_2, \quad F \equiv d_1\psi_2 - d_2\psi_1.$$

Рассмотрим линейное преобразование компонент вектора перемещений:

$$u = \varphi_1 + \psi_1, \quad v = \varphi_2 + \psi_2. \qquad (7)$$

Введем канонические переменные y_α, связанные с u, v соотношениями

$$y_\alpha = \lambda\varphi_\alpha + (1+\lambda)\psi_\alpha, \quad (\alpha = 1, 2). \qquad (8)$$

Тогда подстановка выражений (6)–(8) в (1) дает канонический вид системы уравнений равновесия

$$A\bar{u} = \begin{pmatrix} \Delta y_1 \\ \Delta y_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{X} \\ \tilde{Y} \end{pmatrix}. \qquad (9)$$

Связь y_α с u, v с учетом (6), (8) запишется

$$(1+\lambda)(d_1 u + d_2 v) = c_1 + d_1 y_1 + d_2 y_2,$$
$$\lambda(d_1 v - d_2 u) = c_2 + d_1 y_2 - d_2 y_1 \qquad (10)$$

Здесь C_α – константы интегрирования (6), которые в дальнейшем можно положить равными нулю. Заметим, что система уравнений (10) с учетом (9) приводится к виду (1) путем поочередного дифференцирования уравнений (10) по координатам x_1, x_2 и последующего сложения и вычитания.

3. **Преобразование граничных условий.** Граничные условия в напряжениях запишем в виде

$$A_1\bar{u} \equiv \begin{pmatrix} l d_1 + \lambda\tilde{\Delta}, & \lambda m d_1 + (1-\lambda) l d_2 \\ \lambda l d_2 + (1-\lambda) m d_1, & m d_2 + \lambda\tilde{\Delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{X}_n \\ \tilde{Y}_n \end{pmatrix}. \qquad (11)$$

Матрицу A_1 представим в виде суммы:

$$A_1 = A_1^1 + A_1^2 \equiv \begin{pmatrix} l d_1 + \lambda\tilde{\Delta}, & l d_2 \\ m d_1, & m d_2 + \lambda\tilde{\Delta} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0, & -\lambda\omega \\ \lambda\omega, & 0 \end{pmatrix}. \qquad (12)$$

Здесь введены обозначения для производных по нормали n и дуге s граничного контура

$$\tilde{\Delta} = \partial / \partial n = l d_1 + m d_2, \quad \omega = \partial / \partial s = l d_2 - m d_1.$$

Матрица A_s^1 имеет собственные значения:

$$\tilde{\mu}_1 = \lambda\tilde{\Delta}\ , \qquad \tilde{\mu}_2 = (1+\lambda)\tilde{\Delta}$$

и собственные векторы $\tilde{\varphi}_\alpha, \tilde{\psi}_\alpha$, удовлетворяющие

$$d_1\tilde{\varphi}_1 + d_2\tilde{\varphi}_2 = 0,$$

$$l\tilde{\psi}_2 - m\tilde{\psi}_1 = 0.$$

Тогда в переменных

$$\tilde{y}_\alpha = \lambda\tilde{\varphi}_\alpha + (1+\lambda)\tilde{\psi}_\alpha, \qquad (\alpha = 1,2).$$

с учетом преобразования

$$u = \tilde{\varphi}_1 + \tilde{\psi}_1, \qquad v = \tilde{\varphi}_2 + \tilde{\psi}_2,$$

произведение $A_s^1\tilde{u}$ примет вид

$$A_s^1\tilde{u} = \begin{pmatrix} \tilde{\Delta}\tilde{y}_1 \\ \tilde{\Delta}\tilde{y}_2 \end{pmatrix}. \qquad (13)$$

Связь $\tilde{y}_\alpha$ и u, v на границе записывается аналогично (10) с заменой во втором уравнении d_1, d_2 на l, m:

$$\begin{aligned} &(1+\lambda)(d_1u + d_2v) = d_1\tilde{y}_1 + d_2\tilde{y}_2, \\ &\lambda(lv - mu) = c + l\tilde{y}_2 - m\tilde{y}_1, \quad c = \text{const}. \end{aligned} \qquad (14)$$

С учетом (12), (13) система уравнений граничных условий приобретает вид:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial\tilde{y}_2}{\partial n} + \lambda\frac{\partial u}{\partial s} = \tilde{Y}_n, \\ &\frac{\partial\tilde{y}_1}{\partial n} - \lambda\frac{\partial v}{\partial s} = \tilde{X}_n. \end{aligned} \qquad (15)$$

Докажем, что $y_\alpha = \tilde{y}_\alpha$. Выделим в упругом теле произвольный объем V^*, ограниченный поверхностью S^*, проинтегрируем (15) по S^* и применим теорему Остроградского – Гаусса. Тогда для первого уравнения системы (15) получим

$$\int_{S^*}\left(\frac{\partial\tilde{y}_1}{\partial n} - \lambda\frac{\partial v}{\partial s}\right)ds = \int_{V^*}\Delta\tilde{y}_1\,dV = \int_{S^*}\tilde{X}_n\,ds.$$

Интегрирование первого из уравнений (9) по объему приводит к соотношению

$$\int_{V^*}\Delta y_1\,dV = \int_{V^*}\tilde{X}dV.$$

Разность двух последних уравнений дает

$$\int_{V^*}\Delta(\tilde{y}_1 - y_1)dV = \int_{S^*}\tilde{X}_n\,ds - \int_{V^*}\tilde{X}dV. \qquad (16)$$

Правая часть (16) равна нулю как проекция на ось x_1 главного вектора внешних сил, следовательно, в силу произвола выбора области интегрирования V^* получаем $y_1 = \tilde{y}_1$. Аналогичным образом интегрирование второго уравнения приводит к равенству $y_2 = \tilde{y}_2$.

Рассмотрим выражения компонент тензора напряжений σ_x, σ_y, τ_{xy}, используя (10):

$$\begin{aligned} &\lambda/G\sigma_x = d_1y_1 + d_2y_2 - 2\lambda d_2v, \\ &\lambda/G\sigma_y = d_1y_1 + d_2y_2 - 2\lambda d_1u, \\ &\lambda/G\tau_{xy} = d_1y_2 - d_2y_1 + 2\lambda d_2u = \\ &= -d_1y_2 + d_2y_1 + 2\lambda d_1v. \end{aligned} \qquad (17)$$

Подставляя (17) в (2) и сравнивая с (15), получим

$$\frac{\partial}{\partial s}(y_1 - \lambda u) = \frac{\partial}{\partial s}(y_2 - \lambda v) = 0. \qquad (18)$$

Тогда систему уравнений (15) можно переписать

$$\begin{aligned} &\frac{\partial y_2}{\partial n} + \frac{\partial y_1}{\partial s} = \tilde{Y}_n, \\ &\frac{\partial y_1}{\partial n} - \frac{\partial y_2}{\partial s} = \tilde{X}_n. \end{aligned} \qquad (19)$$

Для решения системы уравнений (19) относительно y_α воспользуемся равенством [3]:

$$\frac{\partial^2}{\partial n^2} + \frac{\partial^2}{\partial s^2} = \Delta.$$

Предположим, что массовые силы отсутствуют, тогда из (9) следует

$$\Delta y_\alpha = 0, \qquad (\alpha = 1,\ 2).$$

Дифференцируя уравнения системы (19) поочередно по n, s, складывая и вычитая, найдем

$$\begin{aligned} &\frac{\partial\tilde{X}_n}{\partial n} + \frac{\partial\tilde{Y}_n}{\partial s} = 0, \\ &\frac{\partial\tilde{Y}_n}{\partial n} - \frac{\partial\tilde{X}_n}{\partial s} = 0. \end{aligned} \qquad (20)$$

Умножим первое уравнение (20) на l, второе – на m и сложим, тогда получим условие равенства нулю главного вектора внешних сил:

$$d_1\tilde{X}_n + d_2\tilde{Y}_n = 0.$$

Интегрируя систему (19) по s и учитывая формулу Грина, получим:

$$\begin{aligned} &\int_S\frac{\partial y_1}{\partial s}ds = \int_S\tilde{Y}_n\,ds, \\ &\int_S\frac{\partial y_2}{\partial s}ds = -\int_S\tilde{X}_n\,ds. \end{aligned} \qquad (21)$$

4. Следствия для задач вязкоупругости. Согласно операторному методу [4], переход от упругого к вязкоупругому решению осуществляется заменой упругих констант соответствующими операторами наследственности. В отсутствие объемных сил зависимость канонических переменных y_α от упругих констант $\lambda(1-2\nu)$ и G содержится только в правых частях уравнений граничных условий (21). Следовательно, зависимость y_α от времени найдется в виде квадратур, которые могут быть получены расшифровкой воздействия оператора $G^*/(1-2\nu^*)$ на заданные функции граничных напряжений. Пусть объемная релаксация отсутствует, $K^* = k_0 = \text{const}$. Тогда

$$G^*/(1-2\nu^*) = k_0 + G^*/3.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розин Л. А. Задачи теории упругости и численные методы их решения. СПб.: Изд-во СПбГТУ, 1998 - 532 с.

2. Ляв А. Математическая теория упругости. М.,Л.: ОНТИ НКТП СССР, 1935. 674 с.

3. Годунов С.К. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1979. 392 с.

4. Ильюшин А А., Победря Б.Е. Математическая теория термовязкоупругости. М.: Наука, 1970. 297 с.

ОЦЕНКИ ПОГРЕШНОСТИ ПРИБЛИЖЕННЫХ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧ ВЯЗКОУПРУГОСТИ

Светашков А.А.
Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40
E-mail: astrodep@niipmm.tsu.ru

Рассмотрим вариационную формулировку задачи вязкоупругости, согласно которой обобщенное уравнение

$$\int_{\Omega}\sigma_{ij}(\bar{u})\delta\varepsilon_{ij}\,d\Omega=\int_{\Omega}\rho F_i\delta u_i\,d\Omega-\int_{\Sigma_1}S_i^0\delta u_i\,d\Sigma=0 \quad (1)$$

дает решение краевой задачи при заданных на Σ_1 граничных условиях в перемещениях. Здесь $\Omega=V\times[0,T]$, где V – объем, занимаемый телом; T – интервал времени, на котором рассматривается решение; $\Sigma_\alpha=S_\alpha\times[0,T]$, $\alpha=1,2$; S_α – части граничной поверхности, на которых заданы, соответственно, напряжения S_i^0 и перемещения u_i^0; ρ – плотность материала; F_i – компоненты вектора объемных сил. Напряжения σ_{ij} связаны с деформациями ε_{ij} по закону

$$\sigma_{ij}(t)=A^*\theta\delta_{ij}+2G^*\varepsilon_{ij} \quad (2)$$

A^*, G^* – упругонаследственные операторы; $\theta=\varepsilon_{ij}\delta_{ij}$; δ_{ij} – символ Кронеккера.

Рассмотрим приближенный метод решения (1), для чего запишем итерационное уравнение

$$\int_{\Omega}\sigma_{ij}^0(\bar{u}^{n+1})\delta\dot{\varepsilon}_{ij}\,d\Omega=\int_{\Omega}[\sigma_{ij}^0(\bar{u}^n)-\beta\sigma_{ij}(\bar{u}^n)]\delta\dot{\varepsilon}_{ij}\,d\Omega+$$
$$+\beta\left[\int_{\Omega}\rho F_i\delta u_i\,d\Omega+\int_{\Sigma_1}S_i^0\delta u_i\,d\Sigma\right], \quad (3)$$
$n=0,1,\ldots;\quad (i,j=1,2,3),\quad \beta=\text{const}>0.$

Итерационный процесс (3) является сходящимся, последовательность приближений, получаемых по (3), оценивается как

$$\left\|\bar{u}^{n+1}-\bar{u}^*\right\|\le q^n\left\|\bar{u}^0-\bar{u}^*\right\|,\ q=\frac{M-m}{M+m}, \quad (4)$$

где $\bar{u}^*$ – точное решение (1), а m, M входят в неравенства

$$m\|\bar{u}\|_0^2\le\|\bar{u}\|^2\le M\|\bar{u}\|_0^2,\quad M\ge m>0. \quad (5)$$

Здесь нормы, входящие в (5), образованы следующими скалярными произведениями:

$$(\bar{u},\bar{v})_0=\frac{1}{2}\int_{\Omega}[\sigma_{ij}^0(\bar{u})\dot{\varepsilon}_{ij}(\bar{v})+\sigma_{ij}^0(\bar{v})\dot{\varepsilon}_{ij}(\bar{u})]\,d\Omega,$$
$$(\bar{u},\bar{v})=\frac{1}{2}\int_{\Omega}[\sigma_{ij}(\bar{u})\dot{\varepsilon}_{ij}(\bar{v})+\sigma_{ij}(\bar{v})\dot{\varepsilon}_{ij}(\bar{u})]\,d\Omega, \quad (6)$$
$$\|\bar{u}\|_0^2=(\bar{u},\bar{u})_0,\quad \|\bar{u}\|^2=(\bar{u},\bar{u}),\quad (i,j=1,2,3).$$

Для реализации итерационной процедуры (3) выбирается упрощенный физический закон связи напряжений с деформациями, дающий достаточно хорошее приближение уже на первой итерации при $u^0=0$. Рассмотрим упругие определяющие уравнения, для которых модули (названные оптимальными эффективными по времени модулями) имеют вид [1]:

$$\sigma_{ij}^0(t)=\lambda(t)\theta\,\delta_{ij}+2g(t)\varepsilon_{ij},$$
$$g(t)=G^*e/e(t),\ e^2(t)\,g(t)=1, \quad (7)$$
$$k(t)=K^*\varepsilon/\varepsilon(t),\ \varepsilon^2(t)\,k(t)=1,\ k(t)=\lambda(t)+\frac{2}{3}g(t).$$

Для оценки погрешности приближенных решений с оптимальными эффективными модулями (ОЭМ), определяемыми (7), рассмотрим неравенства, связывающие удельные потенциальные энергии деформаций формоизменения, соответствующие определяющим уравнениям (2), (7), в которых $g(t)=g^{\text{опт}}(t)$ – оптимальный эффективный модуль сдвига:

$$m\int_0^T g^{\text{опт}}(t)\,\varepsilon_{ij}(t)\dot{\varepsilon}_{ij}(t)\,dt\le\int_0^T\dot{\varepsilon}_{ij}G^*\varepsilon_{ij}\,dt\le$$
$$\le M\int_0^T g^{\text{опт}}(t)\,\varepsilon_{ij}(t)\dot{\varepsilon}_{ij}(t)\,dt, \quad (8)$$
$$M\ge m>0,\ (i,j=1,2,3).$$

Используя свойства функций релаксации при сдвиге, можно записать следующие неравества:

$$m\le\min_{t\in[0,T]}\left(g(t)/g^{\text{опт}}(t)\right),\quad g(t)=G^*h,$$
$$M\ge\max_{t\in[0,T]}\left(g_\infty/g^{\text{опт}}(t)\right),\quad g_\infty=G^*h\big|_{t=\infty}, \quad (9)$$

где $h=h(t)$ – единичная функция Хевисайда. В силу того, что функции $g^{\text{опт}}(t)$, $g(t)$ заданы и положительны при $t\ge0$, определение m, M из (9) не представляет затруднений.

Оценки погрешности (5) можно получить теперь путем интегрирования по объему V, занимаемому телом, неравенств (8), поскольку указанные неравенства содержат положительно-определенные функционалы удельных потенциальных энергий.

Аналогичным образом можно получить оценки типа (9) для удельных потенциальных энергий изменения объема вязкоупругих тел, соответствующих определяющим уравнениям (2), (7).

Рассмотрим физические уравнения главной квазилинейной теории [2]

$$\sigma_{ij}(t) = A^* \theta \delta_{ij} + 2G^* \varepsilon_{ij} - \Gamma^*(\varphi(e_u)e_{ij}). \qquad (10)$$

Здесь $e_{ij} = \varepsilon_{ij} - \theta\delta_{ij}/3$; Γ^* – интегральный оператор, описывающий нелинейную релаксацию. Функция нелинейности удовлетворяет условию [2]

$$0 \le \varphi(e_u) \le \varphi(e_u) + 2e_u \frac{d\varphi}{de_u} < 1, \qquad (11)$$

$$e_u = e_{ij}e_{ij}, \quad (i, j = 1,2,3)$$

Зададим оператор краевой задачи с определяющими уравнениями (10) в виде

$$(A\bar{u}, \bar{v}) = \frac{1}{2}\int_\Omega \left[\sigma_{ij}(\bar{u})\varepsilon_{ij}(\bar{v}) + \sigma_{ij}(\bar{v})\varepsilon_{ij}(\bar{u})\right]d\Omega, \qquad (12)$$

$$(i, j = 1,2,3).$$

Докажем, что A положительно определен, для чего используем неравенство [1]:

$$\int_0^T \sigma_{ij}(t)\dot{\varepsilon}_{ij}(t)\,dt \ge \int_0^T \sigma^0_{ij}(t)\dot{\varepsilon}_{ij}(t)\,dt, \quad (i, j = 1,2,3), \qquad (13)$$

$$\sigma^0_{ij}(t) = \lambda(t)\theta\delta_{ij} + 2g(t)\varepsilon_{ij} - \varphi(e_u)\gamma(t)e_{ij},$$

$$g(t) = G^* h, \quad \gamma(t) = \Gamma^* h, \quad k(t) = K^* h,$$

$$K^* = A^* + \frac{2}{3}G^*, \quad k(t) = \lambda(t) + \frac{2}{3}g(t).$$

Здесь $g(t), k(t), \gamma(t)$ – эффективные по времени модули нелинейной вязкоупругости, определенные в соответствии с [1]. Предполагается, что эффективные модули $g(t)$ и $\gamma(t)$ связаны неравенством $2g(t) \ge \gamma(t) > 0, \ \forall t \in [0,\infty]$.

В силу положительной определенности интеграла правой части (13) и неравенств (11) получаем

$$\int_0^T \sigma^0_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}\,dt \ge \int_0^T [2g(t) - \gamma(t)]e_{ij}\dot{e}_{ij}\,dt + \int_0^T k(t)\theta\dot{\theta}\,dt.$$

Используем неравенства

$$g(t) \ge g_\infty, \quad \gamma(t) \ge \gamma_\infty, \quad k(t) \ge k_\infty.$$

Тогда получим

$$\int_0^T \sigma^0_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}\,dt \ge C_1 e_{ij}(t)e_{ij}(t) + C_2\theta^2(t), \qquad (14)$$

$$C_1 = \frac{1}{2}(2g_\infty - \gamma_\infty), \quad C_2 = \frac{1}{2}k_\infty.$$

Далее проинтегрируем по объему V, занимаемому телом, неравенство (13) и учтем (14). Получим

$$(A\bar{u}, \bar{u}) = \int_\Omega \sigma_{ij}(\bar{u})\dot{\varepsilon}_{ij}(\bar{u})\,d\Omega \ge \ge C_1\int_V e_{ij}e_{ij}\,dV + C_2\int_V \theta^2\,dV. \qquad (15)$$

Используя неравенство Корна

$$\int_V e_{ij}e_{ij}\,dV \ge K\int_V \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\,dV, \quad K > 0$$

и неравенство Фридрихса, получим на основе (15)

$$(A\bar{u}, \bar{u}) \ge C_2\|\bar{u}\|^2_{L_2(V)}, \quad C_2 = KC_1.$$

Последнее неравенство доказывает положительную определенность оператора краевой задачи главной квазилинейной теории вязкоупругости. Из последнего следует справедливость теоремы о минимуме соответствующего функционала.

В качестве примера числового расчета с оптимальными эффективными модулями рассмотрим задачу о нагружении вязкоупругого полупространства нагрузкой $P(t)$, распределенной по кругу радиуса a. Выражения упругих усилий S и перемещений V на границе задаются [2]:

$$S = -\frac{P}{3\pi a^2}\frac{3\omega_0}{2+\omega_0}, \qquad V = \frac{2P}{\pi a G_0}\left(1 - \frac{3}{2(2+\omega_0)}\right),$$

$$\omega_0 = \frac{2G_0}{3K_0}$$

Здесь G_0, K_0 – упругомгновенные модули. Значения $g^{\text{опт}}(t), k^{\text{опт}}(t)$ рассчитывались как решения интегральных уравнений (7), затем определялась функция $\omega^{\text{опт}}(t) = 2g^{\text{опт}}(t)/3k^{\text{опт}}(t)$. Далее в выражениях для S, V производим замены: $\omega_0 \to \omega^{\text{опт}}(t)$, $G_0 \to g^{\text{опт}}(t)$. Операторы сдвиговой и объемной релаксации задаются в виде

$$G^* x = G_0(1 - \lambda\Im^*_\beta)x, \qquad K^* x = K_0(1 - \lambda_1\Im^*_\beta)x,$$

$$\Im^*_\gamma x = \int_0^T e^{-\gamma(t-\tau)}x(\tau)\,d\tau.$$

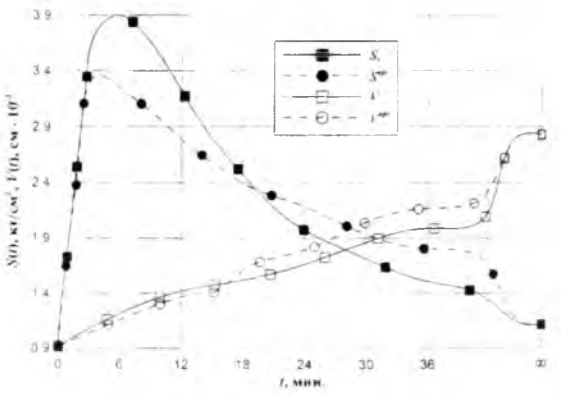


Рис. 1

На рис. 1 приведены кривые изменения усилий ($S(t)$ – аналитическое решение; $S^{\text{опт}}(t)$ – решение с ОЭМ) и перемещений ($V(t), V^{\text{опт}}(t)$ – соответственно аналитическое и приближенное решения).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Светашков А.А. Эффективные по времени модули и интегральные неравенства для задач нелинейной вязкоупругости // Вычислительные технологии. 2002г., Т.7, №3. С. 60-71.
2. Победря Б.Е. Механика композитных материалов. М.: МГУ, 1984. 336 с.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ УДАРНЫХ КОСМИЧЕСКИХ МИКРОСТРУКТУР

Сильвестров В.В.[1], Василенко А.П.[2], Труханов Е.М.[2], Лукьянов Я.Л.[1]

[1]Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15
[2]Институт физики полупроводников СО РАН
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13
тел. (3832) 332070, факс (3832) 331612
E-mail: silver@hydro.nsc.ru

Исследование микроповреждений на возвращаемых элементах космических конструкций дает представление о числе и составе космических микрочастиц на околоземной орбите. В [1] успешно идентифицированы ударные микрократеры размером более 100 мкм на пластинках из алюминия и золота, экспонированных в космосе. Анализ микрокаверн на элементах солнечных батарей показал, что 39 % из них образованы в результате удара естественными микрометеоритами, и только 13 % кратеров есть результат удара техногенных частиц. Для 48 % каверн установить происхождение ударника не удалось [2]. Основной результат этих работ – прежние представления недооценивали общее число микрочастиц на земной орбите и вклад микрочастиц «космического мусора».

Цель настоящей работы – обнаружение и исследование ударных микрократеров размером 1÷10 мкм на поверхности металлических пластинок, экспонированных на околоземной орбите на борту российской космической станции «Мир». Интерес к проблеме связан с разработкой технологий получения полупроводниковых структур в условиях открытого космоса. Поэтому оценка плотности микро- и наночастиц на орбите представляет интерес для космического материаловедения.

Пластинки-детекторы из нержавеющей стали и титана толщиной 0,5 мм, общей площадью 64 см^2 с 10 ноября 1998 г. по 28 июля 1999 г. экспонировались в открытом космосе. В ночь с 17-го на 18-е ноября 1998 года пластинки попали под действие потока метеоритов "Леониды", являющихся частью хвоста кометы Темпля–Туттля. По визуальным наблюдениям интенсивность потока достигала ZHR=500 и превышала фоновое значение в 20 раз. Но оптическими методами регистрируются частицы размером более 0,5 мм. Увеличение интенсивности потока микрометеоритов по сравнению с фоновым значением могло быть иным.

Оценка интенсивности потока микрометеоритов. Общая площадь образцов из стали, которые были просмотрены, составила 7,2 см^2. Зарегистрировано 406 каверн с поперечным размером от 2 до 10 мкм, которые были интерпретированы как результат удара высокоскоростными микрочастицами, т. е. средняя плотность микрократеров составила 56 микрокаверн/см^2. На образцах из титана на площади 1,6 см^2 было найдено только 36 микрокаверн, которые можно интерпретировать как микрократеры ударного происхождения. Отметим, что плотность микрократеров на участках площадью 1 см^2 изменялась от 12 до 146 микрокаверн/см^2.

Детальное обследование геометрической морфологии 6 микрокаверн было выполнено при помощи электронного сканирующего микроскопа LEO-420 с разрешением до 0,02 мкм. Только одна каверна на пластинке из стали была интерпретирована как не имеющая отношения к высокоскоростному удару. Остальные каверны, в том числе и три на титане, были однозначно интерпретированы как результат удара высокоскоростными микрочастицами.

На рис. 1, *а* приведена фотография кратера на пластинке из титана. По краю кратера наблюдается характерный для высокоскоростного удара «венчик» – подъем материала мишени над уровнем первоначальной поверхности, сформированный при пластическом течении материала мишени. Кратер имеет в плане форму эллипса с размерами полуосей 9x5,4 мкм. Подобная форма кратера наблюдается в лабораторных условиях при ударе под углом 60-70° к нормали к поверхности мишени. По-видимому, данный кратер образован при косом ударе высокоскоростной частицей размером ≈ 1 мкм, движущейся справа налево. Глубину кратера измерить трудно, но «стереосъемка» кратеров под углом ± 6° относительно нормали позволяет оценить ее в половину диаметра. Аналогичные микрокаверны наблюдаются и на стальных пластинках (рис. 1, *б*). Более высокие значения прочности и температуры плавления стали приводят к лучшей сохранности венчика.

Боковая поверхность микрократеров имеет характерную «волнистую» структуру, указывающую на интенсивное плавление материала мишени. Это не удивительно, так как скорость соударения на орбите не менее 11 км/с. При таких скоростях температура достигает более 10^4 К, и все сталкивающиеся материалы расплавляются. Существенных особенностей, отличающих космические микрократеры от наблюдаемых в лаборатории при скоростях соударения менее 12 км/с, не наблюдается. Оценку размера микрометеорита получим, принимая отношение диаметра кратера к диаметру квазисферического ударника около 4÷8. Неизвестные скорость и плотность микрометеорита не позволяют более корректно подойти к оценке его размера.

Согласно модели НАСА ORDEM96 [3] интенсивность потока микрочастиц размером ~ 1 мкм на орбите составляет $(3\div5)\cdot10^{-4}$ частиц/(м^2·сек). В основном, это частицы техногенного происхождения: элементы ракетного топлива и краски. Произведение площади на время пребывания в космосе составляет $2\cdot10^4$ м^2·сек, т.е. число ударов микрочастицами должно составить 6÷10. Нами на площади 8,8 см^2 зарегистрировано 442 микрокаверн разме-

ром от 2 до 10 мкм, которые по морфологическим особенностям отождествлены с кратерами, образовавшимися в результате удара микрометеоритами размером 0,5÷2 мкм. Полученная оценка в 40÷70 раз превышает фоновую величину, что указывает на более высокую концентрацию микрочастиц за время экспозиции, что, возможно, связано с попаданием пластин-детекторов в метеоритный поток «Леониды» или недооценкой в модели общего числа микрометеоритов на орбите

Природа микрометеорита. Для ответа на вопрос, каково происхождение микрочастицы, ударом которой образована каверна в областях размером ~ 1 мкм, отмеченных крестиками на рис. 1, был выполнен локальный энергодисперсионный рентгеноспектральный анализ.

Основанием для идентификации кратера является различный состав частиц естественного и искусственного происхождения. Согласно [2] большая часть естественных метеоритов – это пористые частицы горных пород, для которых набор основных химических элементов вполне определен: Mg-Fe-Ca-Si (оливины и пироксены), Ca-C (кальциты), Fe-Ni-S (пирротиты), Fe-S (сульфиды), Ca-Al-Si (полевой шпат). Набор элементов для частиц техногенного происхождения шире: Ti-C-N-O (фрагменты краски); Fe-Cr-Mn и Ni (компоненты сталей); Sn-Cu (фрагменты бортовой электроники); Al-Cl-O-Cr (компоненты ракетных топлив); C-Na-K-Cl-Ca (элементы биологической деятельности космонавтов).

Если не происходит полного «выбрасывания» микрофрагментов ударника из области кратера, то, исследуя химический состав вещества в кратере, можно установить причину их образования: удар микрометеоритом естественного происхождения или удар микрочастицей "космического мусора".

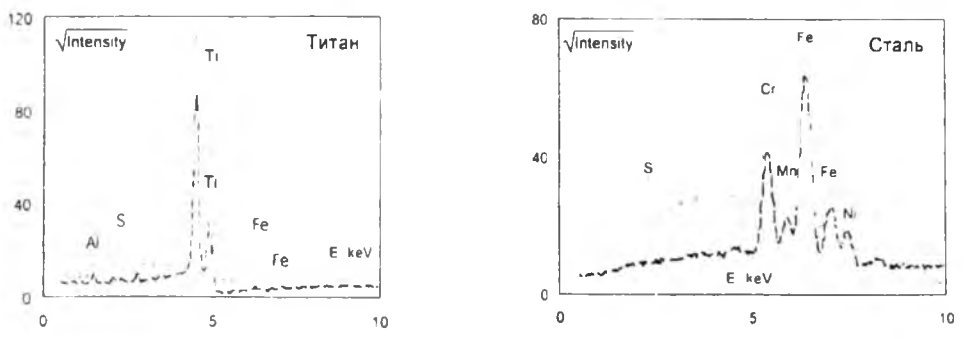
Примеры спектров для образцов из титана и стали приведены на рис. 2. Вне кратера (штриховая линия) на титане присутствуют линии Ti, Al, Cl и P. Внутри кратера (сплошная линия) на боковой поверхности кратера и вблизи его дна добавляются линии Fe (6 атомных процентов) и S (1,9 %) (рис. 2, *а*). Эти линии обусловлены, по-видимому, микроостатками материала ударника из сульфида железа Fe-S на стенках и дне кратера. Вне кратера на стали наблюдаются линии компонентов стали: Fe, Cr, Mn и Ni. Внутри кратера добавляется линия серы S (0,6 %) (рис. 2, *б*). К сожалению, выбор мишени из стали, содержащей элементы, широко распространенные в составе микрочастиц на орбите, неудачен. Четкой информации о составе микроударника получить не удается. Возможно, что микрократер на стали так же образован микрометеоритом, состоящим из сульфида железа, поэтому внутри кратера и фиксируется линия серы.

Работа выполнялась при частичной поддержке гранта Президента РФ (проект № НШ-2073.2003.1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McDonnell J.A.M. and the Canterbury LDEF MAP TEAM // Impact cratering from LDEF's 5.75-year exposure: decoding of the interplanetary and earth-orbital populations // Proc. 22nd Lunar and Planet. Sci., 1992, 185-193.
2. Graham G.A., Kearsley A.T. et al. Natural and simulated hypervelocity impacts into solar cells // Int. Journal of Impact Engineering. 1999. 23(1). P. 319-330.
3. Belk C. A., Robinson J. H. et al. // Meteoroids and orbital debris: effects on spacecraft // NASA Ref. Publication #1408. August 1997.

Рис. 1. Фотографии микрократеров на пластинках из титана (*а*) и стали (*б*)



а) *б*)

Рис. 2. Результаты анализа вещества внутри кратеров на пластинке из титана (*а*) и стали (*б*)

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОГО СПРЕЙ - ДИСПЕРГИРОВАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЬГ С УЧЕТОМ ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛА

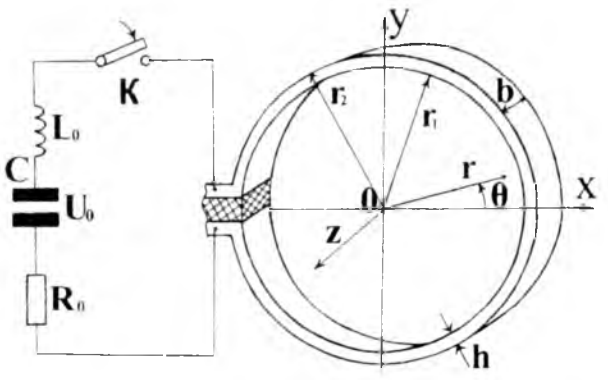
Синяев С.В., Герасимов А.В., Крамарь М.А.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail:ssv@niipmm.tsu.ru

Эффективное многоочаговое зажигание метательных зарядов из пастообразных гетерогенных топлив с несформированной поверхностью горения обеспечивает металл-спрей-технология [1,2], основанная на электроимпульсной генерации потоков мелкодисперсных раскаленных металлических частиц (спрей-поток) в объеме заряда или вне его. Спрей-потоки генерируются электрическим разрядом через проводники специальной формы из тонкой металлической фольги [3] при выполнении ряда требований [4] к параметрам разрядной цепи, а также геометрическим и электрофизическим характеристикам таких проводников.

Предлагаемая математическая модель позволяет оценить начальные параметры спрей-потоков в зависимости от указанных выше параметров, в том числе от прочностных характеристик материала фольги. Модель включает в себя электродинамические соотношения и уравнения идеального упругопластического тела. Полученные из электромагнитной системы Максвелла и уравнения теплопроводности, электродинамические соотношения описывают процесс электрического разряда конденсаторной батареи на сборку спрей-элементов, в том числе их нагрев током и силовое объемно распределенное электромагнитное воздействие на них. Система уравнений упругопластического тела описывает напряженно-деформированное состояние спрей-элементов при таком термосиловом воздействии.

Модель реализована для одновиткового цилиндрического спрей-элемента с закрепленными токоподводами, включенного в электрическую цепь из батареи конденсаторов С, коммутатора К и соединительных кабелей. Общий вид элемента и схема внешней электрической цепи источника энергии показаны на рис. 1.

Задача электроимпульсного разогрева и расширения спрей-элемента рассматривалась в пространственной осесимметричной постановке с использованием лагранжева подхода к описанию движения сплошной среды. Поведение материала элемента описывалось моделью идеально упругопластического тела. Математическая постановка задачи включала в себя: уравнения неразрывности, движения, энергии, которые замыкались уравнениями Прандтля–Рейсса при условии текучести Мизеса и уравнением состояния типа Ми–Грюнайзена.



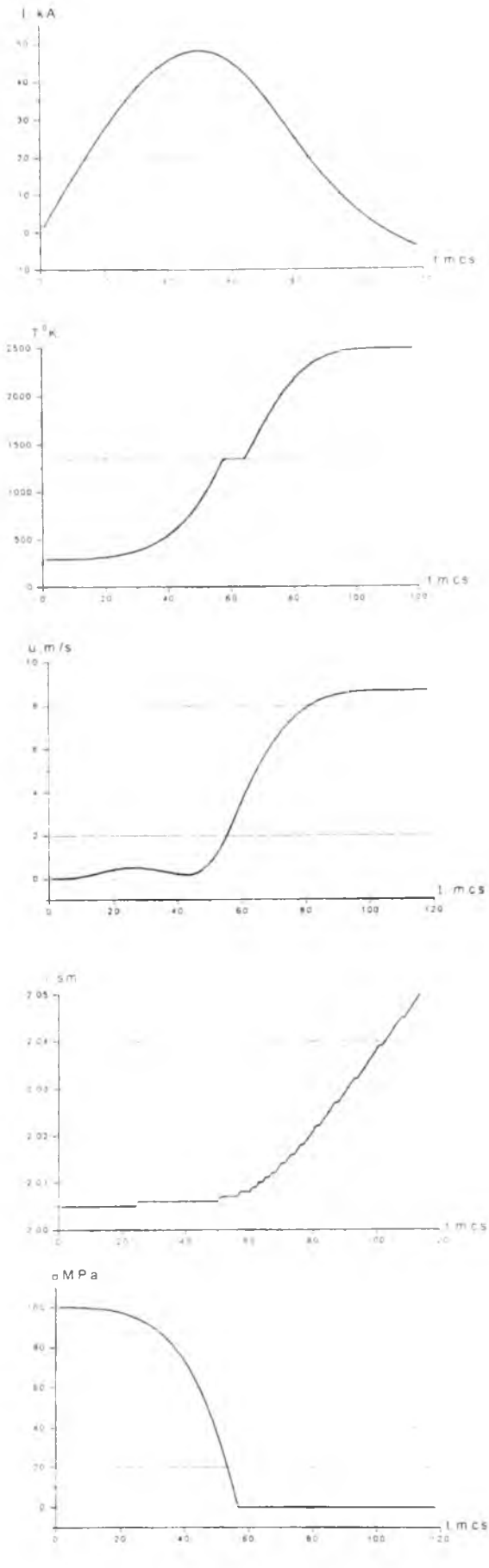
U_0 –начальное электрическое напряжение на батарее конденсаторов С, L_0 –индуктивность, R_0 –сопротивление внешней электрической цепи
–изолятор

Рис. 1

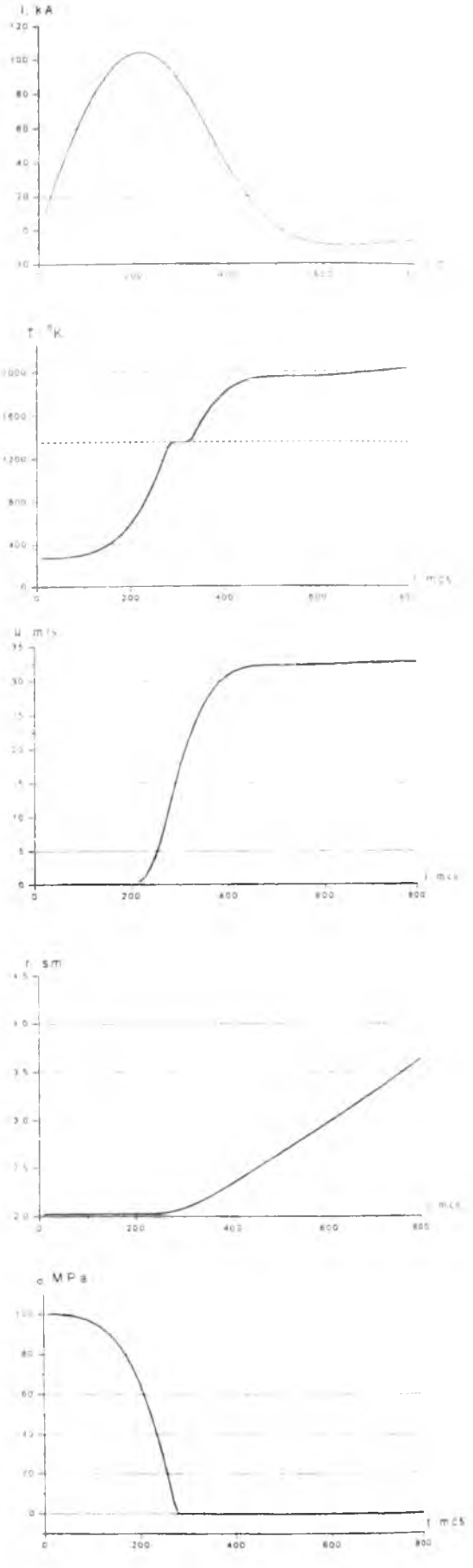
В правую часть уравнения движения входит выражение для пондеромоторной силы $\vec{f} = \vec{\mu}[\vec{j} \times \vec{H}]$, действующей на проводник с током плотностью $\vec{j}$ в собственном магнитном поле $\vec{H}$ разряда ($\vec{\mu}$ –магнитная проницаемость материала элемента). В правой части уравнения энергии слагаемое $N_R = \rho \cdot \vec{j}^2$ описывает омический нагрев элемента током. Здесь $\rho(T)$ –линейная температурная зависимость удельного электрического сопротивления материала элемента от температуры T [5].

В предположении об однородном распределении тока по поперечному сечению проводника выражение для пондеромоторной силы удается получить в виде квадратурных формул. С учетом кратковременности процесса диспергирования элемента и относительно низкой температуры (не превышающей температуру кипения $T_{кип}$) можно пренебречь его теплообменом с окружающей средой в процессе его нагрева. В этом случае удается в конечном аналитическом виде определить температуру элемента как функцию интеграла действия тока.

Прочностные параметры материала элементов (модуль сдвига μ и предел текучести σ) аппроксимируются линейными зависимостями от



h=100 мкм, L_0=1 мкГн, R_0=1 мОм,
C=1.5 мФ, U_0=1.5 кВ
Рис. 2



h=500 мкм, L_0=1 мкГн, R_0=2 мОм
C=30 мФ, U_0=850 В
Рис. 3

температуры, причем в жидком агрегатном состоянии материала $\mu = 0$, $\sigma = 0$.

Численное решение поставленной задачи проводится методом Рунге–Кутта для электротехнических уравнений и методом Уилкинса для уравнений идеально упругопластического тела.

На рис. 2,3 представлены расчетные зависимости от времени t для тока I, температуры элемента T, скорости u, радиуса r, а также предела текучести σ в срединной точке спрей-элемента. Расчеты проведены для медных элементов с внутренним начальным радиусом $r_0 = 2$ см, шириной $b = 2$ см и начальной толщиной фольги $h = 100$ и 500 мкм соответственно. Электротехнические параметры внешней электрической цепи, состоящей из конденсаторной батареи, коммутатора и токоподводящих кабелей, указаны на соответствующих рисунках. В обоих вариантах заметная деформация элемента происходит после его значительного нагрева, когда прочностные характеристики μ и σ уменьшаются почти в 10 раз. Наиболее заметна такая «ступенчатая» зависимость деформации от температуры для «массивного» элемента толщиной 500 мкм. После плавления материала элемента, когда его прочностные параметры равны нулю, элемент деформируется как невязкая сжимаемая жидкость. Предполагается, что капельная деструкция (спрей-диспергирование) элемента происходит под действием инерционных растягивающих окружных напряжений при переходе тока через нулевое значение, когда отсутствует препятствующий диспергированию элемента пинч-эффект [6], обусловленный всесторонним электромагнитным сжатием проводника с током.

Таким образом, момент начала спрей-диспергирования проводника t_s определяется из условия

$$I(t_s > t_0) = 0 \text{ при } T_{пл} \le T(t_s) < T(t_{кип}),$$

где t_0 –момент начала разряда; $T_{пл}$ –температура плавления фольги.

В рассчитанных вариантах $t_s = 109$ и 410 мкс соответственно. При этом относительное увеличение радиуса витка в срединной точке составляет 2 и 16%, а радиальная скорость разлета $U_s \cong 9$ и 35 м/с. Значение U_s можно рассматривать в качестве верхней оценки скорости спрей-потока, поскольку в расчетах не учитывается сопротивление среды при движении элемента. Омическое тепловыделение в элементах равно 0.39 и 1.02 кДж. Кинетическая энергия спрей-потоков пренебрежимо мала, – 0.02 и 0.4% относительно тепловой энергии нагрева элементов. Следовательно, в моделируемых вариантах процесс генерации спрей-потоков происходит в режиме «плавкого предохранителя». При этом коэффициент электротеплового преобразования энергии в спрей-элементах составляет 23 и 9.4% от начальной энергии емкостного накопителя.

Задача естественного дробления твердых тел при ударных и взрывных нагрузках рассматривалась в работах [7,8] с учетом вероятностного характера распределения физико-механических характеристик материала по объему оболочки. Данный подход может быть применен и в рассматриваемой задаче на стадии деформирования элемента в твердой фазе. Процесс жидкофазного дробления требует дальнейших исследований. Основной механизм разрушения фольговых элементов обусловлен действием растягивающих тангенциальных напряжений, что подтверждается экспериментальными данными.

Таким образом, разработана и апробирована математическая модель процесса генерации спрей-потоков металлических частиц, позволяющая получать оценки основных параметров процесса применительно к многоочаговому зажиганию нетрадиционных топлив с первоначально несформированной поверхностью горения, а также нанесению металлических покрытий потоками мелкодисперсных капель металла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Синяев С.В., Буркин В.В., Христенко Ю.Ф. и др.// Материалы 3-й Междунар. конф. «Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и в ствольных системах (ICOC-99)» Ижевск: Изд-во УрО РАН, 2000.Ч. 2.С. 640-648.
2. Zharovzev V.V., Sinyaev S.V., Fomenko V.V. Account of Interior Ballistic Parameters of the Launch by Slurry/Liquid Propellant with ETC-Ignition//IEEE Transactions on Magnetics. 2001. Vol. 37.P. 216-218.
3. Синяев С.В., Жаровцев В.В., Жолобов В.В., Христенко Ю.Ф. Возможности высокоскоростного метания твердых тел в баллистических ускорителях при повышенной плотности заряжания //Гидродинамика высоких плотностей энергии. Новосибирск: Изд-во Ин-та гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,2004.С. 423-435.
4. Синяев С.В. Спрей-режим электроимпульсного диспергирования проводников и его применение в устройствах зажигания нетрадиционных топлив//Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002.С. 108-109.
5. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.:Мир,1972. 392 с.
6. Шерклиф Дж. Курс магнитной гидродинамики. М.:Мир,1967. 320 с.
7. Герасимов А.В., Пашков С.В. Вероятностный подход в численном моделировании процесса пробития преград и дробления толстостенных оболочек//Краевые задачи и математическое моделирование: Сборник трудов научн. конф. Т.1. Краевые задачи и методы их решения. Новокузнецк, 2003. С. 181-184.
8. Герасимов А.В., Пашков С.В. Численное моделирование естественного дробления твердых тел//Физическая мезомеханика. 2004. Т. 7. Спец. вып., ч. 1. С. 313-316.

МЕЗОСКОПИЧЕСКАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ДЕФОРМАЦИИ В КОМПОЗИТАХ $Al-Al_2O_3$, Al-SiC И $Al-B_4C$ ПРИ УДАРНОВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Скрипняк В.А., Каракулов В.В.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (8-382-2) 52-96-21, E-mail skrp@ftf.tsu.ru

Проблема прогнозирования механического поведения композитов с металлической матрицей в условиях интенсивных динамических воздействий в настоящее время остается актуальной.

Механические свойства металлокерамических композиционных материалов с алюминиевой матрицей $Al-Al_2O_3$, Al-SiC, $Al-B_4C$ изучались в условиях высокоскоростного деформирования в экспериментах с применением методики мерного стержня Гопкинсона [1,4,5] и при нагружении плоскими ударными волнами [1–3,5]. Результаты исследований показали, что механическое поведение композитов при высокоскоростном деформировании качественно отличается от поведения структурообразующих материалов – керамики и металла матрицы.

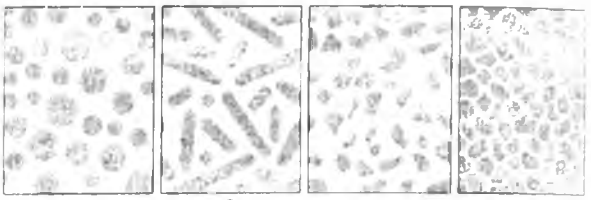
Результаты анализа микроструктуры экспериментальных образцов после динамического нагружения свидетельствуют о том, что специфика механического поведения металлокерамических композитов при высокоскоростном деформировании может быть обусловлена процессами, происходящими на масштабном уровне элементов внутренней структуры (керамических включений и прослоек металлической матрицы) [1–5]. Физические механизмы этих процессов в настоящее время практически не исследованы.

В данной работе представлены результаты численного моделирования процесса высокоскоростной деформации стохастических металлокерамических композиционных материалов $Al-Al_2O_3$, Al-SiC и $Al-B_4C$ на масштабном уровне элементов внутренней структуры при нагружении плоскими ударными волнами с амплитудами до 15 ГПа.

Моделирование процесса высокоскоростной деформации металлокерамики выполнено в рамках теоретического подхода, с позиций которого композиционный материал рассматривается как среда со структурой.

В расчётах численно воспроизводится деформация объёма структурированной среды, которая представляется как совокупность элементов модельной структуры: частиц керамики (Al_2O_3, SiC или B_4C) и прослоек алюминиевой матрицы. Размеры рассматриваемого объёма позволяют ввести эффективные значения параметров механического состояния среды как средние по объему. Предполагается, что механическое поведение элементов модельной структуры может быть описано в рамках подхода континуальной механики.

В работе исследовано поведение сред с различными вариантами модельной структуры, отличающимися формой, величиной среднего размера и объёмного содержания керамических частиц (рис.1). В расчётах средний размер частиц варьировался от 1 до 10 мкм, а их объёмное содержание от 25 до 65 об.%. Все рассмотренные варианты модельной структуры характеризуются хаотическим распределением частиц керамики в матрице.



а) б) в) г)

Рис.1. Фрагменты вариантов модельной структуры, применявшихся в расчётах: а – керамические частицы (области серого цвета) сферической формы; б – частицы в форме коротких волокон (усов), отношение длины к диаметру в среднем составляло 1/10; в – керамические частицы в форме плоских чешуек; г – частицы произвольной формы. В случаях а, в и г варьировались значения среднего размера и концентрации керамических включений, в случае б средний размер включений не изменялся

Механическое поведение рассматриваемого объёма структурированной среды описывается системой уравнений, состоящей из уравнений законов сохранения механики сплошной среды, геометрических соотношений, определяющих скорости деформаций, определяющих уравнений, записанных для материалов керамических частиц и металлической матрицы [6 –8].

Механическое поведение керамических частиц описывается моделью упругохрупкой среды. В рассмотренном диапазоне значений амплитуды ударной волны (до 15 ГПа) керамические частицы Al_2O_3, SiC и B_4C деформируются в упругой области. Поведение алюминиевой матрицы описывается моделью упруговязкопластического тела.

Задача о распространении макроскопически плоской ударной волны в среде со структурой решается в плоской пространственной постановке. Для решения использован конечно-разностный метод Уилкинса. На границах расчетной области задаются краевые условия, обеспечивающие макроскопическую деформацию рассматриваемого объёма среды в плоской ударной волне. Границы между керамическими частицами и матрицей определяются как контактные поверхности.

Результаты моделирования показали, что существенное различие механических свойств керамических включений и металлической матрицы, а также наличие внутренних контактных поверхностей являются причиной формирования во фронте макроскопически плоской ударной волны неоднородного

поля массовой скорости на масштабном уровне элементов внутренней структуры. Компоненты вектора эффективной массовой скорости, определённые во фронте ударной волны, соответствуют значениям $\langle U_1\rangle \neq 0$, $\langle U_2\rangle = 0$, $\langle U_3\rangle = 0$, здесь $\langle U_1\rangle$ – компонента вектора эффективной массовой скорости в направлении распространения ударной волны. Однако результаты расчётов показывают, что в элементах внутренней структуры композиционного материала реализуются локальные значения компонент вектора массовой скорости U_2 и U_3, отличные от нуля. Следовательно, во фронте макроскопически плоской ударной волны на масштабном уровне элементов внутренней структуры существует движение материала как в направлении распространения фронта, так и в перпендикулярных направлениях. Это обстоятельство служит причиной того, что в процессе деформации материала во фронте ударной волны наблюдается изменение начальной взаимной ориентации структурных элементов. Отдельные керамические включения, сегменты матрицы или материальные блоки, состоящие из нескольких включений и прослоек матрицы, могут смещаться и разворачиваться относительно соседних элементов (рис.2).

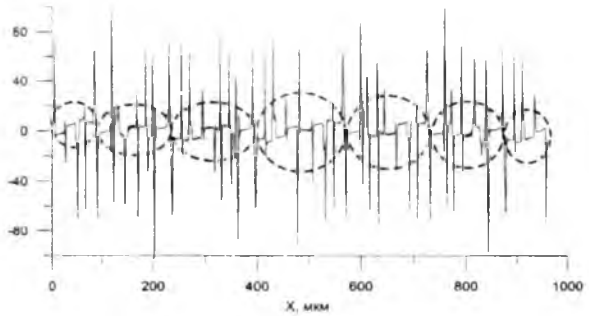


Рис. 2. Распределение расчётных значений мгновенной угловой скорости поворотов локальных областей структурированной среды в поперечном сечении во фронте ударной волны. Скорость нагружения 256 м/с, время процесса 0.02 мкс. Материал – Al-B_4C, объёмное содержание включений – 65 об.%, средний размер керамических частиц округлой формы – 7 мкм. Пунктирными линиями выделены формирующиеся из структурных элементов поворотные блоки, объединяющие от четырёх до семи керамических включений и прослоек матрицы.

Повороты элементов структуры обуславливают появление ротационных мод деформации в области фронта ударной волны. Результаты расчётов показали, что в металлокерамических композитах Al-Al_2O_3, Al-SiC, Al-B_4C с объёмным содержанием керамических включений превышающим 50 об.%, и средним размером включений от 1 до 10 мкм развитие ротационных мод деформации в рассмотренных условиях нагружения может сопровождаться образованием диссипативной структуры (исключение составляет случай, когда керамические частицы имели форму коротких волокон). Показано, что размеры ротационных ячеек зависят от амплитуды ударной волны. В материале Al-65об.%B_4C, в котором керамические включения имели округлую форму и средний размер порядка 7 мкм, размеры ротационных ячеек в области фронта ударной волны с амплитудой 5 ГПа превышали в 4–7 раз характерные размеры керамических включений. С увеличением амплитуды волны нагружения размеры ячеек уменьшаются. Во фронте волны с амплитудой 15 ГПа в исследованных материалах они сравнимы со средним размером керамических включений. За фронтом ударной волны диссипативная структура распадается.

В результате проведённых исследований показано, что процесс высокоскоростной деформации на масштабном уровне элементов внутренней структуры стохастических металлокерамических композиционных материалов Al-Al_2O_3, Al-SiC и Al-B_4C с объёмным содержанием керамических включений, превышающим 50 об.%, и средним размером включений от 1 до 10 мкм, при нагружении плоскими ударными волнами с амплитудой до 15 ГПа может сопровождаться образованием диссипативной структуры. Размеры ротационных ячеек могут в 4–7 раз превышать характерные размеры керамических включений и зависят от амплитуды ударной волны. В области за ударной волной диссипативная структура распадается.

Наличие такой общей для всех рассмотренных металлокерамических композитов особенности протекания процесса высокоскоростной деформации на масштабном уровне внутренних структурных элементов, как образование диссипативной структуры, можно объяснить существенным различием механических свойств керамических включений и металлической матрицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gray G.T. III, R.S. Hixson, Johnson J.N. // Proc. Int. Conf. Shock Waves in Condensed matter. 1996. P. 547-550.

2. Канель Г.И., ПитюлинА.Н.// ФГВ 1984. №. 4. С. 85-88.

3. Dandecar D.P., Lopatin C.M. // Shock Waves in Condensed Matter. Ed. by Gupta Y.M. / Plenum Press. N.-Y. ; London. 1985. P. 365-369.

4. Vaidya R.U., Song S.G., Zurek A.K., Gray G.T. III // Proc. Int. Conf. Shock Waves in Condensed matter. 1996. P. 643-646.

5. Blumenthal W.R., Gray III G.T. // Proc. Int. Conf. Mech. Prop. Mater. at High Rates of strain. Oxford. 1989. Int. Phys. Conf. Ser. 102. IOP Publ. LTd. 1989. P. 363-370.

6. Скрипняк В.А., Платова Т.М., Каракулов В.В. // Вычислительные технологии. 1995. Т. 4. №11. С. 200-210.

7. Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Каракулов В.В. // Избранные доклады международной конференции "Всесибирские чтения по математике и механике", 17-20 июня 1997. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1997. Т. 2. Механика. С. 69-75.

8. Skripnyak V.A., Skripnyak E.G., Karakulov V.V. // Int. Conf. Shock Waves in Condensed Matter. 1998. St. Petersburg: High Pressure SIC. 1998. P. 149-150.

СДВИГОВАЯ ПРОЧНОСТЬ Al_2O_3 И ZrO_2-Y_2O_3 КЕРАМИКИ С НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Назаров М.Н.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529621, факс (3822) 529829
E-mail: skrp@ftf.tsu.ru

1. Введение

Механические свойства объемных наноструктурных и нанокристаллических материалов при динамическом нагружении являются предметом изучения в последние годы [1-4].

Вопрос о различиях сопротивления высокоскоростной деформации у крупнокристаллических и нанокристаллических керамик недостаточно изучен. Данные о сдвиговой прочности керамических материалов с субмикрокристаллической структурой при высоких скоростях деформации практически отсутствуют. В данной работе представлены результаты исследования сдвиговой прочности в ударных волнах у керамических материалов на основе Al_2O_3 и ZrO_2-3mol .%Y_2O_3, созданных в ИФПМ СО РАН [1].

2. Материалы

Для исследования были использованы результаты ударно-волновых экспериментов [1,3], выполненных на образцах Al_2O_3 и ZrO_2 – 3 mol.%Y_2O_3 керамики. Материалы были получены спеканием плазмохимических порошков Al_2O_3 и ZrO_2 – 3 mol.%Y_2O_3 [1]. Массовая плотность ZrO_2 керамики составила 5.16 г/см^3 (пористость 15.4%), плотность Al_2O_3 керамики для первой партии - 3.55 г/см^3 (пористость 10.1%), для второй партии - 3.46 г/ см^3 (пористость 12.8%).

Средние размеры кристаллитов для ZrO_2 керамики составили 40 нм, а для Al_2O_3 керамики –70 нм. Эффективные значения модулей объемного сжатия K, сдвига G и коэффициента Пуассона были определены ультразвуковым методом и составили соответственно 178.8 ГПа, 93.2 ГПа , 0.278 для ZrO_2 керамики, 276.9 ГПа, 161.2 ГПа, 0.256 – для Al_2O_3 керамики.

3. Динамическое сжатие и реализующиеся механические свойства керамики

Эксперименты по ударно-волновому нагружению керамических образцов выполнены в ИПХФ РАН (г. Черноголовка) [1,3]. Образцы керамики нагружались плоским ударом алюминиевых пластин, толщиной 0.85 или 2 мм, разогнанных до скоростей 1250 ± 50 и 650 ± 30 м/с.

В экспериментах регистрировалось изменение во времени скорости движения тыльной поверхности керамических образцов $W_{fs}(t)$, на которую был нанесен слой алюминия от 1 до 8 мкм.

4. Методика оценки сдвиговой прочности

Сдвиговые напряжения во фронте ударной волны определялись по данным об изменении скорости движения тыльной поверхности керамических образцов $W_{fs}(t)$.

Величина Гюгониевского предела упругости σ_{HEL} вычислялась по формуле

$$\sigma_{HEL} = \rho_0 C_L u_1^{HEL}, \qquad (1)$$

где C_L – скорость распространения упругого предвестника, u_1^{HEL} – максимальная массовая скорость в упругом предвестнике.

Сдвиговая прочность τ_{sd} в упругом предвестнике определялась соотношением

$$\tau_{sd} = \sigma_{HEL}(1-2\nu)/2(1-\nu), \qquad (2)$$

где ν – коэффициент Пуассона.

Зависимость сдвиговой прочности от относительного объема пор α была принята в форме [4]

$$\tau_{sd} = \tau_{sd}^{\,0} \exp(-\alpha/0.25), \qquad (3)$$

где $\tau_{sd}^{\,0}$ – значение сдвиговой прочности при нулевой пористости.

Изменение во времени реализующихся напряжений $\sigma_1(t)$, сдвиговых напряжений $\tau(t) = (1/2)(\sigma_1 - \sigma_2)$ и деформаций $\varepsilon_1(t)$ были определены с использованием соотношений (4), (5)

$$\varepsilon_1(t) = \int_{t_0}^{t} \dot{\varepsilon}_1(t)\cdot dt \;,\quad \dot{\varepsilon}_1(t) = \frac{du_1(t)}{dx(t)}, \qquad (4)$$

где u_1 – продольная компонента вектора скорости материальных частиц.

На свободной поверхности скорость материальных частиц определялась соотношением $u_1(t) = 0.5\, W_{fs}(t)$.

Изменение напряженного состояния в волне сжатия рассчитывалось по формулам

$$-\frac{1}{V(t)}\frac{dV(t)}{d\sigma_1(t)} = \frac{1}{K+4G/3}\;,\quad -\frac{1}{V(t)}\frac{dV(t)}{dP(t)} = \frac{1}{K}, \qquad (5)$$

где $V(t)=\rho/\rho_0$, P – давление, K – модуль объемного сжатия, G – модуль сдвига.

В расчетах использованы следующие численные значения параметров уравнения ударной адиабаты $D = C_0 + b\,u_1$. Для Al_2O_3 керамики: ρ_0 =3.55г/см^3, C_0=8.831 км/с, b =1.0; ρ_0 =3.46 г/см^3, C_0=7.34 км/с,

b=1.0; для ZrO_2 керамики: ρ_0 1.0 г/см^3, C_0=5.885 км с, b=2.12, при давлениях до 20 ГПа.

Время выхода упругой волны на свободную (контактную) поверхность (t_0) определялось делением толщины образца на значение скорости упругого предвестника (C_L).

Сдвиговые напряжения вычислялись из (6)

$$\sigma_1(t) = -P(t) + (4/3)\tau(t) \quad , \qquad (6)$$

где $\sigma_1(t)$ – продольное напряжение в ударной волне, P(t) – давление, τ - сдвиговое напряжение.

Давление на ударной адиабате рассчитывалось двумя независимыми способами. В первом случае использовалось соотношение Берча-Мурнагана (7), во втором – фундаментальные законы сохранения массы и количества движения в ударной волне (8). Различия полученных значений давления составляло менее 1%.

$$P = \frac{3}{2}B_0(\xi(t)^{7/3} - \xi(t)^{5/3})(1 - \frac{3}{4}(4 - B_1)(\xi(t)^{2/3} - 1)) \quad , \qquad (7)$$

где $B_0 = \rho_0 \cdot C_b^2$, $B_1 = 4 \cdot b - 1$, $\xi(t) = \rho_0 / \rho(t)$.

$$\begin{cases} P(t) = \rho_0 \cdot D(t) \cdot u_1(t) \\ \rho_0 / \rho(t) = (D(t) - u_1(t)) / D(t) \\ D(t) = C_0 - b \cdot u_1(t) \end{cases} \qquad (8)$$

5. Результаты и их обсуждение

Профили ударных импульсов в образцах ZrO_2 керамики показаны на рис. 1.

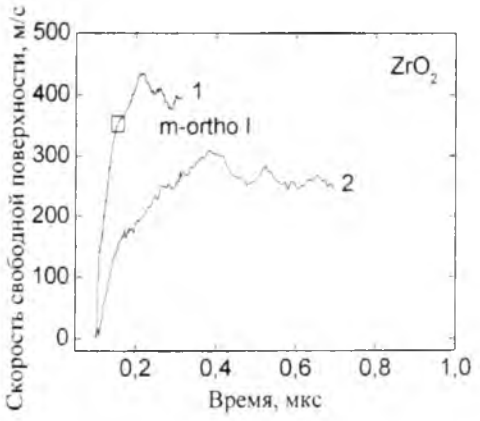


Рис.1. Профили ударных импульсов генерированных ударом алюминиевых пластин со скоростью 1200 ± 50 м/с (линия 1) и 610 ± 30 м/с (линия 2) [1] Линия 1 соответствует толщине образца 2.86 мм, линия 2 – 3.1 мм. Соответствующие значения величины Гюгониевского предела упругости 2.55 ГПа и 2.44 ГПа соответственно. Значения сдвиговой прочности τ_{sd} у ZrO_2 керамики с пористостью 15.4% составили 0.328 и 0.314 ГПа. Эти значения в 6 раз ниже, чем у крупнокристаллической ZrO_2 – 3 mol.%Y_2O_3 керамики с пористостью 1%. Оценка τ_{sd}^0 по (3) позволяет прогнозировать у высокоплотной нанокристаллической ZrO_2 керамики сдвиговую прочность в 2 раза выше, чем у исследуемого образца. Низкие значения сдвиговой прочности у нанокристаллической ZrO_2 керамики не могут быть объяснены только относительно высокой пористостью исходных образцов. На рис. 2. приведены расчетные напряжения и деформации во фронте ударных волн, приведенных на рис. 1. Нелинейность $\sigma - \varepsilon$ диаграмм связана с развитием неупругих деформаций во фронте ударной волны. Снижение сопротивления сдвигу при напряжениях, превышающих 4 ГПа, связаны с развитием неупругих деформаций при переходе моноклинной фазы в орто-I фазу

Ошибка! Раздел не указан.

Рис. 2. Расчетные напряжения во фронте ударных волн в образцах нанокристаллической ZrO_2 –3 mol.% Y_2O_3 керамики

Расчетные значения сдвиговых напряжений при деформации в ударных волнах с амплитудами 8.4 и 5.46 ГПа приведены на рис. 3. Полученные данные свидетельствуют о том, что в нанокристаллической ZrO_2 керамике сдвиговые напряжения возрастают с развитием неупругих деформаций. В крупнокристаллической керамике развитие неупругих деформаций связано с зарождением и ростом микротрещин. Величина сдвигового напряжения в этом случае за фронтом упругого предвестника снижается. Рост сопротивления сдвиговым деформациям во фронте ударной волны нанокристаллической керамики может быть объяснен уплотнением керамики при сжатии без существенного роста размеров микротрещин.

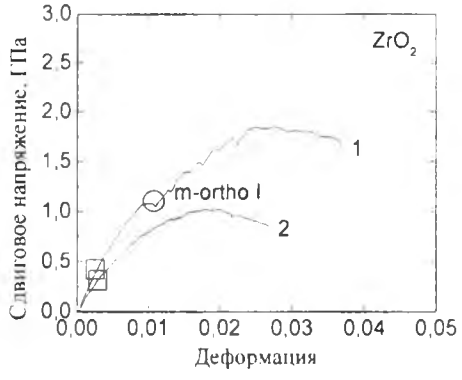


Рис. 3. Расчетные сдвиговые напряжения во фронте ударных волн с амплитудами 0.95 и 0.86 ГПа

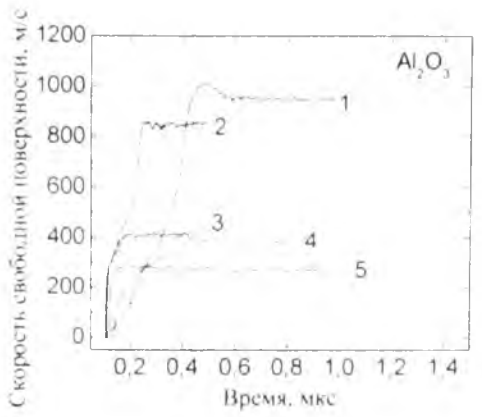


Рис. 4. Профили ударных импульсов, генерированных ударом алюминиевых пластин [1,3]. Профиль 1 соответствует наноструктурной керамике производства университета Бен-Гурион [3], профили 2–5 – керамике производства ИФПМ СО РАН [1,3].

Пределы упругости Гюгонио наноструктурной Al_2O_3 керамики, варьирующиеся от 4.28 ГПа до 4.1 ГПа, были определены по профилям, приведенным на рис. 4 [1–3]. Значения сдвиговой прочности τ_{sd} у нанокристаллической Al_2O_3 керамики с пористостью 10.1% составили 1.4 ГПа, а с пористостью 12.8 % 1.35 ГПа. Указанные значения также оказались сравнимыми со значениями для керамики ENSCI с размером зерна 1 мкм и пористостью 11 % [4]. Расчетные значения сдвиговых напряжений и деформаций во фронте ударных волн приведены на рис. 5.

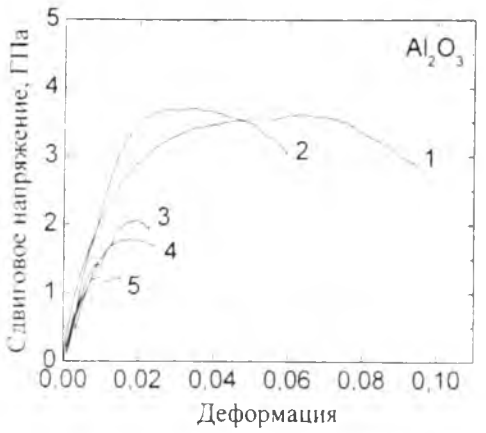


Рис. 5. Расчетные сдвиговые напряжения в нанокристаллической Al_2O_3 керамике во фронте ударных волн

В отличие от крупнокристаллической Al_2O_3 керамики во всех образцах нанокристаллической Al_2O_3 керамики наблюдается существенный рост сопротивления сдвиговым деформациям за упругим предвестником.

В исследованных условиях нагружения сдвиговая прочность нанокристаллической керамики за фронтом ударной волны превышала сдвиговую прочность в упругом предвестнике. Таким образом, все исследованные образцы нанокристаллической Al_2O_3 керамики упрочнялись во фронте ударных волн с амплитудами до 20 ГПа. Высокая степень упрочнения нанокерамики при сжатии во фронте ударных волн может быть обусловлена коллапсом пор при отсутствии роста концентрации микротрещин и их размеров, вследствие активации межкристаллитного проскальзывания. Этим также объясняется высокая откольная прочность наноструктурной керамики при нагружении ударными импульсами с амплитудами, превышающими предел упругости Гюгонио [1,3].

Анализ изменения сдвиговых напряжений (линии 1,2 и 3,4 на рис. 5) при одинаковых амплитудах ударных импульсов позволяет утверждать, что размеры кристаллитов в нанокерамике не являются единственным существенным фактором, влияющим на величину сдвиговой прочности.

6. Выводы

Аномалии свойств и относительно низкие значения пределов Гюгонио нанокристаллических керамических материалов могут быть связаны с наличием в исходных материалах пор, залечивание которых во фронте ударных волн не приводит к существенному росту концентрации и размеров микротрещин.

Уменьшение пористости и относительного объема межкристаллитной фазы во фронте ударной волны сопровождается интенсивной диссипацией механической энергии и изменением сопротивления высокоскоростной деформации. Вместе с тем, даже при практическом отсутствии мезоскопических пор в наноструктурной керамике за фронтом ударных волн происходит повышение ее сдвиговой и откольной прочности. В результате деформации во фронте ударной волны сдвиговая прочность материалов с субмикрокристаллической структурой увеличивается в большей степени, чем в крупнокристаллических материалах.

Работа выполнена в рамках проекта 4.10-18 программы «Научно-инновационное сотрудничество» Минобразования РФ и Минатома РФ, а также гранта CRDF BRHE REC-016.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Разоренов С.В, Канель., Г.И., Савиных А.С., и др. //Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. С. 182-187.

2. Kumar K.S., Van Swygenhoven H., Suresh S. Mechanical behavior of nanocrystalline metals and alloys // Acta Materialia, 2003. Vol. 51. P. 5743–5774

3. Савиных А.С., Разоренов С.В., Канель Г.И //Физика экстремальных состояний вещества – 2003/ Ред. Фортов В.Е., Ефремов В.П и др. Черноголовка, 2003. С. 62-63.

4. Skripnyak V.A., Skripnyak E.G., Zukova T.V. Computer simulation of short shock pulses propagation in ceramic material // Shock Compression of Condensed Matter – 2001 / Ed.: M.D.Furnish, N.N. Thadhani, Y.Horie. AIP Conference Proceedings, 2002. P. 751-754.

О ПРИМЕНЕНИИ МИКРОПОЛЯРНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДЕФОРМАЦИИ МАТЕРИАЛОВ С СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И НАНОСТРУКТУРОЙ

Смолин И.Ю., Бакеев Р.А., Макаров П.В.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН
634021, г. Томск, пр. Академический, 2/1,
тел. (3822) 286937, факс (3822) 492576
E-mail: smolin@ispms.tsc.ru

1. Введение

Одной из первых теорий, неявно учитывающих структуру среды, является модель среды Коссера [1]. В основе этой модели лежит понятие полярной среды, в которой кинематика частицы континуума описывается вектором перемещений и вектором поворота. Это приводит к возникновению в среде изгибов-кручений и моментных напряжений

Физические причины для применения микрополярных моделей различны для разных материалов. Для металлов на стадии пластического течения — это различные виды внутреннего движения (потоки деформационных дефектов, как наиболее яркий пример), взаимодействие потоков дефектов на границах зерен, недостаток активных систем скольжения и т.д. В субмикрокристаллических и наноматериалах существенный вклад дают ротационные механизмы деформации На мезоуровне осреднение не приводит к компенсации всех внутренних моментов. Как следствие, существенными могут оказаться нескомпенсированные внутренние моменты, которые необходимо ввести в рассмотрение. Именно поэтому предлагаемая модель, по мнению авторов, может оказаться полезной и эффективной для новых материалов с субмикроструктурой.

Предлагается модель, объединяющая классическую упругую и слабо нелокальную пластическую модели. Предполагается, что на упругой стадии деформирования тензоры деформации и силовых напряжений остаются симметричными и применима классическая модель упругого тела. На пластической стадии существенным оказывается влияние эволюции дефектной структуры, появляются изгибы кручения и моментные напряжения

2. Математическое описание

В случае плоского деформированного состояния кинематика среды Коссера описывается двумя компонентами вектора перемещений u_1, u_2 и одной компонентой независимого поворота ω. Деформированное состояние определяется тензором деформации γ_{ij} и тензором изгибов-кручений (кривизны) κ_{ij}, которые выражаются через компоненты векторов перемещений и поворотов следующим образом:

$$\gamma_{11} = u_{1,1};\ \gamma_{22} = u_{2,2};\ \gamma_{12} = u_{2,1} - \omega_3;$$
$$\gamma_{21} = u_{1,2} + \omega_3;\ \kappa_{13} = \omega_{3,1};\ \kappa_{23} = \omega_{3,2}. \qquad (1)$$

Уравнения баланса количества движения и моментов количества движения имеют вид

$$\sigma_{11,1} + \sigma_{21,2} = \rho\ddot{u}_1;\ \sigma_{21,1} + \sigma_{22,2} = \rho\ddot{u}_2;$$
$$\sigma_{12} - \sigma_{21} + \mu_{13,1} + \mu_{23,2} = \rho\ell^2\ddot{\omega}_3, \qquad (2)$$

где ℓ — радиус инерции элементарного объема среды, ρ — плотность.

Для описания упругопластической деформации определяющие соотношения запишем в дифференциальной форме. Полные тензоры скоростей деформации $\dot{\gamma}_{ij}^T$ и изгибов-кручений $\dot{\kappa}_{ij}^T$ представлены как суммы их упругих и пластических составляющих. Определяющие соотношения для диагональных компонент тензора силовых напряжений и компонент тензора моментных напряжений примут вид

$$\dot{\sigma}_{12} = (\mu+\alpha)(\dot{\gamma}_{12}^T - \dot{\gamma}_{12}^p) + (\mu-\alpha)(\dot{\gamma}_{21}^T - \dot{\gamma}_{21}^p);$$
$$\dot{\sigma}_{21} = (\mu+\alpha)(\dot{\gamma}_{21}^T - \dot{\gamma}_{21}^p) + (\mu-\alpha)(\dot{\gamma}_{12}^T - \dot{\gamma}_{12}^p);$$
$$\dot{\mu}_{13} = (\nu+\varepsilon)(\dot{\kappa}_{13}^T - \dot{\kappa}_{13}^p);\ \dot{\mu}_{23} = (\nu+\varepsilon)(\dot{\kappa}_{23}^T - \dot{\kappa}_{23}^p); \qquad (3)$$
$$\dot{\mu}_{31} = (\nu-\varepsilon)(\dot{\kappa}_{13}^T - \dot{\kappa}_{13}^p);\ \dot{\mu}_{32} = (\nu-\varepsilon)(\dot{\kappa}_{23}^T - \dot{\kappa}_{23}^p).$$

Моментные напряжения μ_{31} и μ_{32} и компонента σ_{33} тензора силовых напряжений обеспечивают условие плоской деформации. Уравнение баланса энергии принимает вид

$$\dot{E} = \sigma_{11}\dot{\varepsilon}_{11} + \sigma_{12}\dot{\varepsilon}_{12} + \sigma_{21}\dot{\varepsilon}_{21} + \sigma_{22}\dot{\varepsilon}_{22} + \mu_{13}\dot{\kappa}_{13} + \mu_{23}\dot{\kappa}_{23}. \qquad (4)$$

В результате в случае плоской деформации мы оперируем только двумя новыми «модулями»: α и $\gamma = \nu + \varepsilon$. α — «модуль» для антисимметричных составляющих тензора силовых напряжений, он отражает несимметрию тензора напряжений и имеет ту же размерность, что и модуль сдвига. Модуль γ имеет размерность МПа×м^2 и определяет вращательную жесткость среды.

Поворотные моды деформации связаны с формированием деформационных субструктур на развитой стадии пластического течения. При выполнении в каждой локальной точке критерия перехода среды в пластическое состояние расчет выполнялся по моментной модели, параметры которой представлялись как функции накопленной пластической деформации в данном локальном объеме. Для описания первого условия перехода в пластическое состояние воспользуемся классической теорией пластического течения с критерием Мизеса $f_\sigma(\sigma_{ij}) = 1{,}5\left(s_{11}^2 + s_{12}^2 + s_{21}^2 + s_{22}^2 + s_{33}^2\right)^{1/2} - Y$. Для определения скоростей пластических изгибов зададим свою функцию пластического течения $f_\mu(\mu_{ij}) = 1{,}5\left(\mu_{13}^2 + \mu_{23}^2 + \mu_{31}^2 + \mu_{32}^2\right)^{1/2} - Y\ell^p$, тогда для скоростей пластических изгибов можно записать

$$\dot{\kappa}_{13}^p = \dot{\lambda}_\mu \frac{\partial f_\mu}{\partial \mu_{13}},\ \dot{\kappa}_{23}^p = \dot{\lambda}_\mu \frac{\partial f_\mu}{\partial \mu_{23}}. \qquad (5)$$

Таким образом, в условие текучести для моментных напряжений входит предел текучести для сило-

вых сдвиговых напряжений Y и параметр ℓ^p, имеющий размерность длины и отражающий предельный внутренний линейный масштаб.

3. Численная реализация

Для численного решения полученной системы уравнений был обобщен известный метод Уилкинса [2], хорошо зарекомендовавший себя при решении динамических упругих и упругопластических задач механики деформируемых сред. Получаемая разностная схема имеет второй порядок точности. Введение дополнительной степени свободы и дополнительного уравнения движения приводит к необходимости пересмотра условия устойчивости разностной схемы. Для получения решений в расчетах было использовано более жесткое условие устойчивости.

В проведенных расчетах параметры материала соответствовали алюминиевому сплаву 6061-T6: ρ=2,7 г/см^3, μ=27,7 ГПа, K=72,8 ГПа, Y=300 МПа, для новых «модулей» и предела текучести для моментных напряжений были приняты следующие выражения: $\alpha = 2{,}77 f(\varepsilon^{pl})$ ГПа, $\gamma = 0{,}01 f(\varepsilon^{pl})$ ГПа×м^2, $\ell^{pl} = 0{,}001 f(\varepsilon^{pl})$ см, т.е. они плавно менялись с ростом накопленной пластической деформации согласно функции $f(\varepsilon^{pl}) = 1 - \exp\left[-\left(2{,}4\,\varepsilon^{pl}/\varepsilon_*^{pl}\right)^2\right]$, где ε_*^{pl} — критическое значение интенсивности накопленной пластической деформации, при котором функция выходит на насыщение.

4. Анализ модели и результаты расчетов

В опытах на активное растяжение измеряются две величины: осевая деформация и приложенная нагрузка. Эти величины представляют собой макроскопический отклик изменения энергии в образце при нагружении. Внутри образца развиваются локальные процессы разной природы. Однако на макроуровне большинство материалов не проявляют моментных свойств. Это вовсе не означает, что моментные напряжения не проявляются на нижележащих масштабных уровнях и не вносят свой вклад в накопление энергии или ее диссипацию. Если поведение такой среды представить в рамках классического описания (симметричные силовые напряжения — симметричная деформация), то работа, совершаемая моментными напряжениями на изгибах-кручениях, будет отнесена на счет работы силовых напряжений. На σ–ε диаграмме это отразится как дополнительное «упрочнение».

Считая, что на мезоуровне наряду с силовыми напряжениями развиваются и моментные, можно подсчитать работу, совершаемую этими напряжениями в мезообъеме. Представляя эту работу для макрочастицы, где все усредняется в рамках симметричного описания, получаем, что развитие на мезоуровне моментных напряжений приводит к росту усредненных макроскопических напряжений.

На рис. 1 изображены две σ–ε диаграммы. Та диаграмма, при расчете которой учтен вклад в энергию деформации от работы моментных напряжений на изгибах-кручениях, лежит выше диаграммы, полученной в расчетах для классической упругопластической среды с линейным упрочнением. Сравнение этих диаграмм показывает, что параболическая стадия упрочнения может быть отнесена к развитию в деформируемом материале изгибов-кручений и моментных напряжений. Такой же пересчет был осуществлен для нагружения мезообъема. Построенные для этого случая диаграммы приведены на рис. 2. Поведение кривых оказывается более сложным ввиду усреднения по большому количеству неоднородностей.

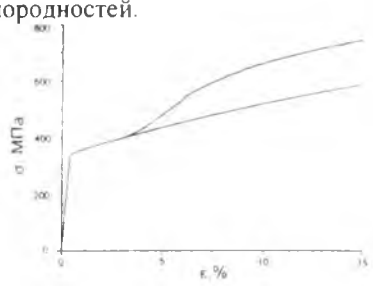


Рис. 1. Диаграммы нагружения для «однородного» материала. Верхний график построен с учетом вклада работы моментных напряжений. Нижний график — расчет по классической упругопластической модели с линейным упрочнением

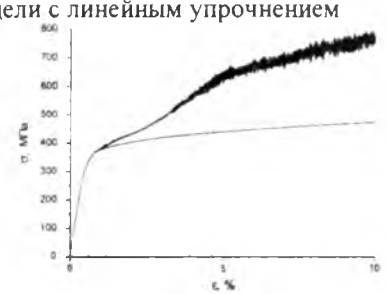


Рис. 2. Диаграммы нагружения для мезообъема, рассчитанные с учетом вклада моментных напряжений (верхняя кривая) и по классической упругопластической модели с линейным упрочнением (нижняя кривая)

5. Заключение

Если представлять реакцию твердого тела на нагружение через усредненную σ–ε диаграмму, то следует иметь в виду, что на каждом масштабе будет свое напряженно-деформированное состояние. Представление напряжения для макрочастицы через усреднение силовых и моментных напряжений на мезоуровне показывает, что часть упрочнения среды на параболической стадии упрочнения можно отнести на счет моментных напряжений на мезоуровне. Их вклад в упрочнение будет тем больше, чем более развиты повороты мезофрагментов и моментные напряжения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов 02-01-01188 и НШ–2324.2003.1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Forest S. Cosserat Media // Encyclopedia of Materials: Science and Technology. Elsevier 2001. P. 1715–1718.
2. Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Б. Олдера, С. Фернбаха, М. Ротенберга. М.: Мир, 1967. С. 212–263.

ИМИТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ПРОНИКАНИЯ СТЕРЖНЕВЫХ УДАРНИКОВ В ПРЕГРАДУ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Толкачев В.Ф.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822)529560; факс (3822)410347; E-mail: svetl@niipmm.tsu.ru

Расчет глубины проникания стержневых ударников большого удлинения проводится либо численными методами, либо по приближенным моделям [1– 4]. Численные методы позволяют выявить физическую сторону процесса, однако требуют больших временных затрат расчета на ЭВМ, и это ограничивает число расчетных вариантов и сужает возможности проведения широких параметрических исследований и всестороннего анализа проектируемых изделий. Инженерные методики, как правило, разработаны на основе упрощенных систем уравнений, вытекающих из физических принципов, содержат простые и маловременные по затратам программы расчетов, что позволяет быстро и многократно проанализировать модель в различных ситуациях.

Известен ряд методик, позволяющих рассчитывать глубину проникания стержневого ударника в металлическую преграду, которые представляют различные эмпирические модификации [2–4] гидродинамической модели бронепробивания [5] . Динамические параметры (скорость проникания, скорость движения свободного конца стержня, глубина проникания и т.д.) определяются в результате решения системы кинематических уравнений, включающих в себя основные законы сохранения, условия торможения и подгоночные константы [2–5]. Стационарная стадия проникания стержневых ударников намного больше характерных времен релаксации энергии и импульса, что позволяет в дальнейшем систему "стержень–преграда" рассматривать как квазиравновесную.

Для учета прочностных свойств взаимодействующих материалов предложены различные эмпирические модификации, в которых процесс стационарного внедрения ударника описывается соотношениями вида [2]

$$k_c\rho_c(v-u)^2+\sigma^d=k_n\rho_n u^2+H_D. \quad (1)$$

где k_c и k_n – коэффициенты формы стержня и преграды соответственно; ρ_c и ρ_n – плотность материала стержня и преграды; v – скорость свободного конца стержня; u – скорость внедрения; σ^d – динамический предел текучести материала стержня; H_D – динамическая твердость преграды.

Переменные k_c и k_n в общем случае зависят от геометрии течения и их определение затруднительно. При постановке задачи, когда гидродинамическая схема движения является основной и действие внутренних сил учитывается приближенно, коэффициенты формы принимаются постоянными и равными $k_c = k_n = 1/2$. Это приводит к известной модификации соотношения (1) в форме

$$v=u(1+1/(\alpha\lambda)),\ \lambda=(\rho_c/\rho_n)^{1/2},\ L_k=\alpha\lambda l_0,$$

$$\text{где } \alpha=[1+\frac{2(H_D-\sigma^d)}{\rho_n u^2}]^{-1/2}, \quad (2)$$

L_k глубина внедрения.

Из анализа соотношений (2) легко установить, что с увеличением скорости взаимодействия глубина проникания стремится к "гидродинамическому пределу" величине L_k/l_0. Однако результаты экспериментальных исследований [2,3,6] свидетельствуют о том, что при высоких скоростях удара, превышающих 3000 м/с, глубина проникания превосходит "гидродинамический предел".

Опираясь на методы теории размерностей, можно получить систему критериев моделирования. При высоких скоростях взаимодействия, когда $\rho_c v_0/\sigma >> 1$ и $l_0 >> d_0$, процесс проникания считается квазистационарным, система определяющих параметров может быть представлена в форме [7]

$$\frac{L_k}{l_0}=\psi(\frac{\rho_n v^2}{H};\frac{\rho_c}{\rho_n};\frac{c_{oc}}{c_{on}};b),$$

где c_o – скорость звука, b – константа ударной адиабаты $D=c_o+bu$.

В это уравнение в неявном виде входят параметры c_o и b, связь между которыми для динамических явлений целесообразно выразить через ударные адиабаты материала. Из анализа многочисленных экспериментальных данных и результатов численного моделирования установлено превалирующее влияние сжимаемости материала ударника на процесс проникания. В первом приближении это влияние предлагается учитывать при помощи введения в соотношение (1) эмпирического коэффициента A, выраженного через ударную адиабату материала:

$$0.5\,A\rho_c(v-u)^2+\sigma^d=0.5\,\rho_n u^2+H_D. \quad (3)$$

где $A=(c_{oc}+b_c u)/(c_{oc}+(b_c-1)u)$.

Выражение (3) может быть представлено в аналитической форме

$$v=u(1+1/(\alpha\lambda\sqrt{A})),\ L_k=\sqrt{A}\alpha\lambda l_0. \quad (4)$$

По данной модели разработан алгоритм и отработана вычислительная методика оценки глубины проникания стержневых ударников. Корректирующие постоянные модели подбирались по экспериментальным точкам. Константы c_{oc} и b_c ударной адиабаты материала ударника соответствовали [8]. Для описания процесса проникания стержня в гомогенную преграду использована замкнутая система уравнений:

$$dv/dt = -\sigma^{d}/(\rho_c l);$$
$$dl/dt = -(v-u); \qquad (5)$$
$$dL_k = udt;$$
$$0.5\,A\rho_c(v-u)^2 + \sigma^{d} = 0.5\,\rho_n u^2 + H_D,$$

где l – текущая длина стержня.

Предложенная модель хорошо подтверждается результатами оценок глубины внедрения в полубесконечные преграды ударников из различных материалов. На рис. 1 представлены расчетные зависимости глубины проникания в стальную преграду от скорости удара стержней с плотностью материала от 2,7 до 19,3 г/см^3 (ударник: 1 – вольфрам; 2 – сплав ВНЖ; 3 – сталь; 4 – алюминий). Для взаимодействующей пары "сталь – сталь" штриховой линией приведены соответствующие расчетные данные, проведенные по модели Тейта [2].

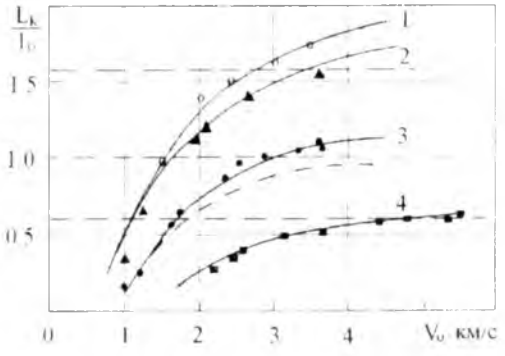


Рис. 1

На рис. 2 представлены результаты расчетов по проникнию стальных стержней в стальные преграды различной твердости. Результаты оценок хорошо согласуются с экспериментальными данными [2,3,6].

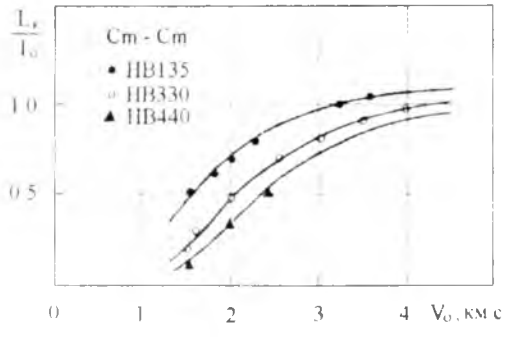


Рис. 2

Проведены расчеты по проникнию вольфрамовых стержней в комбинированную преграду, состоящую из различного количества разнесенных пластин с постоянной суммарной толщиной и расположенной за этой сборкой толстой плиты. Как показывают эксперименты, вольфрамовые ударники подвержены интенсивному дроблению материала в головной части за тыльным срезом пластины, что отчетливо отражено на рентгенограммах (рис. 3). В расчетах учет зоны разрушения ударника осуществлялся по эмпирической зависимости, установленной по данным экспериментов.

Рис. 3

На рис. 4 представлены данные расчетов по глубине проникания вольфрамовых стержней в конструкцию в зависимости от скорости соударения и числа пластин. Наблюдается понижение суммарной глубины проникания с увеличением скорости соударения и ростом количества пластин.

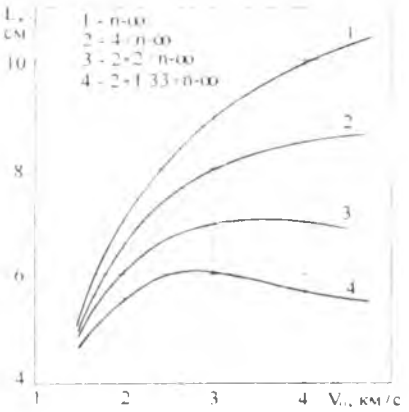


Рис. 4

Таким образом, проведенные в широком диапазоне начальных условий удара параметрические исследования свидетельствует о применимости модели для оценки проникающей способности деформируемых стержневых ударников в пластические среды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (код проекта 04-01-00856).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юпов Н.Т. // Изв. АН СССР. МТТ. 1990. №1. С. 112-117.
2. Tate A. // J. Mech. Phys. Solids. 1969. P. 141-150
3. Perez E. // Sci. Et techniques de l'armement Memorial de l'Artillerie francaise. 1982. Vol. 56 1-er fasciquilite. P. 11–155.
4. Chocron S., Anderson C.E., WalkerJ.D., Rawid M. // Int Journal of Impact Engineering. 2003. Vol. 28 P. 391-411.
5. Лаврентьев М.А. // Успехи мат. наук. 1957. Т. 2. № 4. С. 78–88.
6. Холер В., Стилп А. // Труды 3-го Международного симпозиума по баллистике. 11-13 марта 1977 г. Карлсруэ (ФРГ), 1997.
7. Витман Ф.Ф., Златин Н.А. // ЖТФ. 1963. Т. 33, вып. 8. С. 982–989.
8. Мак-Куин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др. // Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир. 1973. С. 299–427.

ОЦЕНКА ПРОНИКАНИЯ ПОРИСТЫХ СТЕРЖНЕВЫХ УДАРНИКОВ В ПРЕГРАДУ

Толкачев В.Ф., * Кацман К.Б.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
*ЦИОРАН Томского государственного университета
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822)529560, факс (3822)410347; E-mail: svetl@niipmm.tsu.ru

Возможности модернизации образцов высокоэффективных ударников из традиционных высокопрочных сталей и высокоплотных сплавов при функционировании их в условиях высокоскоростного удара к настоящему времени исчерпаны. Перспективным направлением усиления проникающей способности ударников кинетического действия является применение композиционных материалов комбинированного строения на основе тугоплавких соединений либо неклассических материалов, например, сильнопористого (порошкообразного) материала с низкой средней удельной плотностью [1,2].

В работе предлагается методика оценки проникающей способности стержневых ударников из материала с заданной пористостью и приведены результаты параметрических исследований по глубине проникания равных по массе и диаметру стержней из материала с различной пористостью. Поисковые исследования направлены на выявление влияния физико-механических свойств материала ударников на их проникающую способность в условиях высокоскоростного взаимодействия с мишенями.

Процесс ударного сжатия пористых тел обладает рядом своеобразных особенностей [3,4]. Пористые тела имеют разную структуру – порошки, тела с внутренними пустотами, волокнистые тела и т.д. – и характеризуются наличием участков сплошного вещества с матричной плотностью $\rho_o=1/V_o$ и пустот ($\rho=0$), в результате чего средняя плотность ρ_{oo} меньше нормальной ρ_o. На начальной стадии высокоскоростного взаимодействия работа сил внешнего давления затрачивается на закрытие пустот, на уплотнение вещества и приведение его к нормальному объему [4]. Для совершения этой работы требуются сравнительно небольшие давления, масштабом которых служат пределы прочности материалов. На основе имеющихся экспериментальных данных и теоретического подхода [3,4] величина давления сжатия $P_{сж}$ аппроксимирована следующим эмпирическим выражением

$$P_{сж}=\frac{c_o^2\,(\rho_o-\rho_{oo})^2}{\rho_{oo}\,[\lambda/(\lambda-1)+\rho_o/\rho_{oo}]^2}.$$

Вычислительная методика оценки глубины проникания ударников в мишень основана на модификации гидродинамической модели проникания с учетом ударно-волновых и прочностных свойств взаимодействующих материалов [5]. Корректирующие постоянные модели подбирались по экспериментальным данным. Процесс проникания ударника в гомогенную преграду описывается системой кинематических уравнений:

$$dv/dt=-\sigma^{\partial}/(\rho_c l);$$

$$dl/dt=-(v-u);$$

$$dL_k=udt;$$

$$0.5A\rho_c(v-u)^2+\sigma^{\partial}+P_{сж}=0.5\rho_n u^2+H_D,$$

где $A=(c_{oc}+\lambda u)/(c_{oc}+(\lambda-1)u)$, c_{oc} и λ – константы материала ударника в уравнении ударной адиабаты $D=c_{oc}+\lambda u$, которые широко приведены для различных кристаллических и пористых материалов в [6].

Здесь: v – скорость свободного конца ударника; u – скорость внедрения, ρ_c и, ρ_n – плотность материала снаряда и преграды; l – текущая длина снаряда; L_k – глубина внедрения; σ^{∂} – динамический предел текучести материала снаряда; H_D – динамическая твердость материала преграды.

Расчеты выполнены для ударников из пористого вольфрама, физико-механические и ударно-волновые характеристики которого наиболее широко описаны [6] и приведены в таблице.

Материал	m	ρ, г/см^3	c_o, км/с	λ
W	1,00	19,17	4,02	1,235
W (порист.)	1,43	13,36	0,75	2,07
W (порист.)	2,16	8,87	0,25	1,72
W (порист.)	3,48	5,5	0,025	1,50
W (порист.)	4,16	4,6	0,025	1,50
Cu	1,00	8,93	4,506	1,418
Сплав Ni+Cu	1,00	8,89	4,08	1,547

Здесь $m=\rho_o/\rho_{oo}$.

Инженерная методика расчета глубины проникания ударников из пористых материалов отрабатывалась на основе предварительно полученных экспериментальных данных. На рис. 1 приведены расчетные данные по прониканию ударника из пористого вольфрама с плотностью $\rho=13.36$, которые сравниваются с экспериментально полученными точками в специально проведенных опытах. Наблюдается хорошее согласование результатов расчета и эксперимента.

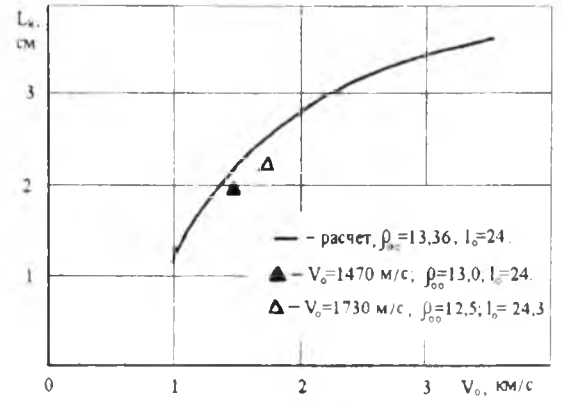


Рис. 1

На рис. 2 представлены расчетные зависимости глубины проникания L_k равных по массе и диаметру ударников из материалов различной пористости m с матрицей из вольфрама. В разных диапазонах скоростей взаимодействия ударники проникают в мишень на разную глубину, причем при увеличении скорости соударения ударники из материалов с большей пористостью проникают глубже в сравнении с ударниками из материала кристаллической (матричной) плотности. Так, при скорости соударения 4 км/с пористый ударник с плотностью материала ρ_{oo}=8,87 г/см^3 проникает в стальную мишень глубже на 40 % в сравнении с вольфрамовым ударником с плотностью ρ_o=19,17 г/см^3.

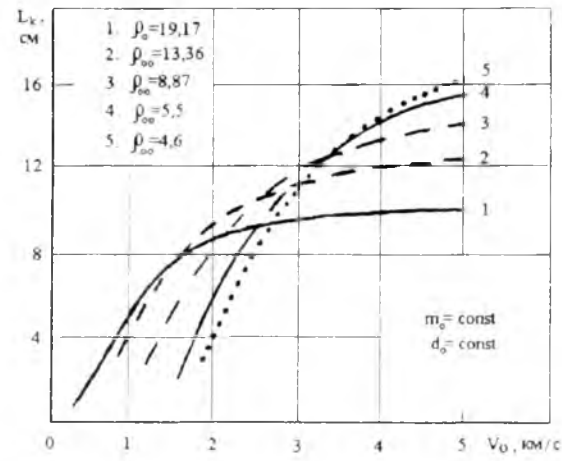


Рис. 2

Развитие больших деформаций в пористых ударниках в процессе проникания способствует возникновению высоких температур на контактной поверхности, что может привести к расширению материала [3, 4]. Это приводит с снижению давления на контактной поверхности, а следовательно, снижается и скорость проникания ударника в мишень. Наблюдаемое увеличение проникающей способности ударников из пористых материалов в сравнении с ударниками из кристаллического вещества, очевидно, при данной постановке задачи является результатом их значительной длины.

По данной модели проведены расчеты глубины проникания пористых и монолитных ударников с одинаковой плотностью, а следовательно, и геометрий. На рис. 3 представлены результаты расчета глубины проникания ударников из пористого вольфрама (кривая 3 – ρ_{oo}=8,87 г/см^3), меди (кривая 2 – ρ_o=8,93 г/см^3) и сплава Ni+Cu (кривая 1 ρ_o=8,89 г/см^3) . Расчеты свидетельствуют о том, что ударники из пористого вольфрама при скоростях взаимодействия свыше 2000 м/с проникают в стальную преграду глубже и эффект усиливается с увеличением скорости соударения.

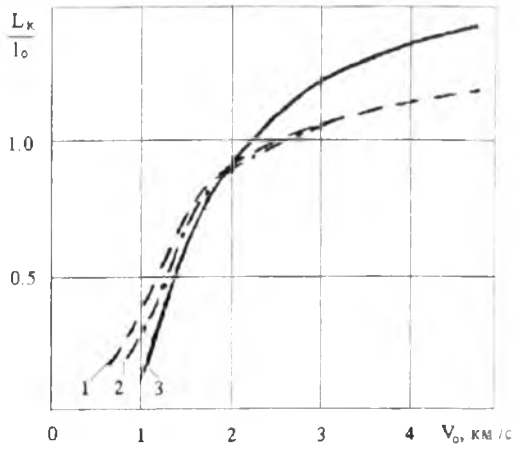


Рис. 3

Таким образом, разработанная методика на основе модифицированной гидродинамической модели с учетом ударной адиабаты материала ударника позволяет оценить интегральные параметры проникания стержневых ударников из пористых материалов. Результаты расчетов свидетельствуют об усилении проникающей способности высокопористых ударников в сравнении с монолитными кристаллической (матричной) плотности при равенстве их массы и диаметра.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 04-01-00856).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ангелова Г.В., Афанасьева С.А., Белов Н.Н. и др. // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. С. 67-68.
2. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Козорезов К.И и др. Патент №2150079 РФ // Б.И. 2000. №15. С. 1-12.
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
4. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Толкачев В.Ф. и др. // Докл. РАН. 1999. Т. 368, №4. С. 477-479.
5. Толкачев В.Ф. // Всесибирские чтения по математике и механике. Механика. Т. 2. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1997. С. 107-113.
6. Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н., Трунин Р.Ф., Фортов В.Е. Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии / РАН. РЯЦ-ВНИИЭФ. НИЦ ТИВ. Черноголовка, 1996. 385 с.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА НЕЛИНЕЙНЫЕ ВИБРАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОВОДЯЩЕЙ СТРУНЕ

Томилин А.К.

Восточно-Казахстанский государственный технический университет
Республика Казахстан, Усть-Каменогорск, ул. Серикбаева, 19,
тел. (3232)- 268218, tomilin@ukg.kz

Рассматривается электропроводная струна с закрепленными концами в магнитном поле, вектор индукции которого направлен перпендикулярно плоскости ее колебаний. Концы струны замкнуты идеальной электрической цепью [1–3]. Электромагнитное воздействие на колебания электропроводных систем обладает целым рядом интересных особенностей [3]. В частности, оно является избирательным по отношению к различным парциальным колебаниям. Безразмерным критерием величины электромагнитного воздействия является число Стюарта St, характеризующее отношение магнитной силы, действующей на единичный участок струны, к его силе инерции.

Обычно подобные задачи рассматриваются в линейной постановке [3], однако эксперимент указывает на наличие в системе нелинейности. В частности, при пропускании по струне переменного электрического тока от источника с регулятором частоты наблюдаются «скачок» и «срыв», характерные для нелинейного резонанса. Причина нелинейности заключается в переменности натяжения струны при колебаниях, т. к. гипотеза абсолютной гибкости выполняется не точно.

Составлено нелинейное интегро-дифференциальное уравнение в частных производных для колебаний струны с учетом электромагнитного воздействия по всей ее длине. После применения процедуры Фурье получена бесконечная система обыкновенных дифференциальных уравнений. Эти уравнения являются взаимозависимыми, поскольку электромагнитная сила выражается бесконечной суммой членов, линейно зависящих от обобщенных скоростей. Произведена редукция этой системы уравнений: в электромагнитной силе первого уравнения только один член, во втором – два и т.д. Полученная система уравнений допускает последовательное интегрирование. Дальнейший анализ выполнен в одномодовом приближении на основе безразмерного дифференциального уравнения

$$\ddot{q}_1+\left(\beta+\mathrm{St}\frac{8}{\pi^2}\right)q_1+\frac{E\pi^4}{4}q_1^3+q_1=\mathrm{St}\frac{4j_0}{\pi}\cos\omega t\,, \qquad (1)$$

где q_1 – обобщенная координата, соответствующая основному тону, β – коэффициент сопротивления среды, E – модуль упругости материала струны, j_0,ω – соответственно амплитуда и частота внешнего электрического тока.

Получено уравнение амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) для основного колебания с нелинейным резонансным пиком

$$\left\{\left(\frac{3}{16}E\pi^4q_{01}^2-\omega^2\right)^2+\left(\beta+\mathrm{St}\frac{8}{\pi^2}\right)^2\omega^2\right\}q_{01}^2=\left(\mathrm{St}\frac{4j_0}{\pi}\right)^2. \qquad (2)$$

Исследовано влияние числа Стюарта на АЧХ. Установлено, что при увеличении числа Стюарта частоты «скачка» и «срыва» сближаются, практически можно добиться их совпадения. Таким образом, при помощи электромагнитного воздействия можно сделать систему квазилинейной.

Указано и на противоположное явление, когда электромагнитное воздействие само может внести нелинейность в систему. В частности, это возможно, если внешнее магнитное поле имеет неоднородность в направлении оси, вдоль которой смещаются точки струны [2].

Задача решена для случая линейного закона зависимости магнитной индукции B от функции смещений $u(z)$ струны в направлении оси x:

$$B(x)=B_0(1+\eta u)\,, \qquad (3)$$

где η – заданная константа.

Задача сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, которые являются нелинейными, причем нелинейность возникла в магнитных членах. Одномодовое приближение описывается безразмерным уравнением

$$\ddot{q}_1+\left[\beta+2\mathrm{St}\left(\frac{4\gamma_1^2}{\pi^2}+\frac{2\eta\gamma_1}{\pi}q_1+\frac{\eta^2}{4}q_1^2\right)\right]\dot{q}_1+q_1=0\,. \qquad (4)$$

где $\gamma_1=\sin\frac{z_2-z_1}{2}\sin\frac{z_2+z_1}{2}$, z_2-z_1 – ширина участка, на котором действует магнитное поле.

Заметим, что нелинейность не исчезает даже при условии

$$\gamma_1=0 \qquad (5)$$

Для первого парциального колебания определен эквивалентный коэффициент вязкости

$$h_{(\gamma)\parallel} = \beta + \mathrm{St}\left(\frac{8\gamma_1^2}{\pi^2} + \frac{\eta^2 a_1^2}{8}\right), \qquad (6)$$

где a_1 – амплитуда основного колебания.

Ему соответствует логарифмический коэффициент затухания:

$$\delta_1 \approx 2\pi\left[\beta + \mathrm{St}\left(\frac{8\gamma_1^2}{\pi^2} + \frac{\eta^2 a_1^2}{8}\right)\right], \qquad (7)$$

который является амплитудно-зависимым.

Существенный интерес представляют задачи, в которых учитывается несколько нелинейных факторов одновременно. Особое внимание уделено случаям физической линеаризации, когда один нелинейный фактор устраняется другим. В частности, это возможно в случае колебаний струны с пьезомагнитными свойствами в нестационарном магнитном поле.

Рассмотрены вынужденные нелинейные колебания ферромагнитной струны, в продольном магнитном поле, индукция которого изменяется по гармоническому закону

$$\vec{B} = B_0 \vec{z}^0 \cos\omega t .$$

Пусть на струну действует поперечная вынуждающая сила интенсивности $F(z,t)$. Одномодовое приближение сводится к уравнению, записанному в размерном виде

$$\ddot{q}_1 + \beta\dot{q}_1 + p_1^2 q_1 + \frac{E\pi^4}{4\rho l^4} q_1^3 \pm \pm \frac{T^*}{m_0}\left(\frac{\pi}{l}\right)^2 \cos^2\omega t \cdot q_1 = f_1(t), \qquad (8)$$

где T^* – амплитудное значение магнитострикционного натяжения, ρ, m_0 – объемная и линейная плотность материала струны соответственно, $f_1(t)$ – обобщенная вынуждающая сила.

При положительной магнитострикции, приводящей к удлинению ферромагнитного образца, в этом уравнении последний член правой части берется со знаком минус. В этом случае при некоторых условиях в установившемся режиме колебаний можно уравновесить члены

$$\frac{E\pi^4}{4\rho l^4} q_1^3 \quad \text{и} \quad \frac{T^*\pi^2}{m_0 l^2} q_1 \cos^2\omega t .$$

Таким образом, имеется возможность физически линеаризовать уравнение (8). Очевидно, это возможно, если установившееся решение линеаризованной системы выражается простой гармонической функцией той же частоты, что и периодическое изменение магнитного поля:

$$q_1 = q_{01}\cos\omega t .$$

При этом относительное магнитострикционное удлинение струны должно иметь амплитудное значение, отвечающее условию

$$\frac{\Delta l^*}{l} = \left(\frac{q_{01}\pi}{2l}\right)^2 \qquad (9)$$

Полученное значение относительной амплитудной деформации зависит от q_{01}, поэтому необходимо, чтобы установившийся режим колебаний был устойчив. С энергетической точки зрения это возможно, так как имеются возбуждающая и диссипативная силы. Причем энергия, вносимая в систему возбуждающей силой, пропорциональна первой степени амплитуды колебаний q_{01}, а диссипативная функция пропорциональна второй степени q_{01}. При этих условиях образуется устойчивый предельный цикл. Не скомпенсированные нелинейные члены так же влияют на энергетическое состояние системы, но в силу сходимости ряда их можно рассматривать как малое возмущение, не нарушающее устойчивость колебаний. Величина q_{01} определяется из условия баланса энергии:

$$\int_0^{T_1}\left[f_1(t) - \beta\dot{q}_1\right]\dot{q}_1\,dt = 0 , \qquad (10)$$

где $T_1 = \frac{2\pi}{\omega}$.

В соответствие амплитудному значению относительной магнитострикционной деформации можно поставить амплитудное значение магнитной индукции B_0, воспользовавшись графиком зависимости

$$B_0 = f\left(\frac{\Delta l^*}{l}\right)$$

для данного ферромагнетика.

Итак, в качестве вывода отметим, что магнитострикционные свойства вибрационных систем можно использовать для физической линеаризации основного тона колебаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tomilin A.K. Nonlinear vibrations of electroconductive string in magnetic field. Proceedings of the XXVIII summer school// APM. St. Petersburg, 2000. Vol. 2. S. 334-341.
2. Tomilin A.K. Nonlinear electromagnetic influence on vibrations of electroconductive string. Доклады АН РК. 2000. № 2. С. 18-23.
3. Томилин А.К. Общая задача о колебаниях одномерных континуальных проводящих систем в магнитном поле // Изв. МН-АН РК. Сер. физ.-мат. 1996. № 5. С. 80-85.

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕГРАД, СОДЕРЖАЩИХ КЕРАМИЧЕСКИЙ СЛОЙ

Трушков В.Г., Ягницина Е.А.
НИИ прикладной математики и механики
при Томском государственном университете
634050, г Томск, пр Ленина, 36,
тел (3822) 529547, факс (3822) 529547
E-mail trush@vlad tomsk ru

Керамические материалы, обладая такими специфическими свойствами, как высокая твердость, хрупкость и малый удельный вес по сравнению с металлическими материалами, хорошо выполняют защитную функцию в различных конструкциях преград Для повышения эффективности функционирования керамических материалов слои из керамики должны сочетаться с более пластичными элементами слоистой защитной конструкции

В настоящей работе рассматриваются два типа керамики карбид кремния (SiC) и карбид бора (B_4C) Проводится сравнение их защитных свойств между собой и со стальными и алюминиевыми пластинами, эквивалентными по массе Сравнение осуществляется по остаточной длине и остаточной скорости удлиненного цилиндрического ударника после пробития преграды конечной толщины и одинаковой массы

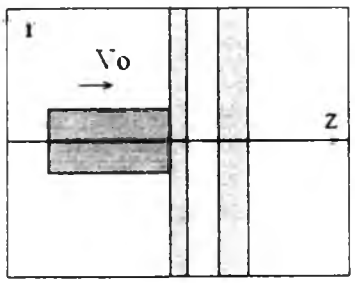


Рис 1

Для описания процесса пробития слоистых преград рассматривается задача, которая формулируется следующим образом (рис 1) Цилиндрический стержень взаимодействует со слоистой цилиндрической преградой, содержащей стальные и керамические пластины, с начальной скоростью V_0

Для математического описания поведения взаимодействующих тел данной задачи использовалась упругопластическая модель механики сплошной среды [1] Модель расчета разрушений включает в себя совместное рассмотрение двух механизмов повреждения материала по типу сдвига и по типу отрыва После разрушения материал моделируется сыпучей средой типа песка или пыли, которая не способна сопротивляться растяжению, но воспринимает сжимающие нагрузки и сдвиговые деформации при сжатии Решение задачи осуществляется с помощью Эйлерового численного метода [2] Проведение численных расчетов и исследований процессов деформации и разрушения взаимодействующих материалов осуществляется в осесимметричной постановке при помощи программного комплекса IMPACT [3], созданного в НИИ прикладной математики и механики при ТГУ

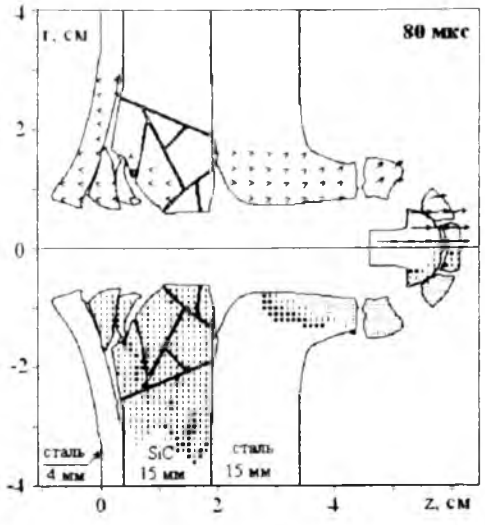


Рис 2

Тестирование расчетно-математической модели проводилось на варианте удара, где в качестве преграды использовалась трехслойная конструкция– Ст - керамика SiC - Ст (рис 2). Толщина керамического слоя составила 15 мм Начальная скорость соударения V_0= 1357 м/с Экспериментальные данные получены НИИ прикладной математики и механики В эксперименте регистрировались конечные параметры соударения, остаточная длина ударника и его остаточная скорость

После пробития первого стального слоя керамическая пластина почти полностью разрушается первоначально по типу сдвига, затем область сдвиговых разрушений трансформируется в область разрушений по типу отрыва Проникание ударника происходит уже по разрушенной керамике Однако разрушенная, но обжатая керамика обладает достаточно высоким пределом текучести, т е она способствует срабатыванию и торможению ударника

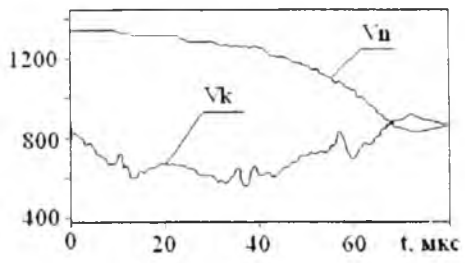


Рис 3

Динамику процесса пробития преграды, изображенной на рис 2, характеризует рис 3, где представлены зависимости скоростей задней Vn и передней Vk точек ударника от времени процесса По поведению этих кривых видно, что пластическая

деформация ударника заканчивается к 70 мкс Проникание ударника через разрушенную керамическую пластину не приводит к повышению скорости его передней точки Vk

В результате сравнения расчетных (рис 2) и экспериментальных данных установлено, что отклонение расчета от эксперимента по остаточной длине ударника составило 7 %, а по конечной скорости – 5 % Хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных свидетельствует в пользу выбранной в расчете модели поведения керамики

Для оценки эффективности преграды, содержащей керамический слой, проведено сравнение с аналогичной преградой, в которой керамическая пластина (SiC) заменена стальной пластиной толщиной 6 мм, эквивалентной по массе (рис 4)

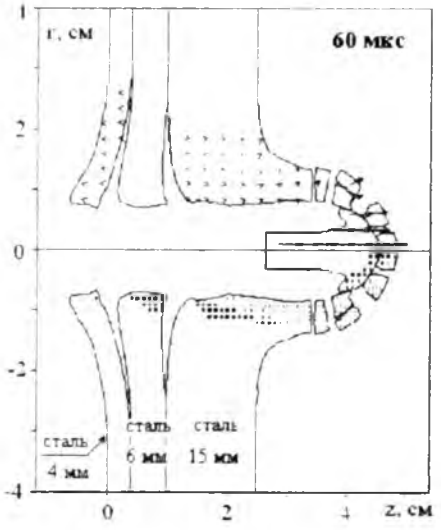


Рис 4

Из рис 2 и 4 видно, что при одинаковой начальной скорости защитные свойства керамического слоя выше по сравнению со стальной пластиной той же массы После пробития преграды ударник имеет более высокую остаточную скорость $V_{ср}$=960 м/с и большую остаточную длину $L_р$= 19 1 мм (для сравнения в предыдущем варианте удара эти параметры равны $V_{ср}$ = 850 м/с, $L_р$ = 12 3 мм)

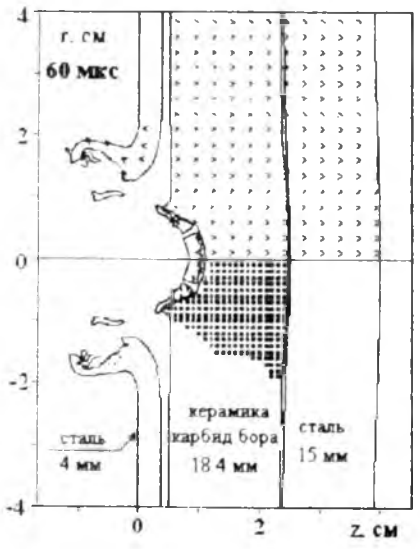


Рис 5

Аналогичным образом была проведена оценка защитных свойств наиболее прочного керамического материала – карбида бора (B_4C) Эта керамика имеет более низкую начальную плотность $\rho_{от}$ = 2 52 г/см^3 по сравнению с керамикой SiC, следовательно, толщина керамического слоя той же массы будет составлять 18 4 мм (рис 5) Защитные характеристики у этой керамики выше, чем у керамики SiC Ударник полностью «срабатывается» уже при взаимодействии с керамической пластиной а стальная пластина получает осевой импульс, распределенный по всей ширине пластины

На рис 6 представлен процесс пробития преграды с алюминиевым слоем, эквивалентным по массе керамическому и стальному слою Алюминий имеет более низкие прочностные параметры по сравнению с керамикой, а плотность алюминия близка к плотности керамики (B_4C) Толщина эквивалентного по массе алюминиевого слоя равна 16 7мм Конечные параметры соударения равны $V_{ср}$= 880 м/с, $L_р$ = 15 1 мм

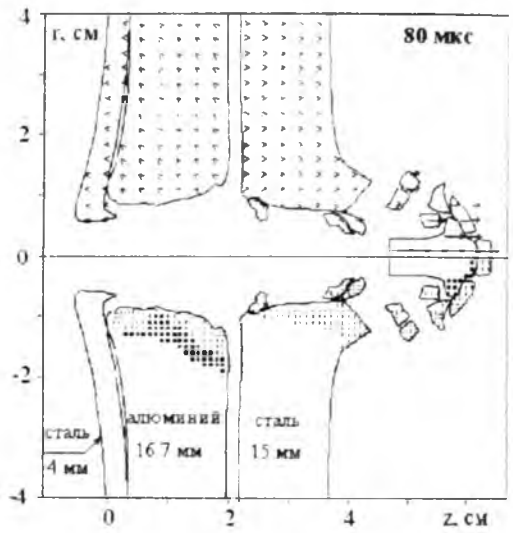


Рис 6

Таким образом, защитные свойства слоев керамических материалов (SiC и B_4C) выше, чем у эквивалентных по массе металлических слоев Причем для керамики B_4C не происходит пробитие преграды Следует отметить, что защитные свойства у алюминиевого слоя выше, чем у эквивалентного по массе стального слоя

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 Афанасьева С А , Трушков В Г Численное моделирование метеоритного удара по горной породе и воде // Известия РАН МТТ 1997 № 1 С 77-86

2 Ефремова Л В , Корнеев А И , Трушков В Г Численное моделирование процесса деформации конической облицовки // Физика горения и взрыва 1987 Т 23, № 2 С 110-115

3 Трушков В Г Программный комплекс «Численного моделирования процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел» (ПК IMPACT) Российское агентство по патентам и товарным знакам Свидетельство об официальной регистрации программ для ЭВМ № 2003611166 М , 2003

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ НЕЛИНЕЙНОГО КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МЕМБРАННОЙ КОНСТРУКЦИИ

Усманов Д.Б.
НПО прикладной механики им. акад. М.Ф. Решетнева
662972, г. Железногорск, ул. Ленина, 52,
тел./факс (39197) 24302
E-mail: usmanov@npopm.ru

Трансформируемые антенные рефлекторы становятся ключевыми компонентами технологии современной спутниковой связи. К основным требованиям, предъявляемым к конструкциям таких устройств, относятся малый вес, форма поверхности с точностью, определяемой радиотехническими требованиями, а также механическая жесткость конструкции, определяемая в терминах ее собственных частот [1,2]. Для таких мембранных конструкций является характерным возникновение так называемых подушкообразных дисторсий [3] в направлении, противоположном кривизне отражающей поверхности. Этот вид дисторсии зависит от натяжения мембранной сетки и используемых для этого шнуров, а также от габаритов и кривизны поверхности. Задача определения формы мембранной конструкции тесно связана с определением минимальной поверхности. С точки зрения механики минимальные поверхности определяются полем напряжений, которые предопределяют конфигурацию мембранной конструкции. Математически это означает определение оптимального распределения поля перемещений мембранной конструкции при заданном распределении поля напряжений, действующих на деформируемую конструкцию [4].

Одним из способов повышения жесткости конструкции рефлектора является создание предварительно-напряженного состояния в его силовых элементах.

Математически обе эти задачи проектирования имеют общую природу, которая возникает при решении обратной задачи статики мембранной конструкции.

Дискретизация модели деформируемой среды для элементов мембранной конструкции рассматривается на основе полной лагранжевой формулировки, в которой законы сохранения полностью идентичны законам сохранения классической формулировки. Полная лагранжева формулировка может быть получена двумя способами [6]:

1) преобразованием конечно-элементных уравнений для модифицируемой лагранжевой формулировки в начальную (отсчетную) конфигурацию модели конструкции и выражением ее в терминах лагранжевых переменных; 2) получением слабой формы в терминах начальной конфигурации модели конструкции и лагранжевых переменных, а затем использованием слабой формы для получения дискретных условий. Уравнения количества движения и граничные условия в напряжениях образуют так называемую строгую форму, которая не может быть дискретизирована непосредственно методом конечных элементов. Для выполнения дискретизации этой формы требуется ее эквивалент – слабая форма (вариационная форма или принцип виртуальной работы). Эта слабая форма используется для представления дискретных уравнений с учетом динамических эффектов. Для адекватного применения возможностей компьютерного моделирования на основе современных конечно-элементных программ схема решения уравнений нелинейной статики рассматривается в сочетании со схемами интегрирования дискретных уравнений динамики. Формой дискретного уравнения количества движения для модели сложной конструкции в момент времени t_{n+1}, приемлемой как для случая статического равновесия, так и для динамики, является [6]:

$$r\left(d^{n+1},t^{n+1}\right) = \\ = s_D M a^{n+1} - f^{ext}\left(d^{n+1},t^{n+1}\right) + f^{int}\left(d^{n+1}\right), \quad (1)$$

где d – вектор-столбец, сформированный из компонент векторов узловых перемещений с размерностью, равной числу степеней свободы модели n_{dof}; s_D - переключатель ($s_D = 1$ для динамических задач, $s_D = 0$ для статических задач); $r\left(d^{n+1},t^{n+1}\right)$ – невязка, $f^{ext}\left(d^{n+1},t^{n+1}\right)$ и $f^{int}\left(d^{n+1}\right)$ – внешние и внутренние узловые силы, соответственно; M – матрица масс, a^{n+1} – вектор-столбец узловых ускорений.

В большинстве случае граничные условия в перемещениях могут быть записаны как совокупность n_c нелинейных алгебраических уравнений

$G\left(d^{n+1}\right) = g_i$, $i = 1,\ldots,n$. (2)

Уравнения равновесия определяются из (1) при $s_{ij} = 0$:

$$r\left(d^{n+1},t^{n+1}\right) = f^{int}\left(d^{n+1}\right) - f^{ext}\left(d^{n+1},t^{n+1}\right). \quad (3)$$

В задачах нелинейной статики (или равновесия) невязки соответствуют некомпенсированным силам. Определяющие уравнения (как для динамики, так и статики) представляют собой совокупность нелинейных алгебраических уравнений в узловых перемещениях d^{n+1}.

Дискретные уравнения, получаемые с помощью процедуры неявного интегрирования по времени, будут представлять собой нелинейные алгебраические уравнения по неизвестным d^{n+1} и могут быть применены как к статическим, так и динамическим задачам. Поэтому в обоих случаях рассматривается следующая дискретная задача: найти d^{n+1} такие, что $r\left(d^{n+1}\right) = 0$ при выполнении условий $g\left(d^{n+1}\right) = 0$. Блок-схема решения нелинейных уравнений предусматривает этап инициализации начальных условий, когда должны быть заданы начальные перемещения u^0 и начальные напряжения σ^0 для динамической задачи (1). Нелинейные алгебраические уравнения решаются на каждом шаге интегрирования с использованием итерационной последовательности линейных моделей, генерируемых методом Ньютона – Рафсона [6]. В случае решения задач статики время может выступать в качестве любого монотонно возрастающего параметра.

В процедуре отыскания формы модели объединенной конструкции взаимодействие вантовых элементов с другими предварительно-напряженными элементами конструкции рефлектора определяется, в том числе, и усилиями в самих вантах, которые предполагаются заданными. Это означает, что можно применить те же идеи, что и при определении внутренних некомпенсированных сил, в выражениях которых будет присутствовать величина $\frac{T}{L}$, связывающая задаваемую силу натяжения T в шнуре с длиной L недеформированного вантового элемента. В литературе она известна как «плотность сил». Плотность сил $\frac{T}{L}$ можно интерпретировать как «2-ю силу Пиола-Кирхгоффа».

Таким образом, метод плотности сил выглядит как составная часть более общей теории полной лагранжевой формулировки мембранной конструкции.

Стандартные процедуры конечно-элементной дискретизации, встроенные в современные конечно-элементные программы, позволяют охватить многие аспекты нелинейного конечно-элементного моделирования для решения прикладных задач оптимального проектирования предварительно-напряженных мембранных конструкций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гряник М.В., Ломан В.И. Развертываемые зеркальные антенны зонтичного типа. М.: Радио и связь, 1987.-72 с.

2. Thomson M. W. //AstroMesh deployable reflectors for Ku- and Ka-band commerical satellites//AIAA 2002-2032 in Proceeding of the 20th AIAA International Communications Satellite Systems Conference and Exhibit, Montreal, Canada, 12–15 May 2002.

3. Meyer R.X. //Precision of mesh-type reflectors for large space-borne antennas. //Pap. 82-0652. AIAA/ASME/AHS 23rd Structures, Structural Dynamics and Materials Conference, New Orleans, May 10-12, 1982. Vol. 22, No.1, 80- 84. с.

4. Bletzinger K.-U. Formfinding and optimization of membranes and minimal surfaces. //Lecture notes prepared for the Ph. D-course. Advanced school on Advanced Topics in Structural Optimization. Lyngby, Technical University of Denmark. June 25-July 3, 1998.- 28 с.

5. Отто Ф., Тростель Р. Пневматические строительные конструкции. Конструирование и расчет сооружений из тросов, сеток и мембран. Пер. с нем., М.: Стройиздат, 1967.,320 с.

6. Belytschko T., Liu W.K., Moran B. //Nonlinear Finite Elements for Continua and Structures. //J.Wiley & Sons. 2000. 650 с.

7. Поздеев А.А., Трусов П.В., Няшин Ю.И. Большие упруго-пластические деформации: теория, алгоритмы, приложения. М.: Наука, 1986. 232 с.

8. Лурье А.И. Нелинейная теория упругости. М.: Наука, 1980. 512 с.

9 Черных К.Ф. Нелинейная теория упругости в машиностроительных расчетах //Л.: Машиностроение, 1986. 336 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В МОДЕЛЯХ ИЗ ЭЛАСТОМЕРОВ МЕТОДОМ НЕЛИНЕЙНОЙ ФОТОУПРУГОСТИ

Харинова Н. В.

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин)
630008, г.Новосибирск, ул. Ленинградская, 113,
тел. (3832) 663380; E-mail: rustam@alcmar.nsk.su

В работе приводятся результаты исследования концентрации напряжений и деформаций при растяжении резиновых полос с центральной трещиной, имеющей различные углы наклона с горизонталью и с симметричными острыми боковыми надрезами, полученные методом нелинейной фотоупругости [1, 2]. Постановка исследованных здесь задач принадлежит К.Ф. Черных [3]. Изучались конечные деформации с учетом изменения геометрии моделей в плоскости и по толщине. Исследовались плоские элементы с концентраторами пневмонадувных оболочек и резинотехнических изделий. В качестве модельного материала использован полиуретановый каучук марки СКУ-6.

1. Концентрация напряжений и деформаций у вершин наклонных трещин

Построены графики изменения коэффициентов концентрации истинных (Эйлеровы координаты) и условных напряжений (Лагранжевы координаты) от величины номинальных продольных деформаций, измеренных на удалении от разрезов на основании имеющихся экспериментальных данных [1]. Растяжению подвергались полосы с центральной наклонной трещиной-разрезом. Начальный угол наклона трещины составлял α_0= 0, 30, 45, 60° с горизонтальной осью. При осевом растяжении полос трещина постепенно раскрывалась, кроме того, менялся угол ее наклона с горизонтальной осью. На рис. 1 приведена схема нагружения образцов и выборочно по одной картине интерференционных полос для каждого из четырех элементов с трещиной разного наклона.

Хорошо видно, что при нагружении все трещины-разрезы, раскрываясь, превращаются в эллипсы. При одной и той же нагрузке самое большое раскрытие трещины наблюдалась при α_0= 0°, уменьшаясь в последовательности α_0= 30, 45, 60°. Вершины эллипса, в который трансформируется трещина, не совпадают с вершинами начальной трещины-разреза (точки А на фотографиях) и отклоняются в сторону оси растяжения. Угол наклона начальной трещины-разреза с горизонтальной осью при больших деформациях возрастает.

Графики коэффициентов концентрации представлены на рис. 1. Видно, что на всех графиках с увеличением номинальных деформаций коэффициенты концентрации уменьшаются по плавным кривым от максимальных значений, стремясь к некоторым асимптотическим величинам. С увеличением угла наклона трещин коэффициенты концентрации также уменьшаются.

В экспериментах с наклонными трещинами разрушение образцов происходило от начальной вершины трещины по горизонтальной линии, перпендикулярной действующей нагрузке. Также видно, что коэффициенты концентрации истинных напряжений больше, чем коэффициенты концентрации условных.

2. Концентрация напряжений и деформаций в полосах с боковыми надрезами

Данное исследование является продолжением работы [2]. Растяжению подвергались полосы из резины шириной 37 мм с симметричными боковыми надрезами, схема нагружения которых приведена на рис. 2. Глубина двусторонних надрезов l = 10 мм.

Из поляризационно-оптического эксперимента получены фотографии картин полос интерференции. Фрагменты некоторых из них для различного уровня нагружения приведены на рис. 2. При осевом растяжении полос надрезы постепенно раскрывались, трансформируясь в полуэллипс. Хорошо видно, что при нагружении происходит раскрытие трещин-надрезов и затупление их вершин.

Построены графики изменения коэффициентов концентрации истинных K_σ, условных напряжений K_σ^L и деформаций K_ε у вершин боковых надрезов в зависимости от величины номинальных деформаций с использованием экспериментальных данных (рис.3).

Видно, что с увеличением номинальных деформаций, как и в предыдущем примере, коэффициенты концентрации напряжений уменьшаются, стремясь к некоторым асимптотам (K_σ = 3,5 и K_σ^L = 2). Значения K_ε также уменьшаются с ростом номинальных деформаций, стремясь к асимптоте K_ε = 4,2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Албаут Г.Н., Барышников В.Н. Изучение концентрации напряжений и деформаций у вершин наклонных трещин в растянутой полосе резины методом нелинейной фотоупругости // Механика деформируемого твердого тела. Расчетные и интерференционные методы: Межвуз. сб. науч. тр. Новосибирск: Изд-во СГАПС, 1993. С. 70-83.

2. Албаут Г.Н. Нелинейная фотоупругость в приложении к задачам механики разрушения: Учебное пособие. Новосибирск: НГАСУ, 2002 106 с.

3. Черных К.Ф. Введение в физически и геометрически нелинейную теорию трещин. М.: Наука. Физматлит, 1996. 287 с.

4.

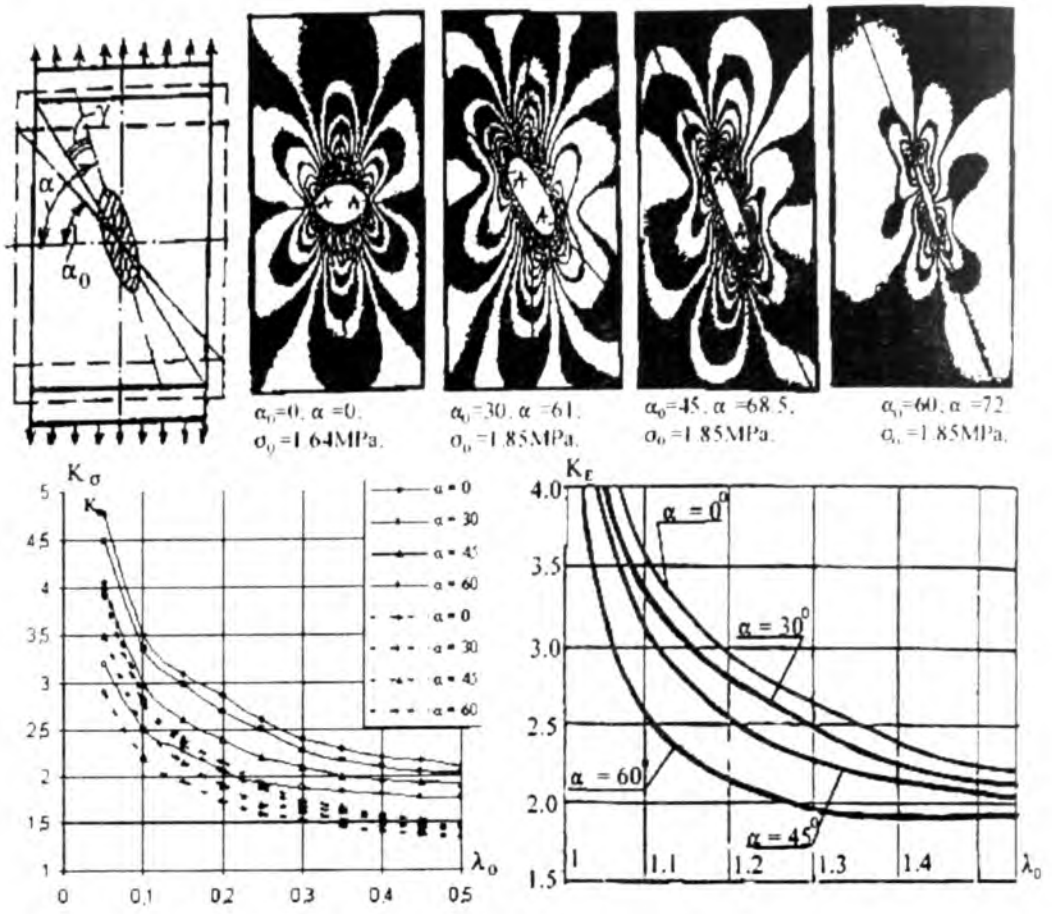


Рис.1. Схема образца, картины полос интерференции и графики изменения коэффициентов концентрации истинных K_σ (сплошные линии) и условных K_σ^L (пунктирные линии) напряжений и деформаций K_ε при растяжении резиновых полос с наклонными трещинами

Рис.2. Схема образца и картины полос интерференции при растяжении резиновых полос с боковыми надрезами

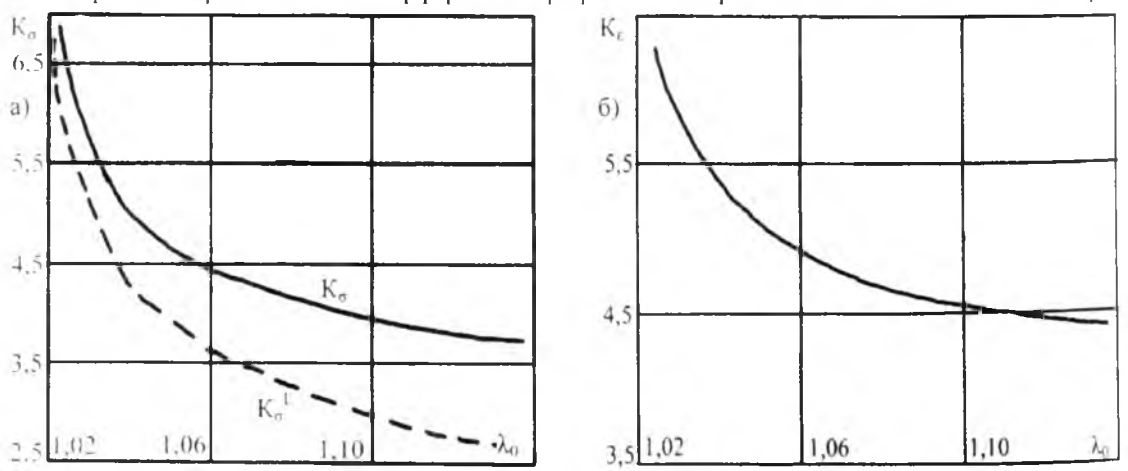


Рис.3. Графики коэффициентов: а) – истинных K_σ (сплошная линия) и условных K_σ^L (пунктирная линия) напряжений и б)– деформаций K_ε при растяжении резиновой полосы с боковыми надрезами

ПРИМЕНЕНИЕ ВАРИАЦИОННО-РАЗНОСТНОГО МЕТОДА ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ПРОЕКТИРОВАНИЯ УПРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

Черепанов О.И.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
г. Томск, Вершинина, 74, к.206,
тел. (3822)414835, факс (3822)414769

Целью работы является разработка алгоритма численного исследования квазистатических процессов развития упругих, а также предельных условий появления пластических деформаций в элементах измерительных приборов с учетом конструктивных особенностей, а также неоднородности внутренней структуры материала, которая может существенно влиять на рабочие характеристики конструкций [1]. Актуальность задачи обусловлена возрастающими требованиями к качеству измерительных приборов, в частности манометров [2], одним из основных элементов которых являются круглые тонкие гофрированные мембраны. Как известно, рабочие характеристики мембран зависят от многих параметров: свойств материала, толщины и радиуса пластинки, количества, глубины, формы профиля и расположения гофров [3]. Расчет деформаций с учетом всех этих особенностей возможен только на основе численных методов. К перечисленным факторам следует добавить необходимость оценки влияния структурных особенностей материала. Поэтому необходимым инструментом проектирования становятся численные методы решения двумерных и трехмерных задач теории пластичности. Разработанные на этой основе методы и алгоритмы расчета напряженно-деформированного состояния могут послужить основой для создания методик оптимального проектирования упругих элементов измерительных приборов.

Для решения квазистатических задач упругопластического течения использовано вариационное уравнение Лагранжа инкрементальной теории пластичности [4], которое имеет вид:

$$\iiint_V (\sigma_{ij}^E + \Delta^*\sigma_{ij}) \cdot \delta\Delta^* e_{ij} \cdot dV^{(n)} - \iiint_V (P_i + \Delta P_i) \cdot \delta(\Delta u_i) \cdot dV^{(n)} - \iint_{S_\sigma} (T_i + \Delta T_i) \cdot \delta(\Delta u_i) \cdot dS^{(n)} = 0, \quad (1)$$

где $\bar{P}_i + \Delta\bar{P}_i$ и $\bar{T}_i + \Delta\bar{T}_i$ – заданные объемные силы и силы, заданные на части поверхности S_σ.

Граничные условия в перемещениях $u_i = \bar{u}_i$ на части поверхности S_u учитываются в формуле (1) равенством $\delta(\Delta\bar{u}_i) = 0$ на S_u.

Для решения задачи используется модификация вариационно-разностного метода, которая является развитием пространственной численной схемы, реализованной в [5] для решения задач прочности и устойчивости композитных оболочек. Процесс деформации материала рассматривается как последовательность состояний равновесия, соответствующих последовательности шагов нагружения. На каждом шаге предполагается допустимой замена нелинейных определяющих соотношений упругопластической среды линейной зависимостью между приращениями напряжений и деформаций [4]:

$$\Delta^*\sigma_{ij} = C^*_{ijkl} \cdot \Delta^* e_{kl}. \quad (2)$$

Тензор C^*_{ijkl} зависит от вида функции пластичности и исходного напряженно-деформированного состояния:

$$C^*_{ijpq} = \left[C_{ijpq} - \alpha^* \cdot \frac{\left(\frac{\partial f(\sigma_{ij},\beta)}{\partial\sigma_{kl}} \cdot C_{klpq}\right) \cdot \left(\frac{\partial f(\sigma_{ij},\beta)}{\partial\sigma_{mn}} \cdot C_{ijmn}\right)}{H + \left(\frac{\partial f(\sigma_{ij},\beta)}{\partial\sigma_{kl}} \cdot C_{klmn} \cdot \frac{\partial f(\sigma_{ij},\beta)}{\partial\sigma_{mn}}\right)} \right],$$

$$\alpha^* = \begin{cases} 0, f(\sigma_{ij},\beta) < 0, \text{ или} \\ f(\sigma_{ij},\beta) = 0, \dfrac{\partial f}{\partial\sigma_{ij}} \cdot \Delta\sigma_{ij} < 0; \\ 1, f(\sigma_{ij},\beta) > 0, \text{ или} \\ f(\sigma_{ij},\beta) = 0, \dfrac{\partial f}{\partial\sigma_{ij}} \cdot \Delta\sigma_{ij} \geq 0. \end{cases} \quad (3)$$

Для описания пластических составляющих полных деформаций в данной работе реализован один из вариантов модели А. Драгона, З. Мруза [6]. Функция пластичности задается соотношениями:

$$f(\sigma_{ij},\beta) = S_{ij} \cdot S_{ij_2} - 2 \cdot p(\beta) \cdot (I_1^0 - J_1),$$
$$p(\beta) = p_0 + 2/3 \cdot (I_1^0 / a) \cdot \beta - \beta^2, \quad (4)$$
$$\beta = a \cdot \varepsilon_{ll}^{pl},$$

где $S_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij} \cdot \sigma_{kk}$ – компоненты девиатора напряжений, ε_{kk}^{pl} – объемная пластическая деформация, p_0, I_1^0, a – параметры модели, определяющие упрочнение и накопление повреждений.

Функция упрочнения H определяется формулой

$$H = 24(I_1^0 - \sigma_{kk}) \cdot a \cdot p(\beta) \cdot (1 - 3 \cdot I_1^0 / a - \beta). \qquad (5)$$

Параметр упрочнения β для очередного шага нагружения определяется через известные характеристики напряженно-деформированного состояния на предыдущем шаге:

$$\beta_{n+1} = \beta_n + \Delta\beta,$$

$$\Delta\beta = \frac{(s_{ij} + \delta_{kl} \cdot p(\beta_n)) \cdot \Delta\sigma_{kl}}{2(I_1^0 - \sigma_{kk}) \cdot (1/3 \cdot I_1^0 / a - \beta_n)} \qquad (6)$$

На основе предложенной модели проведены тестовые расчеты двумерных осесимметричных упругопластических задач для оценки предельно допустимых нагрузок, оценки влияния параметров гофрированной пластины на зависимость нагрузка—прогиб как одну из основных характеристик работы манометра [1,2]. Конструктивные особенности и особенности внутренней структуры материала (в некоторых модельных задачах) учитывались явной зависимостью характеристик от координат.

На рис. 1 показан пример сравнения результатов расчета прогиба гладкой мембраны по предложенной схеме с аналитическим решением этой задачи [3]. Рис. 2 иллюстрирует влияние возможного разброса упругих и пластических характеристик в зернах модельной структуры на примере расчета стальной гофрированной пластинки

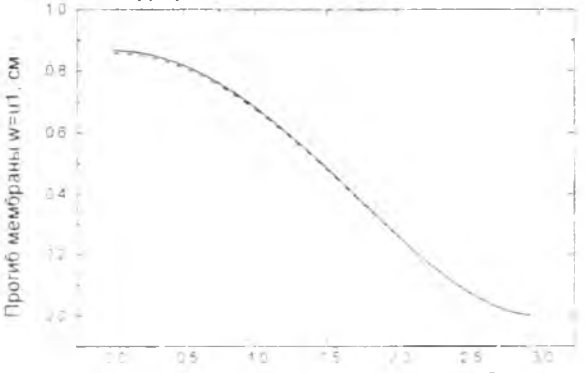


Рис. 1. Распределение прогиба по радиусу для гладкой стальной мембраны (R=3 см, толщина 200 мкм, давление 0,1 МПа): сплошная линия – численное, пунктирная – аналитическое решение

с характерным размером зерен порядка 70-200 мкм. Размеры зерен задавались в модельных расчетах так, чтобы по толщине пластинки укладывалось не менее трех-четырех зерен, что примерно соответствует технологическим ограничениям 2.

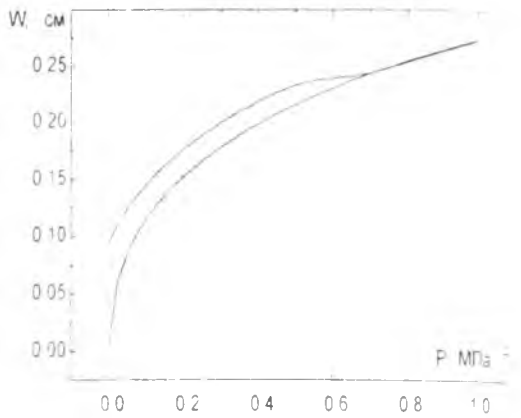


Рис. 2. Зависимость прогиба стальной гофрированной мембраны от давления (R=3 см, h=80 мкм, число гофров N=7, глубина гофрировки H=0,3 мм), полученная в рамках модели идеально однородного материала (пунктир) и с учетом разброса упругих и пластических характеристик зерен в пределах ±15% (сплошная линия)

Разброс характеристик может привести к появлению необратимых деформаций, что влечет за собой сужение рабочего диапазона давлений гофрированной пластинки. Предложенный метод расчета позволяет учитывать эти факторы при проектировании.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Панин В. Е. Основы физической мезомеханики // Физическая мезомеханика. 1998. Т.1, № 1. С. 5-22.
2. Черепанов О.И., Одинцов Д.И, Светлаков А.А., Свинолупов.Г.. Метод расчета и АРМ для проектирования гофрированной мембраны. Приборы. 2004. №5(47). С. 41-44.
3. Андреева Л.Е.. Упругие элементы приборов. 2-е Изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1981. 392 с.
4. Васидзу К.. Вариационные методы в теории упругости и пластичности. М.: Мир, 1987. 542 с.
5. Колдунов В. А. и др. Анализ напряженно-деформированного состояния оболочечных конструкций с учетом анизотропии на основании пространственной численной схемы расчета. // XIII Всесоюз. конф. по теории пластин и оболочек. Ч. 3. Таллин: изд-во ТПУ. 1983, С. 55-60.
6. Драгон А., Мруз З. Континуальная модель пластически-хрупкого поведения скальных пород и бетона. // Механика деформируемых твердых тел. - М.: Мир, 1983. С. 163-1

ВЗРЫВНОЙ СИНТЕЗ И СПЕКАНИЕ КУБИЧЕСКОГО НИТРИДА КРЕМНИЯ

Юношев А.С.[1], Сильвестров В.В.[1], Пальянов Ю.Н.[2], Калинин А.А.[2], Тесленко Т.С.[1], Дерибас А.А.[1]

[1]Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева 15
[2]Институт минералогии и петрографии ОИГГМ СО РАН
630090, Новосибирск, пр. Коптюга 3,
тел. (3832) 332070, факс (3832) 331612
E-mail: silver@hydro.nsc.ru

В последние годы наблюдается повышенный интерес к синтезу новых сверхтвердых материалов. Отметим предсказание существования кристаллического нитрида углерода с твердостью, сравнимой с твердостью алмаза HV=70÷95 ГПа [1], синтез кубического нитрида кремния c-Si_3N_4 [2] и карбонитрида бора [3] с HV=37÷43 и 65÷80 ГПа соответственно. Эти материалы синтезированы в алмазных наковальнях при давлении 15÷30 ГПа и температуре до 3000 °С в виде образцов размером не более 1÷2 мм. В России установки для подобных исследований при давлении более 10 ГПа отсутствуют.

Цель данной работы – синтез кубического нитрида кремния ударно-волновым способом с применением взрывных методов нагружения в количестве, достаточном для спекания и изучения его физико-механических свойств. Для высокотемпературного спекания использована многопуансонная установка «разрезная сфера» («БАРС»), позволяющая получать статическое давление до 7 ГПа при температуре до 2000 °С при выдержке до нескольких часов.

Хорошо известны две полиморфные модификации нитрида кремния Si_3N_4: α - и β - фазы. В 1999 г. при сжатии до 15 ГПа в алмазных наковальнях была синтезирована фаза высокого давления нитрида кремния при лазерном нагреве до 2200 К кристаллов кремния в атмосфере азота, и при сжатии α- или β-фазы до 30 ГПа и нагреве до 2800 К [2]. В результате получен образец размером 15 мкм. Анализ продукта показал, что синтезированное вещество есть c-Si_3N_4. Позже c-фаза была получена удар-но-волновым способом с использованием ударников, метаемых легкогазовой пушкой [5]. Исходный образец представлял собой смесь субмикронного порошка β-Si_3N_4 с порошком меди. При ударном давлении P_{sw} = 19 ГПа и расчетной температуре T_{sw} = 3000 К зарегистрировано появление новой фазы. Выход шпинелеподобного кубического c-Si_3N_4 при P_{sw} = 60 ГПа и T_{sw} = 2400 К достигал 100 %. Результат синтеза – порошок с размером области когерентного рассеяния (ОКР) 10÷50 нм. Но о компактировании или спекании порошка c-Si_3N_4 в «массивный» образец ничего не известно.

Ударный синтез был реализован авторами в плоской ампуле сохранения. Ударное нагружение осуществлялось пластинами из дюралюминия толщиной 5 и 8 мм, ускоренными до 5,3 и 3,4 км/с при помощи взрыва. Образцы изготавливались прессованием порошка β-Si_3N_4 или его смеси с медным порошком до плотности 60÷85 % TMD. Объёмная доля меди изменялась от 30 до 80 %. Образец толщиной 2÷3 мм помещался в ампулу сохранения. Давление в образце за счёт многократного отражения УВ близко к давлению в крышке ампулы.

После нагружения сохранённый образец отмывался в HNO_3 для удаления меди, промывался и высушивался. Далее проводился рентгено-структурный анализ на дифрактометре «ДРОН-3». Использовалось излучение CuKα с λ = 1,5418 Å.

При динамическом нагружении чистого гексагонального нитрида кремния в интервале давлений 40÷60 ГПа фазовый переход не обнаружен. При 100 ГПа выход новой фазы составил только 25 %. Сказывается негативное влияние высокой остаточной температуры, приводящей к отжигу новой фазы.

Для уменьшения остаточной температуры порошок β-Si_3N_4 смешивался с порошком меди. При объёмной доле меди более 60 % и ударном давлении 53 ГПа выход новой фазы достигал 95÷100 %. Для более точной оценки содержания кубической фазы в образцах были исследованы смеси β- и c-фаз в известных пропорциях. Кубическая фаза при этом бралась из экспериментов, в которых линии, соответствующие β-фазе, были почти неразличимы. Дифрактограммы исходного β-Si_3N_4 и полученного продукта приведены на рис. 1. Для нового материала наблюдаются три основных максимума, середина которых приходится на углы 32,7°, 38,5°, 46,8°. Данные линии являются наиболее интенсивными в интервале $2\theta = 20°\div50°$ и соответствуют данным для кубического нитрида кремния с точностью 0.5° из [5]. На рентгенограмме (рис. 1, *б*) заметны слабые

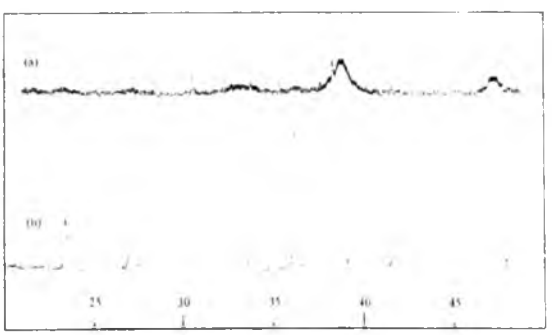


Рис. 1. Дифрактограммы кубического нитрида кремния (а) и исходного $\beta - Si_3N_4$ (б)

максимумы, соответствующие наиболее интенсивным линиям гексагональной β-фазы. В результате

синтеза был получен ультрадисперсный порошок c-Si_3N_4 с размером ОКР 30÷50 нм, что составляет примерно треть от размера ОКР для исходной фазы (0,1÷0,15 мкм).

Высокотемпературное спекание порошков β-Si_3N_4 и c-Si_3N_4 было реализовано при давлении 5÷6 ГПа и двух режимах спекания: температура T_B = 1100 и 1350 °С в течение t = 5 и 1 ч соответственно. Образцы заключены в ампулу из платиновой фольги. В результате получены спеки диаметром 3÷6 и высотой 2,5÷3 мм (рис. 2). Плотность спеков ρ_B определялась методом Архимеда.

Рис. 2. Фотография спека кубического нитрида (цена маленького деления – 1 мм)

Микротвердость по Виккерсу H_V на поверхности образцов измерялась при помощи твердомера ПТМ-2 при нагрузке от 30 до 200 г. Размер диагонали отпечатка составлял от 3 до 11 мкм. При каждой нагрузке проводилось по 5÷10 измерений, средние значения приведены на рис. 3, среднеквадратичное отклонение – 1÷3 ГПа.

В первом режиме – T_B = 1350 °С и t = 1 ч, образцы перед спеканием были подпрессованы взрывом до плотности 85÷90 % TMD. Для образца c-Si_3N_4 «скомпактированного» только взрывом – HV=25 ГПа при нагрузке 1 Н (рис. 3, точка *2*). При спекании кубический c-Si_3N_4 полностью перешел в β-Si_3N_4, что, по-видимому, обусловлено близостью температур спекания и обратного перехода $T_{c\to\beta} \approx 1370$ °С [6]. Микротвердость спеков составила HV=20±1 ГПа при нагрузке 0,3÷2 Н (рис. 3, точки *3*) и превышала твердость образцов β-Si_3N_4, полученных при высокотемпературном изостатическом спекании HV=11÷15 ГПа (рис. 3, точки *5* и *7*). Для обоих спеков ρ_B = 3,3±0,05 г/см^3.

Во втором режиме – T_B = 1100 °С и t = 5 ч, образцы перед спеканием были подпрессованы до плотности ~ 60 % TMD. Для обоих спеков наблюдается зависимость микротвердости от нагрузки. Рентгено-структурный анализ показал, что в спеке c-Si_3N_4 присутствует до 20 % β-Si_3N_4, а в спеке β-Si_3N_4 – до 20 % c-Si_3N_4. Плотность спеков ρ_B = 3,4±0,1 для β-Si_3N_4 и ρ_B = 3,6±0,1 г/см^3 для c-Si_3N_4. Несмотря на «загрязнение» спека другой фазой микротвердость спека c-Si_3N_4 высока и составляет примерно 32 ГПа при нагрузке 1÷2 Н и в 2 раза превышает значения, приводимые в [7] при тех же величинах нагрузки.

Причина появления c-Si_3N_4 в образце из β-фазы неясна. Возможно, высокие локальные микронапряжения в местах контакта отдельных частиц или проявление каталитических свойств платины привели к появлению кубической фазы высокого давления.

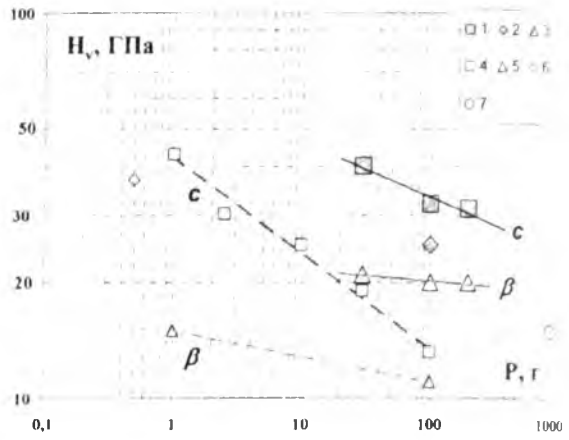


Рис. 3. Микротвердость нитрида кремния. Наши данные: 1, 2 – c-Si_3N_4, 3 – β-Si_3N_4. Другие авторы: c-Si_3N_4 – 4 [7], 6 [2]; β-Si_3N_4 – 5 [7], 7 [2]

Таким образом, при ударно-волновом нагружении смеси порошков β-Si_3N_4 и меди давлением 53 ГПа практически весь нитрид кремния переходит в кубическую фазу. Реализованная схема взрывного синтеза позволяет в лабораторных условиях в одном опыте получать до 1,5 г c-Si_3N_4.

Высокотемпературное спекание под высоким давлением 5÷6 ГПа позволяет получать образцы нанокристаллического нитрида кремния размером ~ 5 мм с микротвердостью, превышающей известные ранее результаты.

Работа выполняется при поддержке Интеграционного проекта СО РАН № 29, РФФИ № 03-03-33174 и программы Президиума РАН (проект 11/1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liu A. Y., Cohen M. L. Prediction of new low compressibility solids // Science. 1989. Vol. 245. P. 841-842.
2. Zerr A., Miehe G.. Synthesis of cubic silicon nitrid // Nature. 1999. Vol. 400. P. 340-342.
3. Zhao Y., He D.W. Superhard B-C-N materials synthesized in nanostructured bulks // J. Mater. Res. 2002. Vol. 17, №12. P. 3139-3145.
4. Sekine T., Hongliang He. Shock-induced transformation of β-Si_3N_4 to a high-pressure cubic-spinel phase // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76, №25. P. 3706-3708.
5. Sekine T., Mitsuhashi T. High-temperature metastability of cubic spinel Si_3N_4 // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79, №17. P. 2719-2721.
6. Tanaka I., Oba F. Hardness of cubic silicon nitride // J. Mater. Res. 2002. Vol. 17, №4. P. 731-733.

ВИРТУАЛЬНАЯ ГИДРОАЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛАБОРАТОРИЯ

Алексеев Е.В., Смоловик В.А., Росляк А.Т.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г.Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529489, факс (3822) 529347
E-mail: pavlov @ niipmm.tsu.ru

В различных отраслях промышленности и в научных исследованиях самыми распространенными приборами для измерения расхода движущихся сред (жидкостей, газов и паров) являются дроссельные расходомеры – диафрагмы, конусы, трубы Вентури [1]. Наиболее простыми и удобными считаются диафрагмы, позволяющие в широком диапазоне скорости движения среды производить измерения как массового, так и объемного расхода. Подключенный к диафрагме дифференциальный манометр фиксирует искусственно создаваемый перепад давления, который и используется для расчета расхода

Знакомство с таким устройством и приобретение навыков работы с ним может оказаться полезным специалистам, сталкивающимся на практике с необходимостью измерения расходов жидкостей и газов.

К одной из проблем подготовки специалистов технического профиля на современном этапе относится трудность передачи знаний при постоянном росте объема информации. Особенно это касается специальностей, где наряду с лекционными занятиями имеется необходимость закреплять теоретический материал проведением практических занятий и лабораторных работ.

Поэтому особый интерес в современной системе образования представляет создание удаленного эксперимента через ИНТЕРНЕТ и компьютерных лабораторных практикумов на базе виртуальных (имитационных) экспериментов, обеспечивающих ознакомление с основными приборами и освоение методик проведения измерений и обработки результатов [2].

Виртуальная лабораторная работа по измерению расхода с помощью диафрагмы содержит необходимые для выполнения практической и расчетной частей материалы, которые представлены в концентрированном виде, включая демонстрационную анимацию, видео, табличные данные и графики, а также теоретическую часть и порядок расчета в виде числовых примеров.

Имитации лабораторных стендов содержат все необходимые элементы, которые присущи гидродинамическим линиям промышленного назначения: источник сжатого воздуха – компрессор, накопитель сжатого воздуха и стабилизатор пульсаций потока – ресивер, регулятор давления, который в данном случае (проведение лабораторных работ) позволяет изменять режимы работы установки.

Стенд оснащен измерительными приборами, позволяющими проводить опыты в широком диапазоне изменения параметров. С этой целью выбраны наиболее распространенные приборы для измерения давления (образцовый манометр с трубчатой пружиной) и перепада давления (жидкостной дифференциальный манометр высокого давления ДТ-50) (рис. 1).

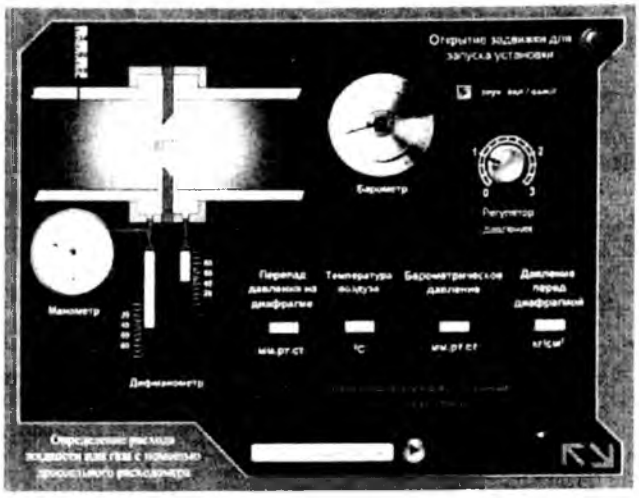


Рис. 1

Предварительно имеется возможность ознакомиться с порядком проведения работ, представленных в мультимедийном варианте (видео со звуковым сопровождением).

Выбор режима работы производится перемещением рукоятки на регуляторе давления. Показания приборов, которые должен снять обучающийся при проведении виртуального эксперимента, соответствуют выбранному режиму, что достигается предварительными расчетами разработчиков.

Установив определенный (произвольно) режим работы установки, снимают показания приборов, которые заносятся с соблюдением размерностей в соответствующие ячейки окна проведения экспериментов, причем программа не позволяет двигаться дальше до тех пор, пока не будут введены верные показания.

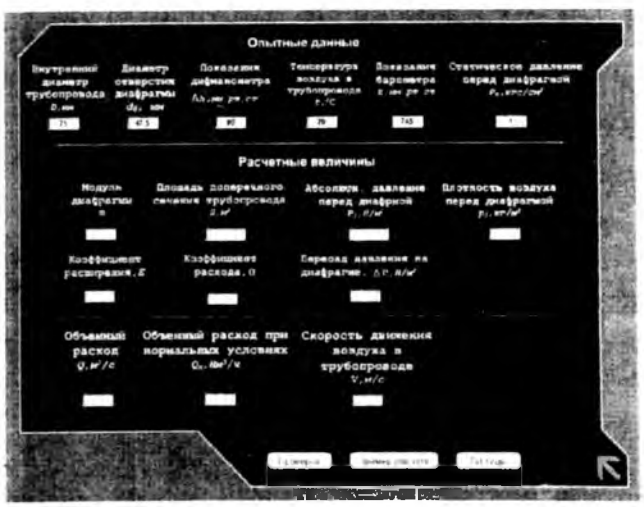


Рис. 2

После перехода в окно расчетов в соответствующие ячейки (рис. 2) заносятся промежуточные результаты вычислений, табличные данные и конечные результаты измерений и расчетов. При этом ячейки, в которых внесенные показания не соответствуют действительным, начинают мигать. Это обеспечивает быстрое нахождение источника ошибки и ее исправление.

Также на данном этапе имеется возможность вернуться к теоретическим основам и ознакомиться с примером расчета, таблицами, графическими зависимостями и после работы с ними повторить попытку.

Если результаты измерений и расчетов соответствуют с заданной точностью действительным показателям – автоматически выносится окончательная оценка выполнения данной лабораторной работы (по 5-балльной системе).

Аналогичным образом построены лабораторные работы по определению скорости потока в трубопроводе с помощью пневмометрической трубки (рис. 3), определению гидравлического сопротивления прямолинейного трубопровода, коэффициентов местных сопротивлений при поворотах и резких изменениях сечений потоков.

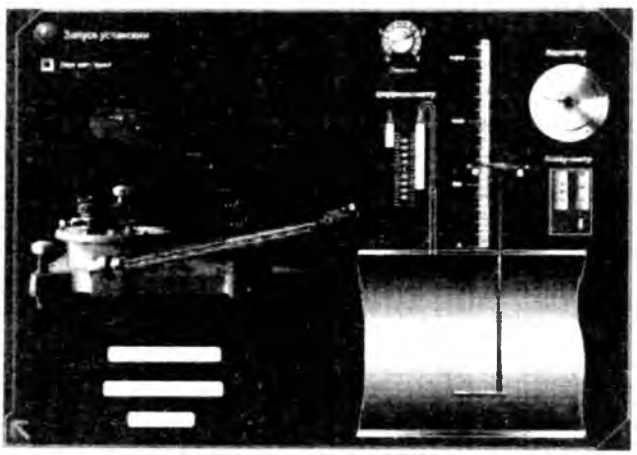


Рис. 3

Представленная модель виртуальной гидроаэродинамической лаборатории реализована с использованием программного продукта Macromedia Flash MX 2004 [3]. Применяемые технологии и возможности Flash MX позволили разработать действующую модель симулятора с внедрением динамической анимации, звука и векторной графики.

Специально разработанные и стандартные скрипты Action Script 1.0 и 2.0, применяемые при разработке симулятора, дают возможность изменять различные параметры и установки при проведении лабораторных работ в реальном времени, а также позволяют контролировать действия пользователя, визуально отображая протекание моделируемых физических процессов и проверяя корректность ввода измеряемых параметров в процессе расчетов.

Применение программного продукта Macromedia Flash MX 2004 позволяет использовать разработанный симулятор совместно со всеми известными Интернет браузерами типа Internet Explorer version 5.0 - 6.0 и др., поддерживающими выполнение Flash сценариев, что обеспечивает удаленный доступ к виртуальной гидроаэродинамической лаборатории и дистанционное проведение лабораторных работ.

Учебный процесс в виде виртуальных лабораторных работ имеет следующие особенности:

- работы не являются исследовательскими, а направлены, прежде всего, на познание механизма изучаемого явления и получения экспериментальных данных в пределах практически ценных известных результатов этого явления;
- полученные данные должны подтверждать известные законы аэрогидродинамики, что важно для осмысления пользователем теоретического материала и применения его для решения практических задач.

Виртуальный эксперимент по сравнению с натурным имеет следующие преимущества:

- возможность моделирования изучаемого процесса в широком диапазоне исходных параметров, не ограниченных техническими характеристиками реального оборудования;
- возможность использования в виртуальном виде приборов любой желаемой конструкции с необходимой широтой пределов измерений;
- исключается необходимость соблюдения правил техники безопасности при работе на экспериментальном стенде;
- обеспечивается единовременный доступ к проведению лабораторных работ любой численности студентов;
- значительно сокращается время проведения эксперимента и обработки его результатов.

Создание виртуальной гидроаэродинамической лаборатории обеспечивает значительный рост уровня проводимых лабораторных работ, так как предоставляется возможность имитировать дорогостоящее оборудование (аэродинамические трубы, сверхзвуковые, высотные), доступ к которому для студентов в настоящее время невозможен.

Наряду с существующим современным подходом к изучению теоретических вопросов технической гидродинамики и газовой динамики [4] комплекс виртуальных лабораторных работ может использоваться как справочное руководство для освоения методов измерений и расчетов потоков жидкостей и газов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969.
2. Раинкина Л.Н. Информационные технологии при обучении инженерным дисциплинам // Открытое образование. 2003. №5. С.15.
3. Дронов В.А. Macromedia Flash MX 2004 в подлиннике. BHV-СПБ. 2004.
4. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. М.: Ин-т компьют. исследований. 2003.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ И СЕПАРАЦИИ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ ФЕРРИТОВ ДО УРОВНЯ $\delta_{90} \leq 1$ МКМ ПНЕВМАТИЧЕСКИМ СПОСОБОМ

Бирюков Ю.А., Богданов Л.Н., Зайцева Е.В., Селиховкин А.М.

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529706, факс (3822) 529706; E-mail: powder @ niipmm.tsu.ru

Во многих технологиях порошки, содержащие субмикронные и наноразмерные частицы, в результате когезии получаются в виде прочных агломератов. Например, в методах конденсации тонкодисперсные материалы получаются в виде твердых или губчатых осадков, которые необходимо подвергать измельчению или диспергированию. Причем для получения товарного продукта обязательно совмещение процессов диспергирования и классификации.

Отличительной особенностью пневмоциркуляционного метода [1] является совмещенный режим диспергирования частиц затопленной в насыпном слое высокоскоростной струёй газа ($p = 6 \div 10$ ати) и многоступенчатая классификация порошков в сепарационных элементах за счет рециркуляции двухфазного потока, что обеспечивает оптимальные условия для выделения фракций с требуемыми свойствами.

Целью работы было определение особых технологических приёмов и режимных параметров процесса для плазмохимических ферритовых порошков, обладающих магнитными свойствами. Исходный материал состоит в основном из агрегатов со следующими размерами: примерно 80% до 6–8 мкм и 20% – до 25–30 мкм, а также частиц Fe сферической формы с темным металлическим оттенком с размерами до 35–40 мкм.

В процессе апробации было выявлено, что для обеспечения требуемых параметров (стабильность гранулометрического размера фракций и отделение сферических частиц Fe) технологический процесс должен быть разделен на два этапа.

На этапе №1 проводится подготовка материала для эффективной классификации, т.е. измельчение.

Основная цель этапа – разрушение агрегатов и максимальное уменьшение общего гранулометрического состава. Рабочее давление составляло 6 – 8 ати, обороты ротора менялись от 4000 до 5000 мин$^{-1}$.

На этапе №2 проводится диспергирование и классификация порошка.

Основная задача на этом этапе – выделение частиц размером менее 1 мкм и разделение их на узкие фракции.

Рабочее давление составляло 5 – 6 ати, обороты ротора менялись от 8000 до 12000 /мин.

Характерным для этапа №1 было достаточно легкое разрушение агрегатов (в том числе даже мелких) до «монокристаллов» и, соответственно, высокая производительность процесса классификации на фракции. Кроме того, следует отметить достаточно стабильную циркуляцию (без застойных зон) материала внутри корпуса аппарата – без дополнительных воздействий механическими средствами на стенки корпуса установки и сепарационных элементов.

Полученные фракции имеют следующие обозначения (таблица), например фракция №1/1: первая цифра характеризует ступень процесса классификации, то есть связана с конкретными элементами установки, на которых создаются изменения параметров пылегазового потока (объемной концентрации, направления и скорости) и где происходит разделение частиц в соответствии с их парусностью и массой; вторая – это номер режима.

Ниже приведены параметры фракций для обоих режимов. Как видно из таблицы, гранулометрический состав частиц фракции № 1/1 уже имеет значительную долю частиц субмикронного размера, а гранулометрический состав фракции № 2/1 полностью соответствует требованиям (рис. 2). Однако массовый выход её по отношению к фракции №1/1 незначительный: примерно 1:18.

На этапе №2 выход фракции №1/2 (рис. 1) увеличился примерно в 1,5 раза, а фракции № 2/2 – в 2,5÷3 раза, что подтвердило значительное накопление частиц субмикронного размера в материале после этапа №1.

В силу более сильных когезионных свойств субмикронных порошков, а также магнитных свойств данного материала, для этапа №2 потребовалась непрерывная активация движения насыпного слоя, в противном случае весь материал очень быстро (за 15 – 20 с) налипал на стенки корпуса, и рабочий газ проходил без полезной нагрузки – массовый выход практически отсутствовал. Даже при активном воздействии механическими средствами на стенки корпуса скорость выхода готовых фракций оставалась низкой.

Таблица 1

Этап №1	
Фракция № 1/1	0,6 мкм ≤ δ90 ≤ 2,2 мкм
Фракция № 2/1	0,4 мкм ≤ δ90 ≤ 1,0 мкм
Фракция № 3/1 (рис.3)	≈ 10% – частицы с δ = 1,5 - 2,5 мкм имеют «красный» оттенок ≈ 90% частицы Fe с δ = 2,5 – 25 мкм сферической формы
Этап №2	
Фракция № 1/21	0,6 мкм ≤ δ90 ≤ 0,8 мкм
Фракции № 1/22, … , 1/25	0,6 мкм ≤ δ90 ≤ 0,9 мкм
Фракция № 1/26	0,6 мкм ≤ δ70 ≤ 1,0 мкм 0,6 мкм ≤ δ97 ≤ 2,5 мкм
Фракция № 2/21, …, 2/25	0,3 мкм ≤ δ90 ≤ 0,6 мкм
Фракция № 2/26	0,4 мкм ≤ δ90 ≤ 1,0 мкм 0,4 мкм ≤ δ97 ≤ 2,5 мкм
Фракция № 3/2 (остатки в аппарате (рис. 14))	≈ 30% частицы с δ = 1,5 – 2,5 мкм имеют «красный» оттенок, ≈ 70% – частицы Fe с δ = 2,5 – 5,5 мкм сферической формы
Фракция № 4/2	0,2 мкм ≤ δ97 ≤ 0,6 мкм

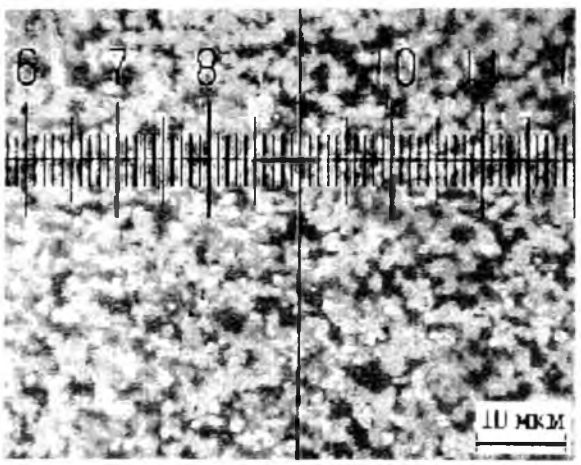


Рис. 1. Микрофотография в отраженном свете частиц фракции №1/22. Грансостав фракции: 0,6 мкм ≤ δ_{90} ≤ 0,9 мкм. Мелкие агломераты составляют 10–15 % массы фракции

Магнитные свойства материала и субмикронный размер частиц приводят к сильной коагуляции в момент их касания в вихревых структурах газа и увеличению массы, что является препятствием для прохода через зону центробежной классификации. Производительность по фракции № 1 снизилась в 10 – 11 раз по сравнению с этапом №1. Максимальными магнитными свойствами, которые удовлетворяют требованиям потребителя, характеризуются фракции №2/1; №2/21,22.

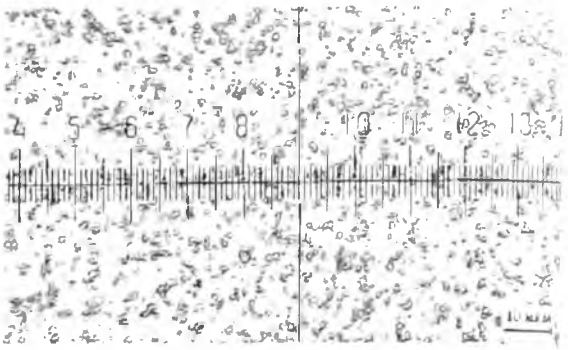


Рис. 2. Микрофотография в проходящем свете частиц фракции № 2/1. Размер частиц: 0,4 мкм ≤ δ_{90} ≤ 1,0 мкм

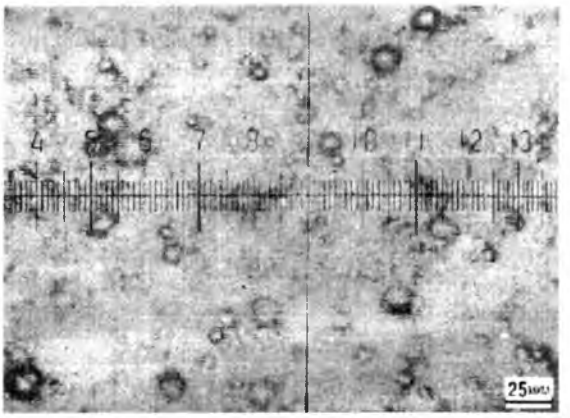


Рис. 3. Микрофотография в отраженном свете частиц фракции № 3/1. Около 90% массы фракции состоит из частиц Fe сферической формы: 2,5 мкм < δ < 25 мкм, а остальная часть состоит из агрегатов

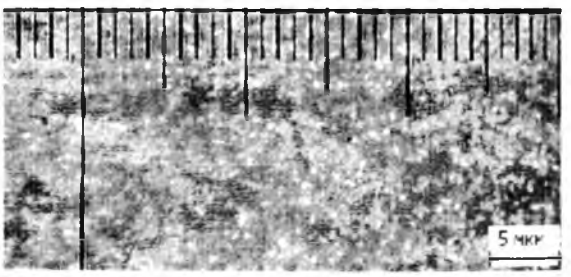


Рис. 4. Микрофотографии в отраженном свете частиц фракции № 4/2. Около 95% частиц в виде «монокристаллов»: 0,2 мкм ≤ δ_{90} ≤ 0,5 мкм

Полученные результаты подтверждают значительные возможности пневмоциркуляционного метода для процессов порошковой технологии даже в случае сильных магнитных свойств и субмикронных размеров частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Росляк А.Т., Бирюков Ю.А., Пачин В.Н. Пневматические методы и аппараты порошковой технологии. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990, 272 с.

СОЗДАНИЕ И РЕАЛИЗАЦИЯ ПРОМЫШЛЕННОЙ ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ СУБМИКРОННЫХ И МИКРОПОРОШКОВ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ И СПЕЦИАЛЬНЫХ КОМПОЗИЦИЙ НА ИХ ОСНОВЕ

Бирюков Ю.А., Богданов Л.Н., Иванов А.В., Быков А.А., Грязев А.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете

634050 г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел./ факс (3822) 529706; E-mail: powder @ niipmm.tsu.ru

Развитие техники измельчения показало, что для получения тонкодисперсных и субмикронных порошков наиболее эффективными являются пневматические методы [1], позволяющие успешно перерабатывать материалы с широким диапазоном физико-механических свойств.

Повышение эффективности пневматических методов измельчения возможно за счет увеличения концентрации затрачиваемой энергии в зоне измельчения. Этот принцип успешно реализован путем воздействия на насыпной слой материала недорасширенных затопленных газовых струй [2].

Совмещение пневматического измельчения и фракционирования в многоконтурных сепарационных устройствах пневмоциркуляционных аппаратов (ПЦА) позволило обеспечить получение абразивных порошков Al_2O_3 с высокими характеристиками, что дало возможность при изготовлении подшипников поднять как класс точности обработки, так и производительность.

Порошки АМПЭК получаются при переработке ранее не используемых отходов производства абразивных заводов. Гранулометрический состав исходного сырья представлен в табл. 1.

Таблица 1

Фракция, мкм	Массовое содержание, %
500 / 400	0,5
400 / 315	3,0
315 / 160	12,0
160 / 80	23,0
80 / 63	29,0
63 / 40	17,0
< 40	15,5

Особенностью абразивных шлифпорошков является необходимость применения при шлифовании различных по размеру частиц фракций. Пневматические методы обеспечивают в одном технологическом процессе последовательное получение всех необходимых фракций. Удельные энергозатраты при получении этих фракций составляют менее 1 кВт ч/кг. В табл. 2 представлено относительное распределение массового выхода по фракциям при переработке некондиционных остатков электрокорунда в пневмоциркуляционном аппарате.

Таблица 2

Фракция	Основной размер частиц, мкм	Относительный выход, %
М0,5	< 0,5	3,5
М1	< 1	14,1
М3	< 5	15,4
М5	5 - 7	16,8
М10	7 - 10	25,4
М14	10 - 14	13,4
М20	14 – 20	4,3
М28	20 - 28	7,1

Нормированные порошки АМПЭК характеризуются более высоким содержанием основной фракции. Переработка пневмоциркуляционным методом значительно повышает износостойкость получаемых порошков: время их работы в технологическом процессе существенно превышает время работы полученных гидроклассификацией аналогичных порошков. Это объясняется тем, что реализуемый в ПЦА процесс измельчения обеспечивает интенсивное взаимоистирание и окатывание частиц, способствует формированию у них гексагональной формы, приводит к уменьшению общего количества дефектов, и, как следствие, такие порошки становятся значительно более стойкими к износу и размалыванию. Анализ полученных результатов сравнительных испытаний доводочных паст показал, что паста на основе порошка АМПЭК при значительном улучшении качественных показателей более чем на 30% повышает производительность обработки. Различие в морфологии частиц пневмоциркуляционных и гидроклассификационных порошков видно на представленных на рис. 1 и

2 фотографиях, полученных с помощью оптического микроскопа.

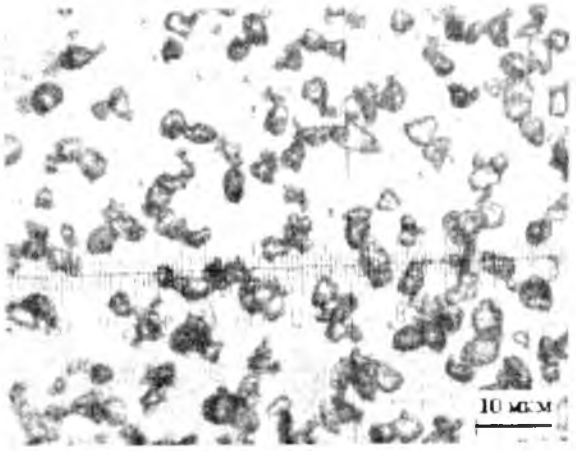


Рис. 1. Абразивный порошок АМПЕК-М7 (оптический микроскоп)

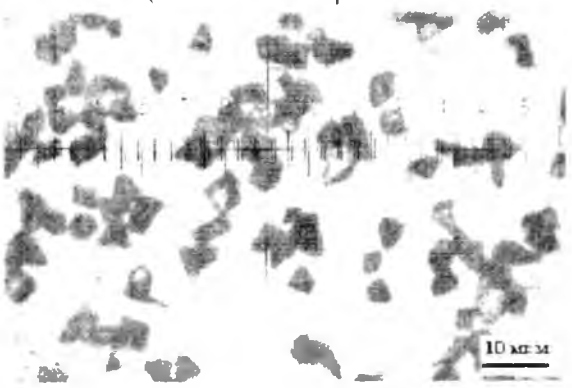


Рис. 2. Абразивный порошок М7 (Китай), полученный гидроклассификацией (оптический микроскоп)

По разработанной технологии производства начат выпуск супертонких порошков и композиций на основе Al_2O_3 для прецизионной обработки: АМПЭК-М0,3; АМПЭК-М0,5; АМПЭК-М0,7. Порошки с таким гранулометрическим составом в промышленном масштабе выпускаются впервые. Фотография порошка АМПЭК-М0,5 (оптический микроскоп) и диаграмма его распределения представлены на рис. 3 и 4.

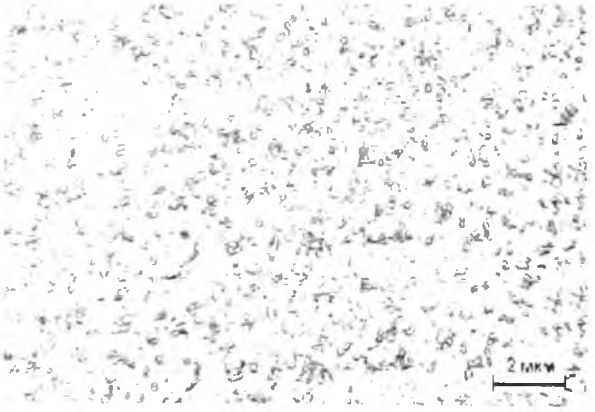


Рис. 3. Порошок АМПЭК-М0,5 (оптический микроскоп)

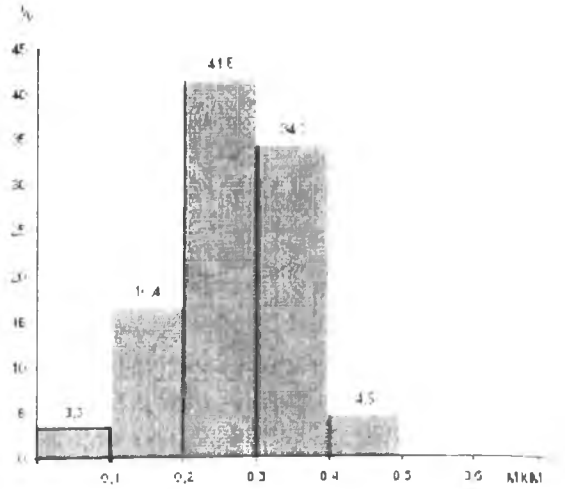


Рис. 4. Диаграмма распределения порошка АМПЭК-М0,5 по размерам частиц

Одним из существенных моментов в разработке технологии получения тонкодисперсных композиций на основе субмикронных и микропорошков оксида алюминия было решение проблемы нейтрализации влияния адгезионных и когезионных свойств высокодисперсного материала на движение насыпного слоя. Непрерывная активация материала в рабочем объеме специальными средствами позволила хорошо дезагломерировать тонкодисперсные компоненты и обеспечить циркуляционное движение насыпного слоя. Производительность смешивания специальных композиций на различных установках составляла 10–150 кг/ч. Коэффициент неоднородности композиций не превышает 1–2%.

Опытные партии субмикронных абразивных порошков АМПЭК-М0,3 и АМПЭК-М0,5 были поставлены и успешно апробированы на ОАО "Завод авиационных подшипников" (г. Самара) и ОАО "Курская подшипниковая компания".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Silverberg P. M., Sharon S. M. Homing In On the Best Size Reduction Method// Chemical Engineering. 1998. Vol. 105, №12. P. 102.

2. Бирюков Ю.А., Росляк А.Т., Богданов Л.Н., Объедков А.Ю. Развитие пневмоциркуляционного метода переработки порошков применительно к получению перспективных материалов// Вестник ПГТУ. Проблемы современных материалов и технологий. Пермь: Изд-во ПГТУ, 2003. № 9. С. 73-76.

О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ТРАНСПОРТИРУЕМОЙ СРЕДЕ ОТ РАБОЧЕГО ПОТОКА В СТРУЙНОМ АППАРАТЕ

Бирюков Ю.А., Василевский М. Ю.*, Романдин В. И., Объедков А.Ю.

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, тел. (3822)529706, факс (3822)529706; E-mail: powder@niipmm.tsu.ru

*Томский политехнический университет

634034, г. Томск, пр. Ленина, 30,

тел. (3822)563698, факс (3822)563650; E-mail: des@eed.tpu/edn/ru

В струйных аппаратах рабочий поток совершает работу по увеличению энергии перемещаемой среды. В этих системах процессы саморегулируются таким образом, чтобы объёмы потоков были совместимы, поскольку передача энергии осуществляется турбулентным обменом импульсов молей рабочей и транспортируемой среды. Например, в водовоздушных насосах увеличение объёма рабочего потока происходит посредством парообразования, диспергирования части потока или предварительным диспергированием всей рабочей среды, в пароводяном аппарате, в смесительной камере, в которой происходит обмен импульсами молей между потоками, происходит конденсация пара (подстройка объёмов), в аппаратах со средами газ–твердые частицы происходит самоэжекция смеси газ –твердые частицы, так что взаимодействующие потоки имеют сопоставимые объёмы.

Рассмотрим подробнее характеристики такого взаимодействия. На рис. 1 приведена схема струйного аппарата пневмосмесителя [1].

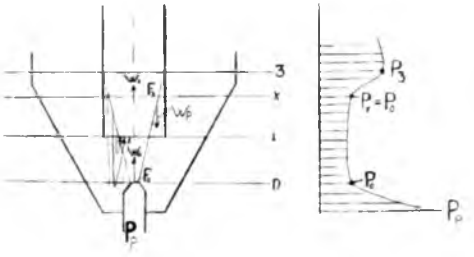


Рис. 1

Для несжимаемой среды с пренебрежимо малой объёмной долей частиц уравнение импульсов для сечений 0-0, 3-3 выделенного цилиндра с площадью F запишется:

$$G_0 W_0 \varphi_2 + P_0 F = W_3 (1 + U_m) G_0 + P_3 F;$$

$$G_0 = F_0 W_0 \rho_0;\ P_p - P_0 = \Delta P_p = \frac{\rho_0 W_0^2}{2} \frac{1}{\varphi_1^2};$$

$$W_3 = W_0 \frac{F_0}{F}; \qquad U_m = \frac{G_m}{G_0}.$$

Здесь G_0, G_m – расходы рабочего газа и частиц; P_p, P_0 – давление газа перед соплом и на срезе сопла; F_0, F – площади сопла и трубы. Предположим, что частицы и газ в сечении 3 имеют скорость W_3. Как и для струйного насоса [2], уравнение эжектора имеет вид

$$\frac{P_3 - P_0}{\Delta P_p} = 2\varphi_1^2 \frac{F_0}{F}\left[\varphi_2 - (1 + U_m)\frac{F_0}{F}\right]. \qquad (1)$$

Здесь φ_1 – коэффициент скорости сопла, φ_2 коэффициент потери импульса за счёт трения частиц о стенки канала.

Аналогичное соотношение можно записать и для сечений 0-0, X-X. В сечении X-X давление среды равно $P_0 (P_x = P_0)$, точно так же как и в случае распространения струи в пространстве, ограниченном стенками [3]. В таком пространстве между сечениями 3-3 и 0-0 реализуется возвратное течение. В присутствии в потоке дисперсной фазы плотность среды из частиц и газа ρ_x при пренебрежении инерционными эффектами можно записать как $\rho_x = \rho_0 (1 + U_m)$, и уравнения баланса масс, энергии, импульса будут иметь следующий вид:

$$\rho_0 W_0 F_0 = \rho_x W_x F_x - (F - F_x)\rho_x W_p; \qquad (2)$$

$$W_0 F_0 \left(P_0 + \rho_0 \frac{W_0^2}{2}\right) = W_x F_x \left(P_x + \rho_x \frac{W_x^2}{2}\right) - W_p (F - F_x)\left(P_x + \rho_x \frac{W_p^2}{2}\right) + L_x; \qquad (3)$$

$$\varphi_2 W_0^2 F_0 \rho_0 + P_0 F = P_x F + W_x^2 F_x \rho_x + W_p^2 (F - F_x)\rho_x. \qquad (4)$$

Здесь W_x – скорость прямого потока через площадь F_x; W_p – скорость возвратного потока через площадь $F - F_x$; L_x – потеря энергии потока через площадь X-X и 0-0.

Течение между сечениями X-X и 0-0 организуется таким образом, чтобы потеря энергии была минимальна.

Из условия $\partial L_w / \partial W_p = 0$ и (2) $\frac{\partial W_x}{\partial W_p} = \frac{F - F_x}{F_x}$,

$$W_x = W_p,\ \frac{W_x}{W_0} = \overline{W_x} = \frac{F_0}{(2F_x - F)(1 + U_m)}.$$

Из (4) $\frac{W_x}{W_0} = \sqrt{\frac{F_0 \varphi}{F(1 + U_m)}}$ и

$$\overline{F_k} = \frac{F_k}{F} = \frac{1}{2}\left[1 + \sqrt{\frac{\overline{F_0}}{\varphi_2(1+U_m)}}\right], \quad \overline{F_0} = \frac{F_0}{F},$$

$$\frac{W_p}{W_0} = \overline{W_p} = \sqrt{\overline{F_0}\frac{\varphi_2}{1+U_m}}, \quad K_p = W_p\frac{(F-F_0)}{W_0F_0}(1+U_m),$$

$$K_p = \frac{1}{2}\left[\sqrt{\frac{\varphi_2(1+U_m)}{\overline{F_0}}} - 1\right]. \qquad (5)$$

С увеличением U_m коэффициент возвратности увеличивается.

На рис. 2 представлена фотография потока в плоской модели смесителя на грануляте. Видно, что в промежутке между соплом и вертикальным каналом возникают возвратные течения, причём объёмная доля частиц невелика, хотя значение $U_m = 5 - 15$.

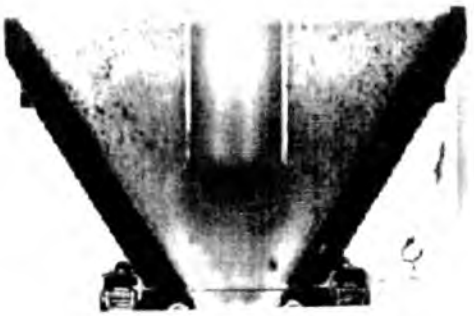


Рис. 2

Для случая транспортировки рабочим потоком крупных частиц и поступления дополнительного фильтрационного воздуха вместе с материалом уравнение импульсов имеет вид

$$\varphi_2^0 G_0 W_0 = (G_0 + G_\varphi)W_3 + G_m W_m + (P_3 - P_0)F,$$

где G_φ – расход дополнительного воздуха, G_m и W_m – расход и скорость материала в сечении 3. Величина φ_2 зависит от крупности частиц.

$$W_3 = \frac{G_0 + G_\varphi}{F\rho_0} = \frac{1+U\varphi}{F\rho_0}G_0 = (1+U_\varphi)\overline{F_0} \quad \text{и}$$

$$\frac{P_3 - P_0}{\rho W_0^2 F_0} = \varphi_2 - (1+U_\varphi)^2\overline{F_0} - U_m\frac{W_m}{W_0}. \qquad (6)$$

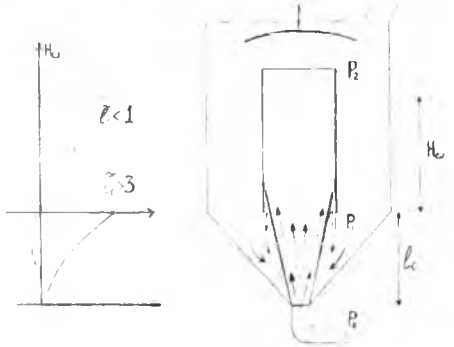


Рис. 3

Величина W_m зависит от параметра

$$W_* = \frac{\mathrm{Re}_* \gamma}{\delta}; \quad \mathrm{Re}_* = \frac{Ar}{18 + 0{,}61\sqrt{Ar}}; \quad Ar = \frac{g\delta^3\rho_m}{\gamma^2\rho_0},$$

где δ – диаметр частицы, γ – коэффициент кинематической вязкости, ρ_m – плотность материала частицы.

Для циркуляционного аппарата с засыпкой слоя высотой $H_{сл}$ и длиной транспортного канала l_1 (рис. 3), уравнение (6) запишется:

$$\varphi_2 - (1+U\varphi)^2\overline{F_0} - U_m\frac{W_m}{W_0} = \overline{\lambda}(1+U_\varphi)^2 +$$

$$+ \frac{U_m}{1+U_\varphi}\left[\overline{\lambda_m}\overline{W_m^{0.5}} + \overline{l_1}\right] + \overline{H_{сл}}U_\varphi^2\left(\frac{\overline{\gamma}}{U_p} + \overline{\varepsilon}\right).$$

$$U_m = \frac{\varphi_2 - (1+U\varphi)^2\overline{F_0} - \overline{\lambda}(1+U_\varphi)^2 - \overline{H_{сл}}U_\varphi^2\left(\frac{\overline{\gamma}}{U_p} + \overline{\varepsilon}\right)}{\overline{W_m} + \frac{\overline{\lambda_m}\overline{W_m^{0.5}} + \overline{l_1}}{1+U_\varphi}}$$

Здесь $\overline{\lambda} = \lambda\frac{\lambda_1}{Д_1}\frac{\overline{F_0}}{2}$; $\overline{l_1} = \frac{gl_1}{\overline{F_0}W_0^2}$; $\overline{H_{сл}} = \frac{H_{сл}}{\delta}\frac{F}{\overline{F_k}}$;

$$\overline{W_m} = \frac{W_m}{W_0}; \quad \overline{F_0} = \frac{F_0}{F_k - F};$$

$$\overline{\lambda_m} = 27\left(\frac{W_0^2}{g\delta}\right)^{0.75}\frac{l_1}{Д_1 2\overline{F_0}}; \quad \overline{\gamma} = 150\frac{(1-\varepsilon_0)\gamma\psi}{\varepsilon_0^3\delta W_0 F_0},$$

$$\overline{\varepsilon} = 1.75\frac{1-\varepsilon_0}{\varepsilon_0^3}\sqrt{\psi};$$

F_k – площадь корпуса аппарата, ψ – коэффициент формы частицы, ε_0 – плотность слоя [4], λ_1 – коэффициент трения газа о стенки канала.

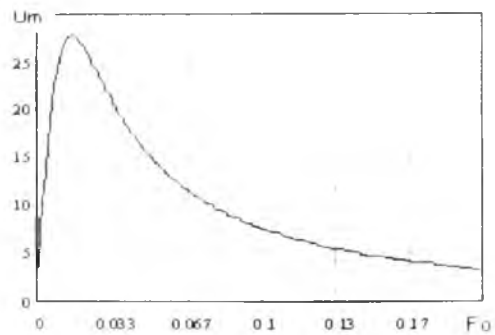


Рис. 4

На рис. 4 приведена зависимость U_m от $\overline{F_0}$ для тонкодисперсного материала, при $U_\phi = 0$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бирюков Ю.А., Росляк А.Т., Пачин В.Н. Пневматические методы и аппараты порошковой технологии// Томск: Из-во Том. ун-та, 1990.
2. Соколов Е.Я.., Зингер Н.М. Струйные аппараты. М.: Энергия, 1970.
3. Канторович Б.В., Делягин Г.И., Иванов В.М. Гидродинамика и теория горения топлива. М.: Металлургия, 1971.
4. Муштаев В.И., Ульянов В.М. Сушка дисперсных материалов. М.: Химия, 1988.

СИНТЕЗ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОРОШКА АЛЮМИНИЯ, ПОЛУЧЕННОГО ПНЕВМОЦИРКУЛЯЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Бирюков Ю.А., Зиатдинов М.Х., Полюшко В.А., Иванов А.В., Бирюков А.Ю.

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822)529533; E-mail: powder@niipmm.tsu.ru

Синтез горением является одним из наиболее экономичных способов получения тугоплавких соединений самого различного назначения. Производственные показатели процессов при получении нитрида алюминия СВС-методом, печным (ПС), плазмохимическим (ПХС) синтезом представлены в таблице.

Показатель	СВС	ПС	ПХС
Потребление сырья: алюминий, кг·кг$^{-1}$	0,7	0,9	1,5
азот, м^3·кг$^{-1}$	0,9	1,65	12,3
Затраты электроэнергии, кВт·ч·кг$^{-1}$	0,5	31	150
Число технологических стадий	8	18	5
Производительность, кг·ч$^{-1}$	4,0	1,0	0,5
Время технологической стадии, ч	0,6	2,5	0,5

Синтез горением может осуществляться в режимах безгазового (малогазового) либо фильтрационного горения. В последнем случае горение происходит в гибридной системе, один из компонентов которой является газообразным (азот, водород и т.д.), а другой конденсированный (металл, неметалл, сплавы и т. д.). Наибольшее применение горение в подобных системах находит при синтезе нитридов, в частности для получения металлических нитридов BN, Si_3N_4 и AlN [1].

В предлагаемой работе представлены результаты экспериментального исследования высокотемпературного синтеза нитрида алюминия с использованием в качестве исходного материала порошков алюминия, полученных с использованием пневмоциркуляционного аппарата (ПЦА), обеспечивающего измельчение, смешение и классификацию [2]. Нитрид алюминия, обладающий прекрасной теплопроводностью, является основой керамики для электроники, радиотехники. Нитридкремниевую керамику получают путем компактирования порошка и спекания при высокой температуре. При этом эксплуатационные свойства керамических изделий решающим образом зависят от дисперсности исходного порошка и его химического состава. Чем тоньше порошок нитрида, тем прочнее получаемые изделия, при этом температура спекания значительно снижается. С другой стороны, повышению качества керамики способствует снижение примесей в нитриде, в особенности примесей кислорода.

Синтезу нитрида алюминия посвящено много работ, в частности [3–6]. В этих исследованиях азотирование алюминиевого порошка осуществлялось в широком диапазоне исходных параметров: давление и состав реагирующего газа, состав шихты, дисперсность порошка алюминия, пористость образцов и т.д. В частности, было определено, что более интенсивно процесс горения происходит при повышении давления и при использовании более тонких порошков.

В качестве исходного материала был выбран порошок алюминия марки АСД-4 с размером частиц δ_{90}<15 мкм. С помощью аппарата ПЦА из порошка была выделена фракция δ_{90}<4 мкм, которая далее была использована для синтеза.

Азотирование осуществляли по традиционной методике в установке "бомба постоянного давления" [1]. Температуру горения измеряли микротермопарным методом с выводом сигнала на ЭВМ. Скорость и режим горения определяли оптическим методом. Исходную смесь порошка алюминия и нитрида алюминия готовили также с помощью ПЦА. Использовали цилиндрические образцы размером D/H=25/60 мм. Относительная плотность образцов составляла 60–65%. Синтез осуществляли в атмосфере азота при давлении 1,0–6,0 МПа.

Предварительные опыты показали, что температура горения смесей с большим содержанием алюминия очень высокая (свыше 2200 ^{0}C). Синтез в этих условиях сопровождается плавлением исходного алюминия, что приводит к образованию плотных спеков, состоящих из непрореагировавшего алюминия и относительно крупных частиц нитрида. Поэтому для дальнейших исследований была выбрана смесь, состоящая из алюминия и нитрида в весовом соотношении 30/70.

Температура горения такой смеси остается относительно высокой (1800–2000 °С), однако большая доля неплавящегося нитрида алюминия ($T_{пл}$= 2200 °С) исключает образование агломератов. Полнота превращения алюминия в нитрид близка к 100%.

Основным параметром, определяющим режим синтеза в условиях фильтрационного горения, является давление газа. При сравнительно низких давлениях (до 1 МПа), когда количество азота в порах образца недостаточно для поддержания горения, сильно влияние давление газа. На рис. 1 и 2 представлены зависимости содержания азота в продукте и скорости горения смеси Al+AlN от давления.

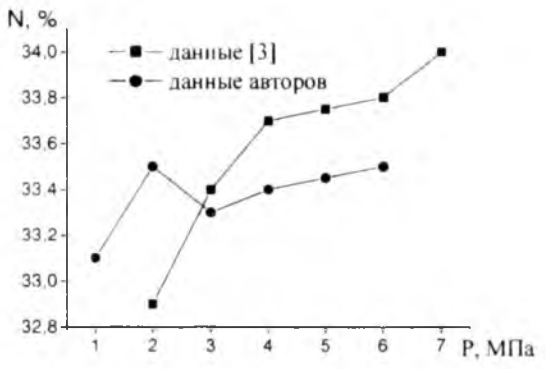


Рис. 1. Зависимость содержания азота в продукте горения смеси Al+AlN от давления

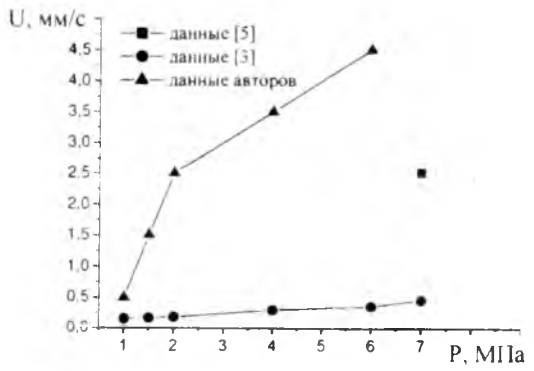


Рис. 2. Зависимость скорости горения смеси Al+AlN от давления

Как и следовало ожидать, с повышением давления скорость горения значительно увеличивается. Здесь же представлены результаты, полученные в [3] для смеси с 40% Al и в [5] для смеси с 30% Al. Скорость горения смеси, полученной с использованием пневмоциркуляционной технологии, значительно выше скоростей горения смесей, полученных с использованием обычных технологий. Содержание азота в продукте горения слабо зависит от давления газа и близко к максимальному значению 33,5–34,5%.

Таким образом, на примере синтеза нитрида алюминия показано, что возможно использование пневмоциркуляционной технологии классификации и смешения порошков в СВС-процессе. Преимуществом такого совмещения является как интенсификация процесса приготовления реагирующей смеси, так и ускорение самого процесса синтеза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мержанов А.Г. Твердопламенное горение. - Черноголовка: ИСМАН, 2000, 224 с.

2. Бирюков Ю.А. Пневматические методы и аппараты производства и переработки микропорошков органических и неорганических соединений// Фундаментальные и прикладные проблемы соврем. механики: Матер. Всерос. конф. Томск, 1998, с. 274-275.

3. Zakorzhevski V.V. Barovinskaya I.P. Regularities of Self-Propagating High-Temperature Synthesis of AlN at Low Nitrogen Pressures// Int. Jour. of Self-Propag. High-Temp. Synthesis, v.7, No2, 1998, p. 199-208.

4. Tanihata K., Miyamoto Y. Reaction Analysis on the Combustion Synthesis of Aluminum Nitride// Int. Jour. of Self-Propagating High-Temperature Synthesis, v.7, No .2, 1998, p. 209-217.

5. Закоржевский В.В., Боровинская И.П. Синтез нитрида алюминия в режиме горения смеси Al+AlN// Неорган. матер. Т. 38, №11. 2002, с. 1340-1350.

6. Лорян В.Э., Боровинская И.П. О горении алюминия в азоте// Физика горения и взрыва, т. 39, №5, 2003, с. 45.

ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО МЕТОДА ПОЛУЧЕНИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ И СУБМИКРОННЫХ ФРАКЦИЙ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Бирюков Ю.А., Росляк А.Т., Богданов Л.Н., Зайцева Е.В., Демиденко А.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529706, факс (3822) 529706; E-mail: powder @ niipmm.tsu.ru

На сегодняшний день актуальной является задача разработки новых и сравнительно недорогих методов получения субмикронных и наноразмерных порошков [1]. Для решения этой задачи предложен газодинамический метод переработки порошковых материалов с использованием высокоэнергетических газовых потоков и рециркуляционного движения многофазных систем [2]. Комплексная технология на основе данного метода органически сочетает сверхтонкое измельчение и эффективную классификацию по узким фракциям.

Реализация метода в пневматических аппаратах позволяет организовать эффективное измельчение порошковых материалов. В образованных на границе насыпного слоя дисперсного материала и подаваемой в него газовой струи микро- и макровихрях различного масштаба идут интенсивные взаимодействия между частицами, имеющими относительные скорости порядка 100 – 300 м/с. Организация многократной рециркуляции дисперсного материала в зону измельчения приводит к усталостному разрушению частиц в результате множества микроциклов соударений.

Существующие у частиц размером менее 1 мкм силы адгезии и когезии создают трудности при переработке в пневмоциркуляционных аппаратах частиц такого размера. Эти силы приводят к неустойчивости циркуляции и зависанию слоя дисперсного материала, возникновению агломератов, которые демпфируют ударный импульс при взаимном столкновении.

Экспериментальные исследования метода проводились на пневмоциркуляционном аппарате ПЦА-22. Для получения узких фракций в субмикронном диапазоне варьировались параметры классификации: скорость закрутки потока и гранулометрический состав в зоне разделения. Рабочее давление подаваемого в аппарат воздуха на сопле составляло 0,8–5,0 МПа. Скорость вращения ротора классификатора менялась в диапазоне от 8000 до 14000/мин.

В результате исследований установлены закономерности изменения прироста удельной поверхности измельчаемого порошка от степени недорасширения струи (отношение давления на срезе сопла к давлению окружающей среды), являющейся показателем энергонасыщенности струйного потока. Повышение степени недорасширения приводит к увеличению турбулизации потока и градиента скоростей, в результате чего возрастают скорость взаимодействия частиц и интенсивность разрушения. Данная зависимость имеет достаточно линейный характер при измельчении частиц >> 1 мкм. Результаты исследований показали, что для частиц 5–10 мкм увеличение степени недорасширения струи приводит к их разрушению с образованием частиц широкого спектра по форме и размерам.

Средний размер частиц исходного порошка TiWC составлял 8,7 мкм, WC – 5,2 мкм при наличии высокопрочных агрегатов, а размер полученных частиц составил δ_{50}=0,3 мкм и δ_{50}=0,2 мкм соответственно. Фотографии порошков представлены на рис. 1, 2.

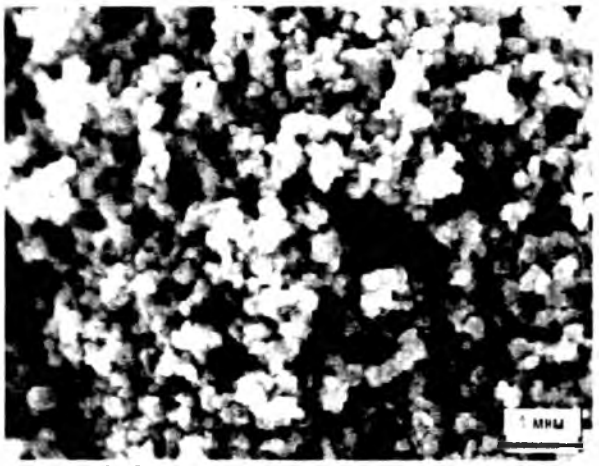


Рис. 1. Субмикронный порошок TiWC с размером частиц $\delta_{50} \approx 0{,}3$ мкм, $\delta_{97} \approx 0{,}6$ мкм (электронный микроскоп)

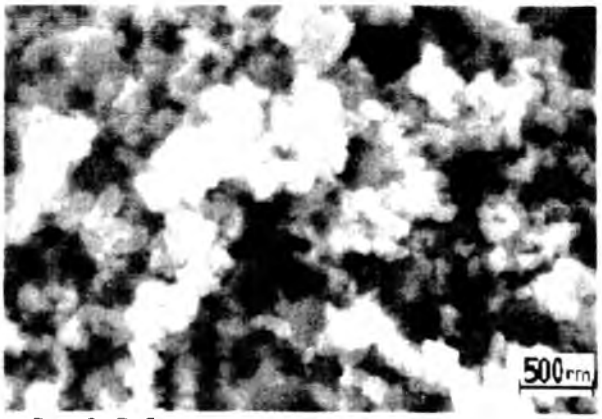


Рис. 2. Субмикронный порошок WC с размером частиц $\delta_{50} \approx 0{,}2$ мкм (электронный микроскоп)

Для субмикронного диапазона размеров частиц зависимость прироста удельной поверхности измельчаемого порошка от степени недорасширения струи имеет асимптотический характер. Объясняется это тем, что для сжатого газа (т.е. с большой плотностью) у субмикронных частиц

превалирует движение по линиям тока, что уменьшает вероятность их эффективного взаимодействия. Кроме того, с уменьшением размеров частиц уменьшается и удельный импульс их ударного взаимодействия.

Как упоминалось выше, большая величина сил адгезии и когезии субмикронных частиц является причиной неустойчивой циркуляции, снижающей концентрацию частиц в зоне измельчения и образования агломератов, уменьшающих величину ударного импульса. Для устойчивой циркуляции высокодисперсного материала и интенсификации процесса измельчения в насыпной слой добавлялась крупнодисперсная фракция из инертного или такого же материала (корунд, нержавеющая сталь). В результате получены значительные по удельной поверхности порошки оксида алюминия 50–100 м²/г.

Экспериментальные исследования показали возможность разделения даже узких по фракционному составу порошков путем многократной рециркуляции частиц в высоконапряженных центробежных полях при обеспечении определенного грансостава. В результате получены узкие фракции ZrO_2 и α-Al_2O_3 со следующим гранулометрическим составом: δ_{90}<0,1 мкм; 0,1<δ_{90}<0,3 мкм; 0,3 <δ_{90}<0,5 мкм. Сделанные на электронном микроскопе фотографии порошков представлены на рис. 3 и 4.

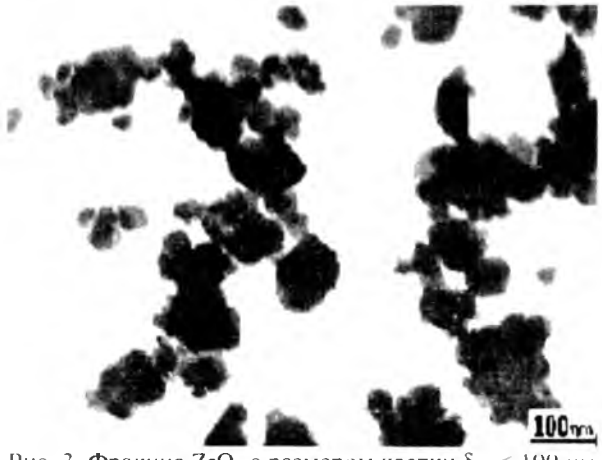


Рис. 3. Фракция ZrO_2 с размером частиц δ_{97} < 100 нм (электронный микроскоп)

Полученная фракция меди имеет основной размер частиц 0,2<δ_{90}<0,3 мкм. Сделанная на электронном микроскопе фотография порошка представлена на рис. 5.

С использованием данного метода были получены субмикронные фракции таких тугоплавких соединений, как SiC и TiC. Порошки имеют следующий гранулометрический состав: SiC – δ_{50} = 0,47 мкм, карбид титана – δ_{50} – 0,4 мкм.

Исследования полученных порошков показали, что диспергирование в пневматических циркуляционных аппаратах приводит к существенной активации перерабатываемых порошков (Al, Si), а соответственно к значительным изменениям параметров процессов и характеристик конечных продуктов при синтезе активированных материалов нитрида кремния нитрида алюминия и других неорганических соединений.

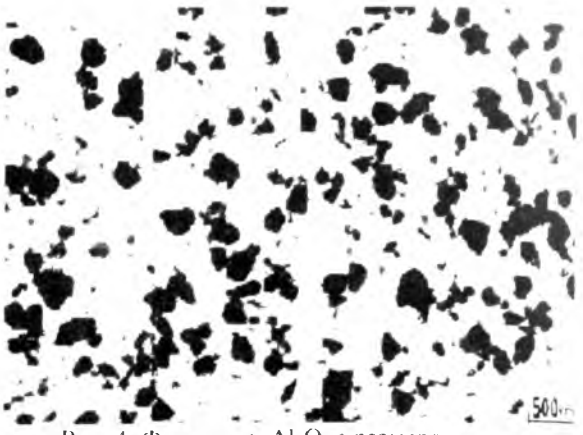


Рис. 4. Фракция α-Al_2O_3 с размером частиц 300 нм< δ_{90}<500 нм (электронный микроскоп)

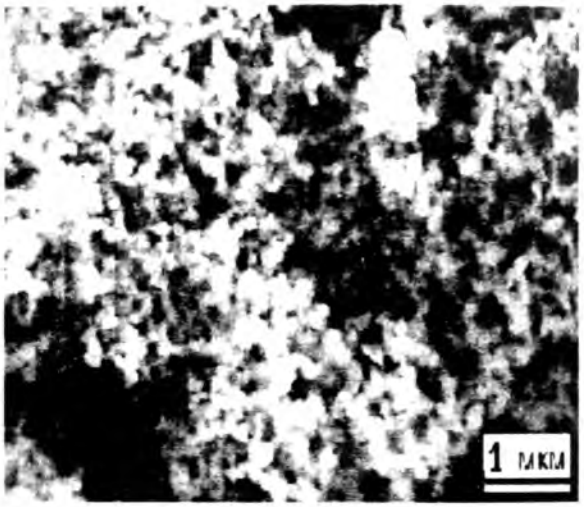


Рис. 5. Порошок меди с размером частиц 0,2 мкм <δ_{90} < 0,3 мкм (электронный микроскоп)

Газодинамический метод получения наноразмерных порошков с использованием высокоэнергетических газовых потоков находит свое применение при выпуске новой продукции. На его базе разработана технология производства и выпущены опытные партии супертонких нормированных абразивных порошков Al_2O_3 с узким фракционным составом: АМПЭК-М 0,3; АМПЭК-М 0,5; АМПЭК-М 0,7. Порошки с таким гранулометрическим составом в промышленном масштабе выпускаются впервые.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новые материалы / Под редакцией Ю.С. Карабасова. М.: МИСИС, 2002. 736 с.

2. Бирюков Ю.А., Росляк А.Г., Богданов Л.Н. и др. Исследование метода получения наноразмерных порошковых материалов прямым разрушением с помощью высокоэнергетических газовых потоков // Функциональные порошковые материалы. Сб. статей Научного центра порошкового материаловедения ПГТУ. Пермь, 2003. С. 7–9.

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ АНАЛИЗА ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА МИКРОДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Богданов А.Л., Богданов Л.Н., Бирюков А.Ю.

НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (382-2) 410-706, E-mail: powder@niipmm.tsu.ru

При производстве тонких и субмикронных порошков качественно возрастают требования к достоверности оценки гранулометрического состава. Существующие приборы анализа дисперсного состава (седиментометры, лазерные счетчики, приборы для определения удельной поверхности [1]) не позволяют проводить эффективную и объективную оценку размеров частиц в указанных диапазонах. Это обусловлено тем, что эти приборы используют косвенные методы измерения, т.е. когда о размерах частиц и их количестве судят по изменению свойств дисперсных сред, содержащих изучаемые частицы (гидравлическое сопротивление, оптическая плотность, электропроводность и т.д.).

Традиционная счетная микроскопия практически невозможна из-за разрешающей способности оптических микроскопов. К основным недостаткам, не позволяющим эффективно ее использовать для решения поставленной задачи, относятся:

- большие субъективные ошибки в оценке размеров частиц и их количества;
- необходимость обсчета большого количества частиц (даже в одном наблюдаемом поле находятся тысячи частиц), что увеличивает трудоемкость и время анализа;
- трудности визуальной оценки размеров частиц в диапазоне менее 1 мкм.

Избавиться в значительной степени от перечисленных недостатков можно, поручив выполнение рутинных операций компьютеру.

Принципиальная схема предлагаемого метода изображена на рис. 1 и включает: оптический или электронный микроскоп 1, видео- или фотокамеру 2, персональный компьютер с монитором 3 и программное обеспечение.

Работа строится следующим образом: оператор подготавливает пробы, настраивает микроскоп, регулируя резкость и подбирая освещение, делает снимки и переносит их в компьютер, где обрабатывает их с помощью специального программного обеспечения.

Из-за того, что работа ведется с очень тонкими порошками, к оптическому микроскопу и фотокамере предъявляются повышенные требования. Для получения достоверных оценок необходимы микроскоп с увеличением не менее чем в 1500 раз и фотокамера с широкоугольным объективом и высокой разрешающей способностью (> 4 млн. пикселов). Малый размер субмикронных частиц в подавляющем большинстве случаев не позволяет получать изображения, на которых была бы отчетливо видна каждая частица. Напротив, как правило, частицы имеют размытую форму, неравномерно освещены и перекрывают друг друга (образуют кластеры). Поэтому основная нагрузка при проведении анализа ложится на программное обеспечение и работу оператора.

Следует отметить, что задача анализа таких изображений не является тривиальной. Основной проблемой здесь является корректная сегментация. Хотя на сегодняшний день существует достаточно много подходов для решения этой задачи, ни один из них не может быть признан в полной мере удовлетворительным для субмикронной области частиц. Каждый метод хорошо справляется лишь с каким-то одним классом изображений частиц. Поэтому не удается полностью исключить из процесса анализа работу оператора, которому отводится решающая роль в выборе метода сегментации.

Второй по сложности проблемой являются большие объемы обрабатываемой и получаемой информации. Необходимы специальные методы и алгоритмы ее хранения и обработки.

В разработанной нами методике все эти проблемы решены для достаточно широкого класса субмикронных порошков. Программное обеспечение позволяет оператору выбирать наиболее репрезентативные поля, проводить замену реального изображения на его модель – черно-белое изображение (белый фон – черные частицы), исключать "сложные" для сегментации области (агломераты, нечеткие контуры).

Полученная модель позволяет произвести локализацию всех имеющихся на изображении частиц. Это дает возможность определить размер каждой частицы, рассчитать среднее значение, среднеквадратическое отклонение и стандартную ошибку, построить гистограммы распределений по размерам и массе. Для проведения более утонченного анализа предусмотрена возможность экспорта результатов в текстовый файл.

Специализированное алгоритмическое и программное обеспечение позволяет управлять процессом измерений, вести статистическую обработку и представление результатов анализа. Окончательная оценка адекватности полученной гранулометрии производится оператором с помощью микроскопа.

Для большей наглядности приведены обработка и результат математического анализа изображения для достаточно крупного порошка карбониль-

ное железо: фракция частиц с размером до 6,0 мкм (рис. 1) с помощью представленной методики. На рис. 2 приведено изображение после обработки фотографии. На рис. 3 представлена гистограмма массового распределения частиц по размерам, полученного на основе математической модели.

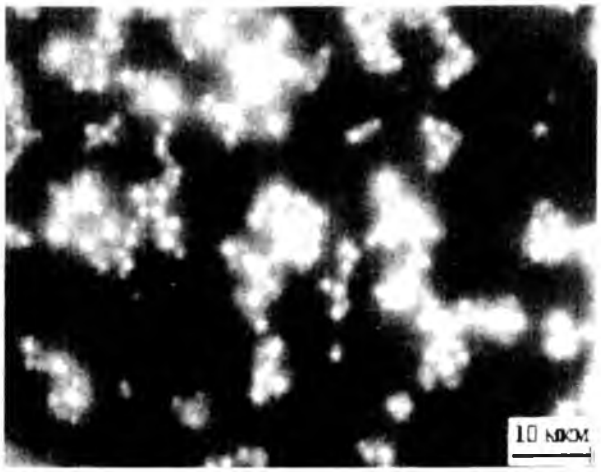


Рис. 1. Порошок карбонильного железа в отраженном свете. Размер частиц $\delta_{90} < 6{,}0$ мкм

Рис. 2. Математическая модель изображения поля частиц с рис. 2

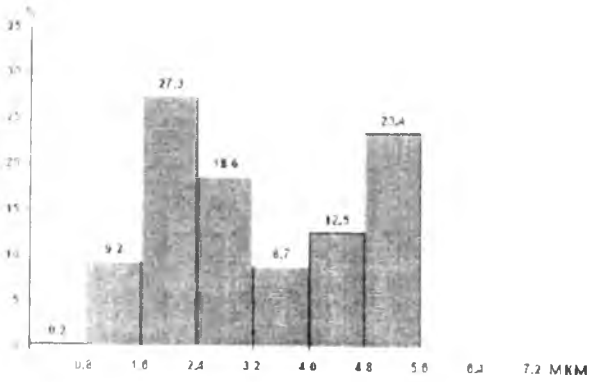


Рис. 3. Массовое распределение частиц по размерам, полученное на основе математической модели

На рис. 4, 5 представлены фотография субмикронного порошка меди и массовое распределение частиц по размерам (гистограмма). Как видно из рис. 4, изображение как по количеству, так и качеству восприятия человеческим глазом не доступно для «ручного» измерения традиционным методом счетной микроскопии.

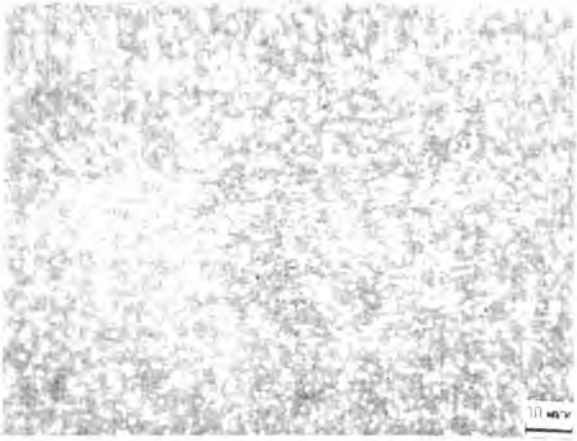


Рис. 4. Субмикронный порошок меди

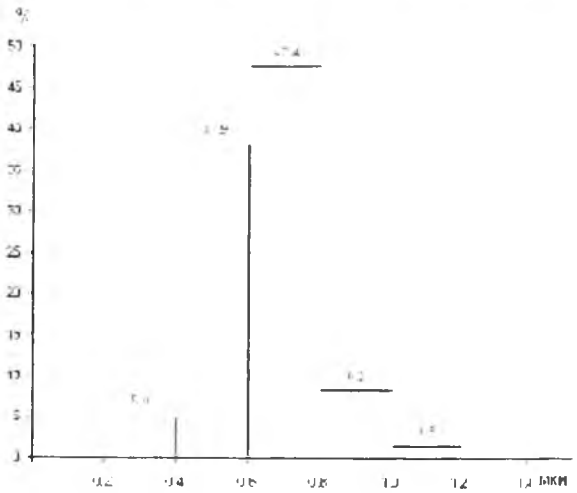


Рис. 5. Массовое распределение порошка меди по размеру частиц

Однако данная методика позволяет структурировать все поле, а участки с плохим уровнем структуры исключить из обсчета, компенсировав дополнительными полями наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коузов П. А. Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов. Л.: Химия, 1974. 296 с.

2. Joyce-Loebl. Image Analysis. Principles and Practice. Short Run Press, 1985. 250 p.

3. Гулд Х., Тобочник Я. Компьютерное моделирование в физике: В 2 ч. Ч. 2. - М.: Мир, 1990. 400 с.

ПНЕВМОЦИРКУЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ФРАКЦИОНИРОВАННЫХ ПОРОШКОВ АЛЮМИНИЯ ДЛЯ МОНОБЛОЧНЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ

Богданов Л.Н., Ищенко А.И., Бирюков А.Ю., Хоменко Ю.П., Савельева Л.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел./ факс (3822) 529706; E-mail: powder @ niipmm.tsu.ru

Определение возможности и целесообразности применения субмикронных и наноразмерных порошков алюминия в качестве компонентов в ракетных топливах и взрывчатых веществах весьма актуально. Данной проблеме посвящены многочисленные исследования [1–5].

Значительное влияние на активность таких порошков оказывают способы получения продукта, обусловливающие возможность образования побочных веществ во время протекания технологического процесса и тем самым снижение содержания металла.

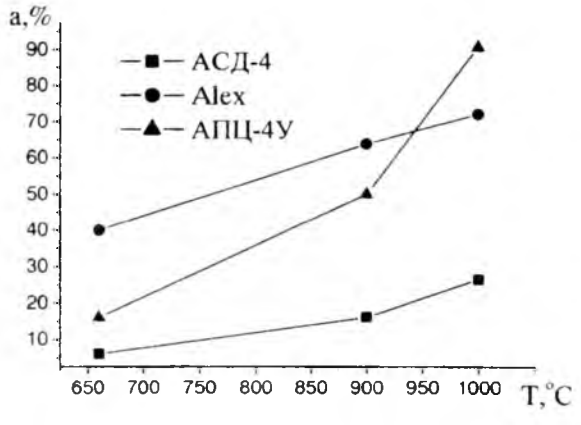
Известно, что факторами, существенно улучшающими качество порошков, являются активация и узкое фракционирование. Отличительной особенностью пневмоциркуляционного метода [6] являются совмещенный режим активации материала затопленной в насыпном слое высокоскоростной струёй газа (p = 6 ÷ 10 ати), многоступенчатая классификация порошков в сепарационных элементах и рециркуляция двухфазного потока, что обеспечивает оптимальные условия для выделения фракций с требуемыми свойствами.

В данной работе проведено сравнение некоторых характеристик порошков алюминия (таблица 1): опилок из блока особой чистоты «Al-999», АСД-4, алюминиевой пудры, порошков полученных электровзрывом, а также испарением в плазме, с порошками АПЦ, полученными пневмоциркуляционным методом из АСД-4 и АСД-6.

С этой целью определяли дисперсность порошка, содержание металла, активность окисления порошка алюминия в растворе гидрооксида калия, а также в атмосфере воздуха при нагреве до 1000 °С. Определение содержания металлического алюминия проводили волюметрическим методом по замеру объёма выделившегося водорода при действии на навеску порошка 5% раствора гидрооксида калия; замер газа проводили газовой макробюреткой [7]. В ходе опыта оценивали время действия металла с гидрооксидом калия.

Кроме того, методом дифференциально-термического анализа (дериватограф «Q-1500») в интервале температур 20–1000 °С выявляли закономерности окисления порошков алюминия; при этом скорость нагрева составляла 5 °С в минуту, опыты проводили в воздушной среде. Результаты опытов представлены в таблице и на рис. 1.

Название и размер частиц, δ_{50}, мкм	Al, %	Скорость реакции в растворе, мл / мин	Степень окисленности (α)		
			До 660 °С	До 900 °С	До 1000 °С
Al-999, 20 ÷ 100	98,0	0,13	-	-	2,6
АСД-4, ≤ 15	91,5	0,5	6	16	26,4
ПАП-1, 1 ÷ 50	91,1	0,21	18	35	42,8
Алекс, ИХН СО РАН, < 0,1	86,0	0,59	40	64	72
Плазменный, МНТЦ, ≤ 0,1	85,8	0,59	20	50	62
Плазменный К, ≤ 0,1	84,7	0,45	25	50	56
АПЦ-4М3, 2 ÷ 5	94,3	0,67	8	30	64
АПЦ-4У, 0,2 ÷ 0,5	95,1	0,67	16	50	90,6



а – степень окисленности

Рис. 1

Следует отметить, что крупные фракции алюминия окисляются в одну стадию, а субмикронные – в две; первая – до температур плавления алюминия 660 °С, вторая – при температурах выше 700 °С. Интервалы температур для различных партий субмикронных порошков близки и составляют для первой стадии 530–590 °С и для второй – 770–800 °С.

Исключением являются партии «Алекс» и «Плазменный К», для которых температурные

интервалы обеих стадий несколько ниже. Первая стадия порядка 500 °С, вторая – 700–710 °С. Возможно, подобные закономерности связаны с наличием примесей, образующихся в процессе получения указанных материалов. Косвенным подтверждением этому являются более низкое содержание активного алюминия в пробе и повышенное время реагирования алюминия с гидрооксидом калия, особенно в случае «Плазменный К».

По результатам измерений можно сделать следующие выводы:

1. Содержание Al в субмикронном порошке АПЦ, несмотря на более высокую удельную поверхность существенно выше: 95–96%, чем у исходного (окисленного) АСД-4 (91,5%). Это может быть объяснено разрушением и частичным удалением пленки окислов с поверхности частиц.

2. Активность порошка алюминия существенно зависит от способа получения, размера частиц, температуры. При температуре до 900 °С наиболее активным из исследованных партий оказался порошок «Алекс». Однако при температуре порядка 1000 °С наиболее активным стал порошок АПЦ.

3. Субмикронные порошки АПЦ состоят только из частиц, имеющих выраженную сферическую форму, и не содержат частиц типа «пластин», «фольги» или агломератов, что важно в технологических процессах.

4. После года хранения в полиэтиленовых пакетах в воздушной среде порошки АПЦ-4М3 и АПЦ-4У характеристик практически не изменили.

5. Существенным моментом является то, что субмикронные порошки АПЦ в необходимых количествах могут быть получены из серийных – АСД-4, АСД-6. При этом выход достигает до 10% от исходной массы. Себестоимость получения таких порошков сравнительно низка. Производительность существующей опытной технологической линии составляет 10–20 кг/ч.

Полученные субмикронные порошки АПЦ могут применяться в новых видах топлив, в частности, в композитных пористых моноблочных топливах, сгорающих в конвективном режиме с характерными скоростями до 100 м/с.

Эксперименты по сжиганию этих топлив с включением 5% по массе частиц алюминия в условиях замкнутого объема по методике, описанной в [8], позволили установить, что добавка АСД-4 повышает скорость конвективного горения моноблочного топлива до 2-х раз, а использование АПЦ дает увеличение скорости горения более чем в 5 раз.

Результаты проведенных исследований показывают, что включение в состав таких топлив субмикронных порошков АПЦ дает возможность регулировать скорость горения топлива в широком диапазоне за счет изменения структуры пор и характера адгезионных связей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильин А.П., Громов А.А., Яблуновский Г.В. Об активности порошков алюминия// РГВ. 2001. Т. 37, №4. С. 58-62.

2. Иванов В.Г., Гаврилюк О.В. Закономерности окисления и самовоспламенения на воздухе электронных ультрадисперсных порошков металлов// РГВ. 1999. Т. 35, №6. С. 53-60.

3. Павловец Г.Я. Научно-технические основы получения и применения ультрадисперсных металлических порошков в высокоэнергетических композициях// Секц. прикл. проблем при президиуме РАН. Научно-методические материалы. М., 1999. Вып. 6.

4. Simonenko V.N., Biryukov Yu.A. et all. Effect of flex and boron additives on ignition and combustion of Al-KNO3 mixture// 32-nd International Annual Conference of ICT, July 3 –July 6, 2001.

5. Барышев М.С., Бирюков Ю.А., Ищенко А.Н. и др. Использование субмикронных алюминиевых частиц для регулирования скорости конвективного горения моноблочных зарядов// Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. III Всерос. конф., Томск, 2- 4 октября 2002.

6. Росляк А.Т., Бирюков Ю.А., Пачин В.Н. Пневматические методы и аппараты порошковой технологии. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990, 272 с.

7. Крешков А.П. Основы аналитической химии. Т. 2. Количественный анализ. М.: Химия, 1976. С. 45-50.

8. Ischenko A.N., Biryukov Y.A., Roslyak A.T. et all. An investigation of submicron metal particles influence on burning rate of porous composite fuels// 32-th Annual Conf. of ICT. Karlsruhe. 2001.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЕГАЗАЦИИ ВЫРАБОТАННОГО ПРОСТРАНСТВА

Брабандер С.П.[1], **Палеев Д.Ю.**[2]

[1] Кемеровский государственный университет
650099, г. Кемерово, ул. Красная, 6,
тел. (3842) 585414
E-mail: lary@kemsu.ru

[2] Институт угля и углехимии СО РАН
650610, г. Кемерово, ул. Рукавишникова, 21,
тел. (3842) 282443, факс (3842) 211838
E-mail: paleev@kemsc.ru

При отработке пластов угля с полным обрушением кровли в выработанное пространство поступает значительное количество метана из разгруженных вышележащих пластов-спутников и вмещающих пород. В результате в обрушенных породах формируется зона повышенной концентрации метана, и выработанное пространство превращается в мощный газовый коллектор, из которого необходимо отбирать газ с помощью дегазационных скважин.

Физическая модель. Процесс дегазации выработанного пространства осуществляется при непрерывном подвигании очистного забоя. На рис. 1 показано расположение дегазационной скважины в различные моменты времени *1, 2, 3*.

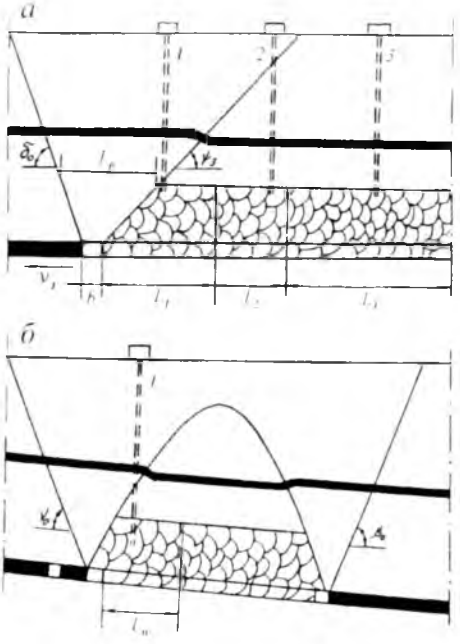


Рис. 1. Схема к расчёту дегазации выработанного пространства: *а* – по простиранию пласта; *б* – по падению пласта

Так как в газовый коллектор поступает основное количество метана из подработанного массива, то область протяженностью L_2 будем моделировать как источник газовыделения. Дегазационная скважина может приближаться к источнику газовыделения (скважина *1*), находиться в источнике (скважина *2*) или удаляться от него (скважина *3*).

Начальное положение скважины будем располагать в зоне разгрузки от горного давления, заключенной между углами сдвижения δ_0 и обрушения ψ_3. Здесь происходит наиболее интенсивное изменение фильтрационных параметров от своих природных значений до значений, соответствующих зоне обрушения. Размер зоны разгрузки L_p по простиранию пласта подчиняется зависимости [1]

$$L_p = h(\operatorname{ctg}\delta_0 + \operatorname{ctg}\psi_3) + b,$$

где h – высота зоны деформации пород в момент обрушения, м; b – ширина призабойной зоны, м.

После зоны разгрузки скважина попадает в область обрушения, в которой на расстоянии L_1 от забоя лавы находится источник газовыделения. Затем скважина попадает в область, обозначенную на рис. 1 через L_3. Здесь породы слеживаются и уплотняются, пористость и проницаемость их уменьшаются, стремясь к своим природным значениям. Процесс уплотнения начинается, когда вышележащие слои без разрыва сплошности полностью ложатся на обрушенные породы. Расстояние от забоя до начала уплотнения пород определяется по формуле [1]

$$L = H_{\text{п}}\operatorname{ctg}\psi_3,$$

где $H_{\text{п}}$ – глубина залегания пласта.

В области разгрузки от горного давления режим фильтрации будет переменным, меняющимся от ламинарного до турбулентного. В области полных обрушений режим фильтрации турбулентный, а в области уплотнения пород – ламинарный.

Таким образом, процесс дегазации выработанного пространства будем рассматривать в динамике с меняющимися во времени относительными расположениями забоя и дегазационных скважин.

Математическая модель. Выделим рассмотренные выше три области в отдельные зоны и обозначим значение потенциалов массовой скорости для первой, второй и третьей зон через F_1, F_2, F_3, также обозначим и коэффициенты пьезопроводности a_1, a_2, a_3. Будем считать, что газ в скважину может поступать из забоя и газового коллектора. Процесс фильтрации будем описывать системой уравнений, включающей в первом случае уравнения фильтрации в первой и второй зонах

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} = a_1\frac{\partial^2 F_1}{\partial x^2}, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial t} = a_2\left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial x^2} + q(x,t)\right], \qquad (2)$$

где $q(x,t)$ – источник газовыделения, во втором случае – в третьей

$$\frac{\partial F_3}{\partial t} = a_3\frac{\partial^2 F_3}{\partial x^2} \qquad (3)$$

и второй (2) зонах. Взаимодействие скважин, находящихся в третьей зоне, с забоем будем моделировать граничными условиями на левой границе второй зоны.

Введем систему координат, связанную с забоем лавы. Начало координат совместим с забоем и ось x направим вглубь выработанного пространства по простиранию пласта, т.е. направление оси x противоположно скорости подвигания забоя v_2. Будем считать, что скважина в момент времени $t = 0$ находится в начале координат, неподвижном относительно линии очистного забоя.

Так как фильтрация газа рассматривается относительно скважины, то удобно связать начало координат со скважиной. Тогда первая, вторая и третья зоны будут двигаться относительно скважины. Расстояние между скважиной и второй зоной будет убывать с течением времени. Если же скважина находится в третьей зоне, то это расстояние будет увеличиваться. Таким образом, в зависимости от направления движения зон изменяется расстояние от скважины до зоны источника. Будем считать, что скорость положительна, если ее направление совпадает с направлением координатной оси.

Введем безразмерные координаты [2]. Для первой зоны

$$\zeta = \frac{x}{L_{10} + v_2 t}, \tag{4}$$

где v_2 – скорость подвигания забоя; L_{10} – начальное расстояние от скважины до второй зоны. В дальнейшем индекс "0" будет характеризовать начальное значение любой рассматриваемой величины.

Величина $L_{10}+v_2t$ представляет собой расстояние от скважины до второй зоны в момент времени t. Координата x в первой зоне меняется в пределах $0 \le x \le L_{10}+v_2t$. Таким образом, координата ζ меняется в следующих границах: $0 \le \zeta \le 1$. Направление движения границы между первой и второй зонами при положительной скорости v_2 показано на рис. 2*а*, а при отрицательной на рис. 2*б*.

Граница второй зоны, имеющая координату $L_{10}+L_{20}$ относительно оси x в момент $t = 0$, перемещается со скоростью, в общем случае отличной от скорости перемещения забоя лавы. Обозначим скорость перемещения этой границы через v_1. Знак v_1 будем определять так же, как и скорости v_2. Правая граница второй зоны в момент времени t имеет координаты $L_{10}+L_{20}+v_1t$. За время t она переместится на расстояние $L_2' = v_1t$. Получим выражение для изменения длины второй зоны, исходя из рис. 2:

$$L_2(t) = L_{20} + (v_1 - v_2)t. \tag{5}$$

Очевидно, что при $v_1 = v_2$ размер второй зоны остается постоянным и не зависит от времени t.

Аналогично при отрицательных скоростях v_1 и v_2 из рис. 2 следует

$$L_2(t) = L_{20} - (v_1 - v_2)t. \tag{6}$$

Во второй зоне координата x меняется в пределах $L_{10} + v_2t \le x \le L_{10} + L_{20} + v_1t$. Введем безразмерную координату для второй зоны по формуле

$$\eta = \frac{x - (L_{10} + v_2 t)}{L_{20} + (v_1 - v_2)t}, \tag{7}$$

т.е. безразмерная координата η будет иметь значение 0 на левой границе второй зоны и равна 1 на правой границе второй зоны.

За масштаб времени T возьмем период обрушения кровли, а за масштаб потенциала F_M – его значение при турбулентной фильтрации

$$F_M = \sqrt{\rho L_{20} H \left(\frac{k}{m_1}\right)^3}. \tag{8}$$

Перепишем задачу (1), (2), обозначая безразмерные величины штрихом:

$$\frac{\partial F_1'}{\partial \tau} = \frac{a_1 T}{(L_{10} + v_2 T\tau)^2} \frac{\partial^2 F_1'}{\partial \zeta^2} + \frac{v_2 \zeta T}{L_{10} + v_2 T\tau} \frac{\partial F_1'}{\partial \zeta}, \tag{9}$$

$$\frac{\partial F_2'}{\partial \tau} = \frac{a_2 T}{\left[L_{20} + (v_1 - v_2)T\tau\right]^2} \frac{\partial^2 F_2'}{\partial \eta^2} + \frac{\left[(v_1 - v_2)\eta + v_2\right]T}{L_{20} + (v_1 - v_2)T\tau} \frac{\partial F_2'}{\partial \eta} q(\eta, \tau), \tag{10}$$

где τ – безразмерное время.

Начальные и граничные условия:

$$F_1'(\zeta, 0) = \frac{F_{10}(\zeta)}{F_M}, \quad F_2'(\eta, 0) = \frac{F_{20}(\eta)}{F_M}, \tag{11}$$

$$F_1'(\zeta, \tau)\big|_{\zeta=1} = F_2(\eta, \tau)\big|_{\eta=0}, \tag{12}$$

$$\frac{1}{\rho(L_{10} + v_2 T\tau)} \frac{\partial F_1'}{\partial \zeta}\bigg|_{\zeta=1} = \frac{1}{\rho\left[L_{20} + (v_1 - v_2)T\tau\right]} \frac{\partial F_2'}{\partial \eta}\bigg|_{\eta=0}, \tag{13}$$

$$F_1'(\zeta, \tau)\big|_{\zeta=0} = \frac{F_{11}(\tau)}{F_M}, \tag{14}$$

$$\frac{\partial F_2'}{\partial \eta}\bigg|_{\eta=1} = 0, \quad F_2'(\eta, \tau)\big|_{\eta=1} = \frac{F_{21}(\tau)}{F_M}. \tag{15}$$

Рассмотрим теперь дифференциальные уравнения, описывающие фильтрацию газа к скважине, находящейся в третьей зоне. Направление координаты x выберем, так же как и в предыдущих случаях, от скважины в сторону второй зоны. Тогда, сохраняя обозначение для скоростей движения границ зоны, в уравнениях удобно обозначить через v_1 скорость ближайшей границы к скважине. Ско-

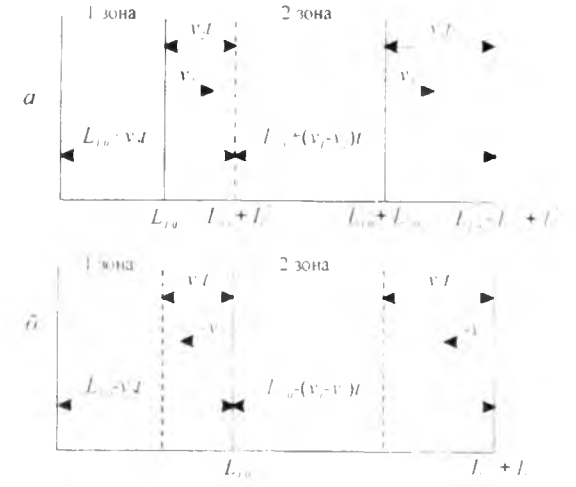


Рис. 2. Схема к преобразованию координат для первой и второй зон: *а* – при положительных скоростях v_1 и v_2; *б* – при отрицательных скоростях v_1 и v_2

рость v_2 будет в данном случае совпадать со скоростью подвигания забоя не только по величине, но и по знаку.

В начальный момент времени расстояние от скважины до второй зоны равно нулю, поэтому безразмерная координата ξ в третьей зоне будет записываться в следующем виде:

$$\xi = \frac{x}{v_1 t}. \tag{16}$$

Скважина через время t^* попадает в третью зону. При этом она пройдет первую и вторую зоны. Первоначально расстояние от скважины до третьей зоны составляет $L_{10} + L_{20}$. Время, необходимое для прохождения этого расстояния, будет зависеть от скорости v_1, т.е.

$$t^* = \frac{L_{10} + L_{20}}{v_1}. \tag{17}$$

Подставляя значение t^* в формулу (6), будем иметь размер второй зоны L^*_{20} к моменту прохождения скважиной границы второй и третьей зон

$$L^*_{20} = L_{20} + \frac{v_2 - v_1}{v_1}(L_{10} + L_{20}). \tag{18}$$

Используя формулу (7), запишем безразмерную координату для второй зоны

$$\eta = \frac{x - v_1 t}{L^*_{20} + (v_1 - v_2)t}. \tag{19}$$

Из сравнения формул для преобразования координат (4), (7) и (16), (19) можно заметить, что соотношения (16) и (19) получаются из (4) и (7) при L_{10} и циклической замене индексов у скоростей. Исходя из этого, можно сразу написать уравнения движения газа в скважину, находящуюся в третьей зоне.

Используя уравнения (9) и (10), будем иметь:

$$\frac{\partial F'_3}{\partial \tau} = \frac{a_3 T}{(v_1 T \tau)^2}\frac{\partial^2 F'_3}{\partial \xi^2} + \frac{\xi}{\tau}\frac{\partial F'_3}{\partial \xi}, \tag{20}$$

$$\frac{\partial F'_2}{\partial \tau} = \frac{a_2 T}{\left[L^*_{20} + (v_2 - v_1)\right]^2}\frac{\partial^2 F'_2}{\partial \eta^2} + \frac{v_1 + (v_2 - v_1)\eta}{L^*_{20} + (v_2 - v_1)T\tau}\frac{\partial F'_2}{\partial \eta} + \frac{a_2 T}{F_M} q(\eta, \tau). \tag{21}$$

Начальные и граничные условия для уравнений (20) и (21) запишем аналогично, как для уравнений, описывающих фильтрацию в первой и второй зонах:

$$F'_3(\xi, 0) = \frac{F_{30}(\xi)}{F_M}, \quad F'_2(\eta, 0) = \frac{F_{20}(\eta)}{F_M}, \tag{22}$$

$$F'_3(\xi, \tau)\big|_{\xi=1} = F'_2(\eta, \tau)\big|_{\eta=0}, \tag{23}$$

$$\frac{1}{\rho v_1 T \tau}\frac{\partial F'_3}{\partial \xi}\bigg|_{\xi=1} = \frac{1}{\rho\left[L^*_{20} + (v_1 - v_2)T\tau\right]}\frac{\partial F'_2}{\partial \eta}\bigg|_{\eta=0}, \tag{24}$$

$$F'_3(\xi, \tau)\big|_{\xi=0} = \frac{F_{31}(\tau)}{F_M}, \quad F'_2(\eta, \tau)\big|_{\eta=1} = \frac{F_{21}(\tau)}{F_M}. \tag{25}$$

Мощность внутреннего источника газовыделения q, кг/м^3·с, в уравнении (2) определяют пласты-спутники и породы, т.е.

$$q = q_c + q_п, \tag{26}$$

где q_c, $q_п$ – соответственно мощность источников газовыделения из пласта-спутника и пород.

Мощность источника пласта-спутника. За время фильтрации газа из пласта-спутника к выработанному пространству забой лавы продолжает двигаться и поступление газа в выработанное пространство находится на расстоянии L_1 от забоя. L_1 определяется выражением

$$L_1 = v_3\left(t_к + t_ф\right) + h \cdot \operatorname{ctg}\psi_3 \tag{27}$$

где $t_к$, $t_ф$ – соответственно время сдвижения и фильтрации, с.

Поэтому начало отсчета координаты x удобно перенести вглубь выработанного пространства на расстояние L_1. Тогда мощность источника газовыделения из пласта-спутника при ламинарной фильтрации $q_{с\,л}$ и турбулентной $q_{с\,т}$ запишется в следующем виде

$$q_{с\,л} = \frac{2 d_0 \alpha}{H_{пс}}\left(1 - \frac{P_1}{P}\right)(1 - \beta)\frac{F_к}{a_л} e^{-\alpha\left(\frac{x - L_1}{v_3} + t_{зам}\right)}, \tag{28}$$

$$q_{с\,т} = \frac{d_0 \alpha}{H_{пс}}\left(1 - \frac{b_1 P_1}{2}\right)(1 - \beta)\frac{F_т}{a_т} e^{-\alpha\left(\frac{x - L_1}{v_3} + t_{зам}\right)} \tag{29}$$

где $L_1 \le x \le L_3$; d_0, α – реологические коэффициенты, м, с$^{-1}$; $H_{пс}$ – высота зоны полных сдвижений, м, которая подчиняется временной зависимости [3]

$$H_{пс} = h + d_0\left(1 - e^{-\alpha t}\right). \tag{30}$$

Мощность источника массива пород. Этот источник примыкает к забою лавы, т.е. к области $0 \le x \le L_1$. Его мощность при ламинарной фильтрации $q_{п\,л}$ и турбулентной $q_{п\,т}$ запишется в следующем виде:

$$q_{п\,л} = \frac{v_2}{2L_1}\left(\frac{F_{л0}}{a_{л0}} - \frac{\bar{F}_л}{\bar{a}_л}\right)\frac{1 - e^{\frac{\alpha L_1}{v_3}}}{1 - \frac{v_3}{\alpha L_1}\left(1 - e^{\frac{\alpha L_1}{v_3}}\right)} \tag{31}$$

$$q_{п\,т} = \frac{v_3}{2L_1}\left(\frac{2P_0 - P_1}{P_0 - P_1}\frac{F_{т0}}{a_{т0}} - \frac{2\bar{P}_0 - P_1}{\bar{P}_0 - P_1}\frac{\bar{F}_т}{\bar{a}_т}\right) \times \frac{1 - e^{\frac{\alpha L_1}{v_3}}}{1 - \frac{v_3}{\alpha L_1}\left(1 - e^{\frac{\alpha L_1}{v_3}}\right)}, \tag{32}$$

где средние значения $\bar{F}_л$, $\bar{F}_т$, $\bar{a}_л$, $\bar{a}_т$ вычисляются через давление $\bar{P}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тарасов Б.Г. Прогноз газообильности выработок и дегазация шахт. М.: Недра, 1973. 208 с.

2. Mastanaian K. On the numerical solution of phase change problems in the transient nonlinear conduction.- Internet. J. for Numerical Methods in Engineering. 1976. Vol. 10, pp. 833-844.

3. Беспятов Г.А., Колмаков В.А., Тарасов Б.Г., Манко А.А. Исследование характера газовыделения из под- и надрабатываемых толщ очистными забоями //Вопросы рудничной аэрологии. Кемерово: КузПИ, 1973. С. 134-151.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОГО ГАЗА В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Васенин И.М.[1], Глазунов А.А.[2], Глазунов П.А.[2]

[1]Томский государственный университет
[2]НИИ прикладной математики и механики при ТГУ
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529488, факс (3822) 529347; E-mail: gla@niipmm.tsu.ru

Реализация оптимального по расходным характеристикам и безопасного режима вентиляции в угольной шахте существенно зависит от аэродинамики выработанного пространства, которое представляет собой объем, заполненный обрушенными породами. Эти породы выделяют метан, который, смешиваясь с воздухом, образует взрывоопасную смесь. Чтобы организовать эффективное проветривание, необходима достаточно полная и точная информация о структуре течения. Большинство работ по этой тематике основывается на инженерных подходах. В последние годы для решения этой проблемы начали широко применять математическое моделирование на основе усложненных физико-математических моделей [1, 2]. В работе [2] предложен метод и выполнены исследования аэрогазодинамики выработанного пространства в форме прямоугольного параллелепипеда. В данной работе предлагается развитие этого метода для произвольной области в системе координат, связанной с границами. Рассматривается течение газовой бинарной смеси (воздух–метан) в области, схематически изображённой на рис. 1 в прямоугольной системе координат.

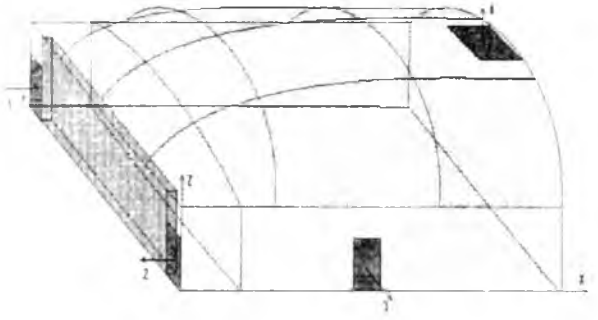


Рис. 1

На границах области расположен ряд отверстий в форме прямоугольников, обеспечивающих систему вентиляции. На рис. 1 индексом 1 отмечено отверстие, через которое в область подаётся воздух. В процессе течения внутри области он смешивается с выделяющимся метаном, и образовавшаяся воздушно-метановая смесь истекает через одно или несколько отверстий (например, 2-4 на рис. 1).

Газовую бинарную смесь будем рассматривать в рамках односкоростной модели сплошной среды без учета процессов теплообмена и химических реакций. Изменение концентраций у компонентов смеси происходит за счет конвекции, диффузии и локального выделения метана.

Оценка величин скоростей компонентов смеси показывает, что с достаточной для практики точностью можно использовать модель несжимаемой жидкости. Однако будем учитывать влияние изменения концентраций компонентов на плотность.

Силы сопротивления в пористой среде задавались в форме [1]:

$$-F_i = \frac{\mu}{k} u_i + \frac{\rho}{l}\left|\vec{V}\right| u_i .$$

В зависимости от строения пористого материала роль сил сопротивления при фильтрации изменяется, однако во многих случаях они значительно выше сил инерции, а также сил вязкости, проявляющихся между фильтрационными слоями.

С учётом этих предположений в трёхмерной постановке система уравнений, описывающая рассматриваемое течение имеет вид:

$$m\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \upsilon) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = q_1,$$

$$\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) = -\frac{\partial P'}{\partial x} - \left[\frac{\nu}{k} + \frac{|\vec{V}|}{l}\right]\rho u,$$

$$\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) = -\frac{\partial P'}{\partial y} - \left[\frac{\nu}{k} + \frac{|\vec{V}|}{l}\right]\rho v,$$

$$\frac{1}{m}\frac{\partial}{\partial t}(\rho w) = -\frac{\partial P'}{\partial z} - \left[\frac{\nu}{k} + \frac{|\vec{V}|}{l}\right]\rho w - (\rho - \rho_0)g,$$

$$m\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_1) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho C_1 u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho C_1 \upsilon) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho C_1 w) =$$

$$= m\frac{\partial}{\partial x}\left[\Gamma_1 \frac{\partial C_1}{\partial x}\right] + m\frac{\partial}{\partial y}\left[\Gamma_1 \frac{\partial C_1}{\partial y}\right] + m\frac{\partial}{\partial z}\left[\Gamma_1 \frac{\partial C_1}{\partial z}\right] + q_1,$$

$$P_0 = \rho R T_0 \sum_{j=1}^{2} \frac{C_j}{M_j}, \qquad \sum_{j=1}^{2} C_j = 1,$$

где x, y, z – координаты, направленные вдоль соответствующих осей $0X, 0Y, 0Z$; $m = V_n / V$ пористость среды (где V_n – объём, занятый порами, V – общий объём области); $\mathbf{V}$ – вектор фильтрационной скорости смеси воздуха и метана; $\mathbf{V} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}$, где u, v, w – проекции $\mathbf{V}$ на оси $0X, 0Y, 0Z$ соответственно; ρ – плотность смеси; ρ_0 – исходная плотность смеси газов; p' – отклонение давления смеси газов от состояния

гидростатического равновесия; P_0 – атмосферное давление на дневной поверхности; T_0 – температура воздуха на дневной поверхности; R – универсальная газовая постоянная; C_j – концентрация j газа смеси (j=1 – метан; j =2 – воздух); M_j – молекулярная масса j газа смеси; ν – коэффициент кинематической вязкости смеси; l – коэффициент макрошероховатости; k – коэффициент проницаемости пористой среды; t – время, с; Γ_1 – коэффициент диффузии.

Вводятся новые независимые пространственные переменные ξ, η, γ, с помощью которых расчётная область преобразуется в прямоугольный параллелепипед.

С их использованием обобщённое уравнение принимает вид

$$m\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{\rho\Phi}{J}\right)+L_\Phi\left[\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\frac{\rho U^c\Phi}{J}\right)+\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{\rho V^c\Phi}{J}\right)+\frac{\partial}{\partial\gamma}\left(\frac{\rho W^c\Phi}{J}\right)\right]=$$

$$=m\frac{\partial}{\partial\xi}\left[\frac{\Gamma_\Phi}{J}\left(q_{11}\Phi_\xi+q_{12}\Phi_\eta+q_{13}\Phi_\gamma\right)\right]+$$

$$+m\frac{\partial}{\partial\eta}\left[\frac{\Gamma_\Phi}{J}\left(q_{21}\Phi_\xi+q_{22}\Phi_\eta+q_{23}\Phi_\gamma\right)\right]+$$

$$+m\frac{\partial}{\partial\gamma}\left[\frac{\Gamma_\Phi}{J}\left(q_{31}\Phi_\xi+q_{32}\Phi_\eta+q_{33}\Phi_\gamma\right)\right]+\frac{S_\Phi(\xi,\eta,\gamma)}{J},$$

где

$$U^C=\xi_x u+\xi_y v+\xi_z w,\quad V^C=\eta_x u+\eta_y v+\eta_z w,$$

$$W^C=\gamma_x u+\gamma_y v+\gamma_z w,$$

$$J=\xi_x\left(\eta_y\gamma_z-\eta_z\gamma_y\right)-\eta_x\left(\xi_y\gamma_z-\xi_z\gamma_y\right)+\gamma_x\left(\xi_y\eta_z-\xi_z\eta_y\right),$$

$$q_{11}=\xi_x^2+\xi_y^2+\xi_z^2,\quad q_{22}=\eta_x^2+\eta_y^2+\eta_z^2,$$

$$q_{33}=\gamma_x^2+\gamma_y^2+\gamma_z^2,\quad q_{12}=q_{21}=\xi_x\eta_x+\xi_y\eta_y+\xi_z\eta_z,$$

$$q_{13}=q_{31}=\gamma_x\xi_x+\gamma_y\xi_y+\gamma_z\xi_z,$$

$$q_{23}=q_{32}=\gamma_x\eta_x+\gamma_y\eta_y+\gamma_z\eta_z,$$

$$\Phi\{1,u,v,w,C_1\},\ \Gamma_\phi\{0,0,0,0,\rho D\},\ L_\phi\{1,0,0,0,1\}.$$

Начальные условия имеют следующий вид:

$$t=0;\ p'=0;u=v=w=0;C_1=0;C_2=1;$$

$$\rho=\frac{P_0M_2}{RT_0}$$

Граничные условия задавались для p' и C_1.

На непроницаемых вертикальных стенках:

$$\frac{\partial P'}{\partial n}=0;\qquad \frac{\partial C_1}{\partial n}=0,$$ (n – нормаль к границам);

на первом отверстии (где поток втекает):

$$P'=P_1',\qquad C_1=0;$$

на втором отверстии (где поток вытекает):

$$P'=P_2';\qquad \frac{\partial C_1}{\partial n}=0;$$

на нижней и верхней непроницаемых границах:

$$\frac{\partial P'}{\partial n}=(\rho-\rho_0)g,\qquad \frac{\partial C_1}{\partial n}=0;$$

на третьем отверстии (поток вытекает):

$$P'=P_3',\qquad \frac{\partial C_1}{\partial n}=0;$$

на четвёртом отверстии (поток вытекает):

$$P'=P_4',\qquad \frac{\partial C_1}{\partial n}=0.$$

Для дискретизации дифференциальных уравнений применяется метод контрольного объёма на разнесённой сетке. Для численной реализации дискретных аналогов уравнений использовалась процедура SIMPLE, развитая для прямоугольных координат и распространенная в настоящей работе на трехмерные криволинейные координаты.

Следует отметить особенности, которые возникают при использовании криволинейных координат. Так, при записи дискретного аналога для поправок к давлению результирующая форма уравнений будет включать в себя в общем случае больше чем семь неизвестных узлов в окрестности точки P по сравнению со случаем декартовых координат. В работе использовался подход, основанный на предположении, что при подстановке выражений для контравариантных компонент скорости в уравнение неразрывности учитывать только производные от давления по направлениям, как и в прямоугольной системе координат. Таким образом, получается обычная семиточечная аппроксимация и сохраняется простота и эффективность решения с использованием трехдиагональных уравнений.

Вначале решаются уравнения движения и определяется поле скоростей, после чего значения U и V рассчитываются. Если вычисленное поле скорости с заданным полем давления не удовлетворяет закону сохранения массы, то распределения давления соответственно корректируется. Этим завершается итерационный цикл. В каждом цикле системы линейных алгебраических уравнений решались соответствующими итерационными методами до сходимости с заданной точностью.

Расчёты метано-воздушного течения проводились при Δp=5% между входной и выходными границами. Интенсивность метановыделения q_1=0.005 кг/м^{3}с, пористость среды m=0.35. Все остальные необходимые для расчётов величины выбирались согласно данным работы [1]. На рис. 2 изображены векторы скорости, лежащие в

нескольких плоских сечениях пространства для варианта без отверстия №4. Для лучшей иллюстрации область расчёта развёрнута на 180° по отношению к рис. 1. Видно, что поток воздуха выносит через отверстие №2 метан, который выделяется у добывочного комплекса и из ближайшей области выработанного пространства. Через отверстие №3 происходит истечение метано-воздушной смеси из выработанного пространства. На рис. 3 приведено распределение концентрации метана в рассчитываемой области. Хорошо видны интенсивное вытеснение метана из области около добывочного комплекса и захват части метана из выработанного пространства. Наибольшие градиенты концентрации метана наблюдаются в окрестностях граней и у отверстий истечения № 2 и № 3. Уровни концентрации метана изображены на рис. 4 и 5. Можно отметить, что наибольшая концентрация метана (серый цвет) содержится в противоположном к входному отверстию углу. Поэтому отверстие № 3 желательно располагать как можно ближе к началу выработанного пространства или в этой области располагать отверстие № 4 с принудительным отсасыванием метано-воздушной смеси. Были выполнены широкие параметрические исследования влияния интенсивности метановыделения и мест расположения выходных отверстий на газодинамическую картину течения.

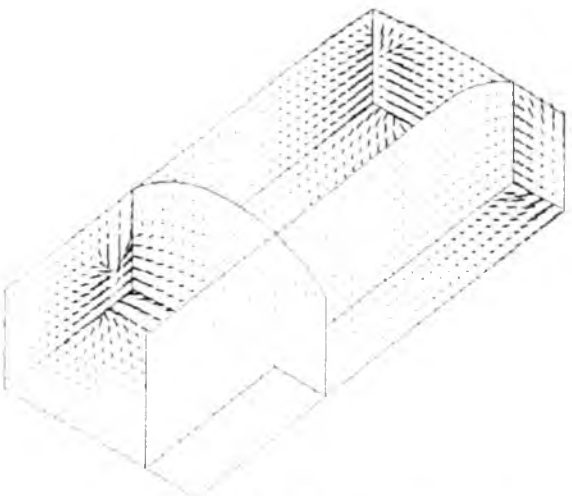


Рис. 2.

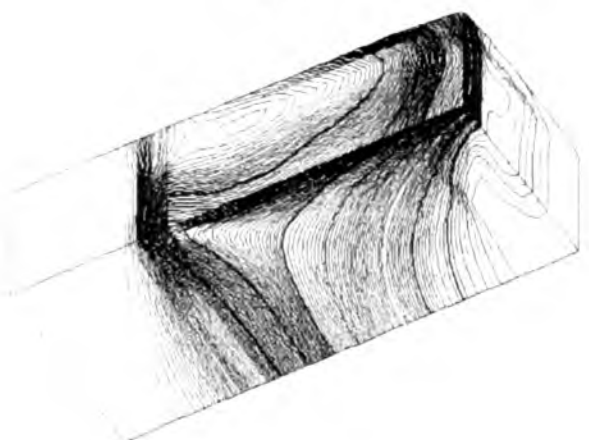


Рис. 3.

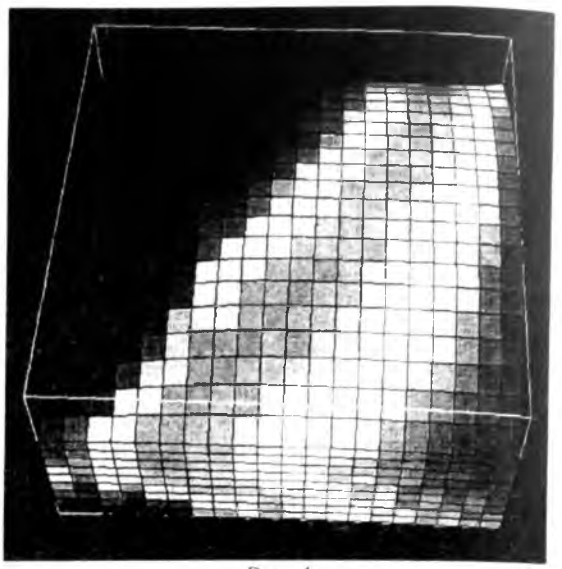


Рис. 4.

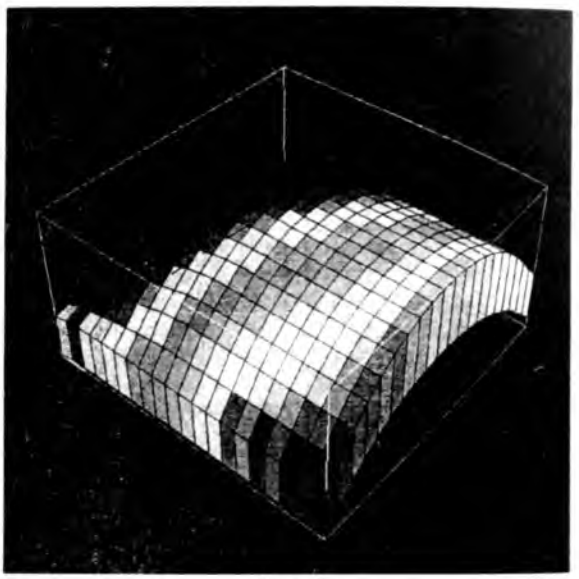


Рис. 5.

Созданный вычислительный комплекс позволяет моделировать газодинамическую структуру выработанных пространств. В дальнейшем планируется расширение комплекса путём учёта течений в других газодинамических областях шахты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Палеев Д.Ю. Математическое моделирование активного воздействия на взрывоопасные области и очаги горения в угольных шахтах /Д.Ю. Палеев, О.П. Брабандер. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. 202 с.

2. Васенин И.М., Глазунов П.А. Математическое моделирование пространственного течения воздушно-метановой смеси в выработанных пространствах угольных шахт //Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. Вып. 5. С. 12-14.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ ВЕНТИЛЯЦИИ ГОРНЫХ ВЫРАБОТОК

Васенин И.М., Глазунов П.А., Палеев Д.Ю., Шрагер Э.Р.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529488, факс (3822) 529347; E-mail: glazunovpa@nipineft.tomsk.ru

Вентиляция в горных выработках применяется для очистки воздушной среды с целью создания условий для нормальной работы людей, а также с целью удаления опасных скоплений метана, склонных к возгоранию и взрывам. Методы проектирования вентиляции угольных шахт, применяемые в настоящее время, основаны на решении стационарных уравнений. В условиях нестационарных процессов, возникающих при авариях, пожарах, внезапных выбросах большого количества метана, при изменениях режимов вентиляции эти методы становятся непригодными. В то же время в критических условиях, могущих привести к гибели людей, вопросы управления проветриванием при нестационарной аэродинамической обстановке становятся особенно важными.

Основная задача предлагаемой математической модели заключается в математическом моделировании нестационарной аэродинамики шахты с целью быстрого прогнозирования изменений аэродинамической обстановки и создания, таким образом, предпосылок для оперативного управления этой обстановкой. Эта задача накладывает главные требования на аэродинамическую модель. Она должна давать реалистический прогноз развития аэродинамической обстановки в шахте при различных воздействиях за времена, много меньшие характерных времён распространения этих воздействий в горных выработках и времён распространения вредных газов и пыли в воздушных потоках в результате перемешивания их с воздухом и конвективного переноса при движении смеси.

Основными элементами угольной шахты являются горные выработки, места их пересечений и выработанные пространства.

Для расчётов газодинамических параметров в горных выработках предлагается использовать квазиодномерные уравнения, записанные с учётом потоков массы и энергии со стенок канала. Кроме того, учитываются сила тяжести и угол наклона выработки к горизонту. Влияние распределения по потоку вязких напряжений трения заменялись интегральными коэффициентами сопротивления [1]. Для единственности решения нестационарных задач в выработках, сопряжённых с узлом их пересечений, необходимо следить за правильностью задания «граничных» условий в узле.

При расчётах параметров в пересечениях горных выработок (узлах) предполагается, что давление во всех концах выработок, сходящихся к одному узлу, одно и то же, а смешение потока в узлах происходит мгновенно.

Для расчётов аэродинамики выработанных пространств использовалась двухмерная нестационарная модель, которая применялась одним из авторов для расчётов распространения ударных волн в выработанных пространствах [2]. Отличие от предыдущей модели заключается в учёте «источниковых» членов, для выделения газов и прихода энергии, а также наклона выработанного пространства к горизонту.

Порядок расчётов был следующий. Сначала в пространстве вентилируемого участка задавались начальные условия задачи. На тех концах выработок, в которых располагались вентиляторы, задавались граничные условия. При работе вентилятора в режиме отсасывания газа задавались либо расход, либо давление. Если вентиляторы включались в режиме нагнетания, дополнительно задавалась температура нагнетаемого воздуха. На концах выработок, свободно выходящих в атмосферу, задавалось атмосферное давление, а в случае потока, поступающего в выработку из атмосферы, дополнительно задавалась его энтропия. Затем выбирался шаг по времени и вычислялись параметры в узлах – пересечениях выработок, а также на границах выработок. При этом для выработок, из которых газ поступал в объём узла, использовалось только давление в узле. Для расчётов граничных значений в тех выработках, в которые втекал поток из объёма узла, использовались давление, энтропия и концентрация газов в узле.

После вычисления граничных значений по схеме распада разрыва [3] рассчитывались газодинамические параметры в выработке и в выработанном пространстве. Затем эти параметры использовались для нахождения потоков массы, энергии и концентраций компонент. После этого шаг по времени повторялся.

С целью проверки работоспособности предложенных математических моделей и алгоритмов была составлена компьютерная программа для расчетов задач вентиляции системы горных выработок.

Одна из схем рассчитываемых горных выработок показана на рис. 1, где прямыми линиями показаны горные выработки с указанием их длины в метрах. Они находятся на глубине 200 м. Вертикальные выработки ведут к двум вентиляторам, которые обозначены как насос 1 и насос 2. Узлы пересечения и концы выработок обозначены квадратами с буквами. Выработанные пространства – источники метана обозначены параллелограммами с надписями.

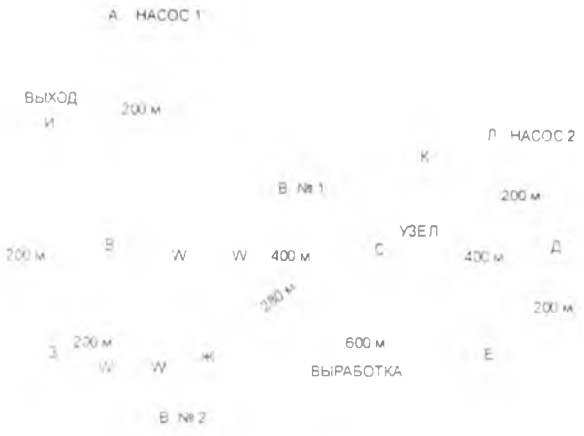


Рис. 1

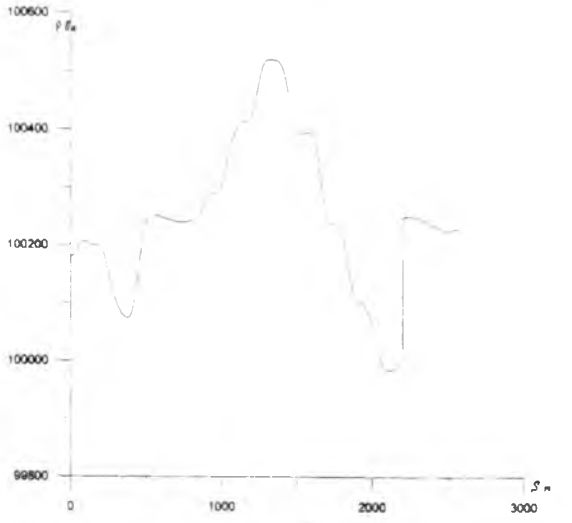


Рис. 2

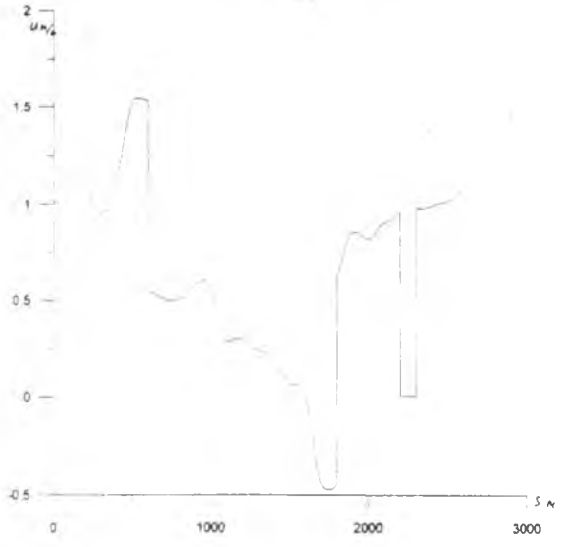


Рис. 3

Проводились несколько серий расчетов. Выдачи параметров приводились сначала вдоль пути ABCDEЖЗИ от вентилятора А до выхода газа в атмосферу в точке И. Затем на графике выдавались параметры на отрезке СК тупиковой выработки и в последнюю очередь на отрезке выработки СЖ.

В начальный период через 5 с после запуска в системе выработок наблюдаются сильные колебания давления, которые в несколько раз превышают перепад давления в квазистационарном потоке (рис. 2). С заметной амплитудой колеблется также скорость потока, величина которой в районе узла С в полтора раза превышает скорость потока, истекающего из вентилятора (рис. 3). Так как скорость течения всё же не велика, вся область распространения метана через 5 с сосредоточена практически в районе выработанного пространства.

Анализ распределения давления вдоль шахты позволил выявить две особенности течения.

Первая особенность заключается в том, что имеется небольшой, но резкий скачок давления на участке WW, где в выработке втекает метан из выработанного пространства. Увеличение давления в области притока газов в канал хорошо известно и изучалось экспериментально. Вторая особенность заключается в наличии устойчивых колебаний, которые возникают в замкнутом контуре СДЕЖ.

Кроме того, следует отметить, что после установления газодинамических параметров (они установились намного раньше) скорость в выработках от точки А до начала выработанного пространства постоянна. На участке WW она увеличивается за счет прихода метана и затем снова принимает постоянное значение до узла С, в котором поток разделяется. В силу большего сопротивления участка СДЕЖ (его длина 1200 м) по сравнению с короткой выработкой СЖ, скорость газа на участке СДЕЖ падает в 5 раз. На участке ЖЗИ в точке Ж добавляется поток из выработки СЖ и скорость снова увеличивается. В тупиковой выработке СК скорость потока близка к нулю, а в выработке СЖ лишь немного меньше скорости перед входом потока в узел С.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Справочник по теплообменникам. В 2 т. Т 1. М.: Энергоатомиздат, 1987. 561 с.

2. Палеев Д.Ю. Математическое моделирование активного воздействия на взрывоопасные области и очаги горения в угольных шахтах /Д.Ю. Палеев, О.П. Брабандер. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. 202с.

3. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ В СОПЛАХ ЛАВАЛЯ С УЧЁТОМ КОАГУЛЯЦИИ, ДРОБЛЕНИЯ И ВРАЩЕНИЯ ЧАСТИЦ И ПОЛИДИСПЕРСНОЙ МОДЕЛИ ОСКОЛКОВ

Васенина Т.В., Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 410581, факс (3822) 410347

E-mail: bva@niipmm.tsu.tomsk.su

Течение двухфазной смеси газовой фазы и полидисперсных жидких окислов металла в соплах Лаваля сложных форм является существенно пространственным течением [1] и сопровождается интенсивными столкновениями частиц различных размеров [2]. При этом происходит трансформация начальной функции распределения частиц вдоль по соплу и в радиальных направлениях. Известно, что изменение дисперсности конденсата влияет как на локальные, так и на интегральные характеристики течения в энергоустановке. В связи с этим продолжаются исследования по уточнению многих факторов, влияющих на дисперсность конденсата. В работах [1,5] при исследовании течений в соплах сложной формы использовалась упрощённая монодисперсная модель осколков, которые образуются в результате столкновений частиц разных фракций. В работе [2] предложена более точная «полидисперсная» модель осколков, которая применялась при исследовании двухфазных потоков в осесимметричных соплах Лаваля [3,4].

Цель данной работы состояла в реализации «полидисперсной» модели осколков для случая трёхмерного двухфазного течения в соплах неосесимметричных форм.

В рамках многожидкостной модели система уравнений, описывающая двухфазное течение, состоит из подсистемы уравнений для газовой фазы и N подсистем для фракций частиц:

$$\frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial x}+\frac{\partial \mathbf{F}_i}{\partial y}+\frac{\partial \mathbf{G}_i}{\partial \varphi}=\mathbf{H}_i+\mathbf{R}_i,\quad i=0,\ldots,N. \qquad (1)$$

Конкретный вид уравнений и все обозначения приведены в работах [1, 5]. В случае «полидисперсной» модели осколков необходимо изменить запись лишь коагуляционных членов уравнений $Q_{li}\,(l=1,\ldots,7)$. В рамках полидисперсной модели они записываются по аналогии с осесимметричной постановкой [3, 4] путём добавления ещё одной составляющей скорости и имеют вид:

$$Q_{1i}=n_i\sum_{r_j<r_i}K_{ji}\Phi_{ji}\rho_j-\rho_i\sum_{r_j>r_i}K_{ij}n_j+$$
$$+\sum_{r_j>r_i}n_j\sum_{r_k<r_j}\alpha_{kji}K_{kj}\rho_k\left(1-\Phi_{kj}\right);$$

$$Q_{2i}=n_i\sum_{r_j<r_i}K_{ji}\rho_j\left[u_j-\left(1-\Phi_{ji}\right)u_{jik}\right]-\rho_i u_i\sum_{r_j>r_i}K_{ij}n_j+$$
$$+\sum_{r_j>r_i}n_j\sum_{r_k<r_j}\alpha_{kji}K_{kj}\rho_k\left(1-\Phi_{kj}\right)u_{kji};$$

$$Q_{3i}=n_i\sum_{r_j<r_i}K_{ji}\rho_j\left[v_j-\left(1-\Phi_{ji}\right)v_{jik}\right]-\rho_i v_i\sum_{r_j>r_i}K_{ij}n_j+$$
$$+\sum_{r_j>r_i}n_j\sum_{r_k<r_j}\alpha_{kji}K_{kj}\rho_k\left(1-\Phi_{kj}\right)v_{kji};$$

$$Q_{4i}=n_i\sum_{r_j<r_i}K_{ji}\rho_j\left[w_j-\left(1-\Phi_{ji}\right)w_{jik}\right]-\rho_i w_i\sum_{r_j>r_i}K_{ij}n_j+$$
$$+\sum_{r_j>r_i}n_j\sum_{r_k<r_j}\alpha_{kji}K_{kj}\rho_k\left(1-\Phi_{kj}\right)w_{kji};$$

$$Q_{5i}=\left[n_i\sum_{r_j<r_i}K_{ji}\rho_j\left[E_j-\left(1-\Phi_{ji}\right)E_{jik}\right]-\rho_i E_i\sum_{r_j>r_i}K_{ij}n_j+\right.$$
$$+\sum_{r_j>r_i}n_j\sum_{r_k<r_j}\alpha_{kji}K_{kj}\rho_k\left(1-\Phi_{kj}\right)E_{kji}+$$
$$\left.+\frac{q_i^2}{2}Q_{1i}-u_iQ_{2i}-v_iQ_{3i}-w_iQ_{4i}\right]\frac{1}{c_e};$$

$$Q_{6i}=-n_i\sum_{r_j>r_i}K_{ij}n_j+\frac{n_i}{\rho_i}\sum_{r_j>r_i}n_j\sum_{r_k<r_j}\alpha_{kji}K_{kj}\rho_k\left(1-\Phi_{kj}\right);$$

$$Q_{7i}=n_i\left(\sum_{r_j<r_i}0.058M_{ij}^2K_{ij}n_j-\sum_{r_j>r_i}K_{ij}n_j\Phi_{ij}M_i^2\right).$$

Здесь $E_{kji}=c_eT_{kji}+\mathbf{V}_{kji}^2/2$, $T_{kji}=T_j+\gamma\left(T_k-T_j\right)$, $V_{kji}=V_j+\beta\left(V_k-V_j\right)$.

$M_{ij}=\left|\mathbf{V}_i-\mathbf{V}_j\right|\left(r_i+r_j\right)m_im_j/\left(m_i+m_j\right)$ – максимальное значение модуля относительного движения сталкивающихся частиц.

Массовая нормированная функция распределения имеет вид [2]:

$$\alpha_{kji}=\frac{\alpha_{ki}}{\sum_{r_l<r_j}\alpha_{li}},$$

$$\alpha_{ki}=0{,}5\left(\operatorname{erf}x_{k(i+1)}-\operatorname{erf}x_{ki}\right),$$

$$x_{ki}=1{,}16\ln\varepsilon_{ki}+0{,}07.$$

Эмпирические величины $\beta=0{,}08$, $\gamma=0{,}01$.

Расчёты осуществлялись в сопле Лаваля, которое имело следующую конфигурацию. Во входном сечении круг с радиусом $r_{ax}=2$, с 1/3 длины дозвуковой области сопла до минимального сечения поперечный профиль сопла перестраивается в эллипс с эксцентриситетом 0.7, сверхзвуковая часть представляет собой конус. Продольный профиль сопла в до-трансзвуковой области описывается косинусом. Линейные размеры нормировались к $r_{экв}=16$ см.

Параметры в камере полагались следующие: $P_0=5$ МПа, $T_0=5600$ К, $\gamma=1{,}2$, весовая доля

$\varepsilon = 0{,}4$. Число фракций $N = 13$. Минимальный и максимальный радиусы частиц во входном сечении $r_{min} = 0{,}85$ мкм, $r_{max} = 9{,}15$ мкм. Среднемассовый диаметр частиц во входном сечении – 5 мкм.

На рис. 1, 2 приведены изолинии концентрации частиц в случае монодисперсной и полидисперсной модели осколков соответственно. Для наглядности они представлены в двугранном угле, верхняя плоскость которого соответствует малой полуоси эллипса, а нижняя – большой. Можно отметить, что положение изолиний довольно близкое, однако видно, что полидисперсная модель осколков несколько сглаживает вид изолиний.

Рис. 1. Изолинии концентрации частиц (монодисперсная модель осколков)

Рис. 2. Изолинии концентрации частиц (полидисперсная модель осколков)

На рис. 3, 4 приведены изолинии среднемассового диаметра частиц в четырёх поперечных сечениях сопла. В дозвуковой части, трансзвуковой и два сечения в сверхзвуковой области течения. Видно, максимальное значение d_{43} достигается ближе к стенке сопла в достаточно узкой области перед началом расслоения фракций частиц, где происходит резкое уменьшение его размера. Кроме того, необходимо отметить, что в этом «эллипсе» абсолютные максимальные значения d_{43} располагаются над большей полуосью. При этом такой характер и у моно-, и у полидисперсной модели осколков. У монодисперсной модели осколков это проявляется в более резкой форме, чем у полидисперсной модели. Это связано с тем, что число частиц фракций мелких размеров в полидисперсной модели постоянно пополняется при столкновениях и спектр их размеров становится более гладким.

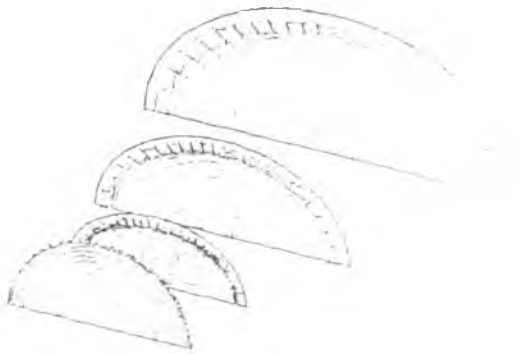


Рис. 3. Изолинии d_{43} частиц (монодисперсная модель осколков)

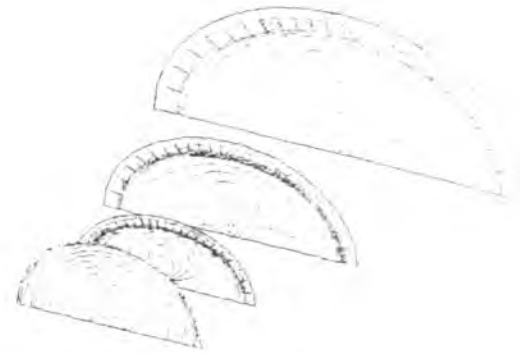


Рис. 4ю Изолинии d_{43} частиц (полидисперсная модель осколков)

Эти результаты качественно соответствуют результатам, полученным в случае полидисперсных течений в осесимметричных соплах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е. и др. Исследование трёхмерных двухфазных течений в соплах сложных форм // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск, 1998. С. 147-148.
2. Стернин Л.Е., Маслов Б.Н., Шрайбер А.А., Подвысоцкий А.М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.-172 с.
3. Рычков А.Д., Шрайбер А.А. Осесимметричное полидисперсное двухфазное течение с коагуляцией и дроблением частиц при произвольном распределении осколков по массам и скоростям // МЖГ. 1985. № 3. С. 73-79.
4. Васенина Т.Н., Глазунов А.А. Двухфазное осесимметричное течение с учётом коагуляции, дробления и вращения частиц при произвольном распределении вторичных частиц по массам и скоростям // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск, 1998. С. 143-144.
5. Васенин И.М., Глазунов А.А., Глазунов П.А., Кувшинов Н.Е. Влияние распределения окружной составляющей скорости во входном сечении на пространственное двухфазное течение в соплах // Международная конференция по математике и механике. Томск, 16-18 сентября 2003 г., Томск, 2003. С. 165-170.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В СЛОЖНОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ.

Васенина Т.В.[1], Унжакова Т.Е.[2],Ящук А.А.[1]

[1] НИИ прикладной математики и механики
при Томском гос. университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529-581, факс (3822) 529-347.
E-mail: tvv@niipmm.tsu.ru.
[2] Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (832-2) 410-501; E-mail: conf@ltf.tsu.ru.

Рассматриваются две листовые обшивки сотопанели (рис. 1), выполненные из алюминиевого сплава (В95Т1), представляющие собой девятигранник. Толщина алюминиевых обшивок 0.8 мм, длина и ширина равны 2.9 м. На верхней и нижней обшивках расположены тепловыделяющие приборы, имеющие различное тепловыделение (источники тепла). Для термостатирования верхней и нижней обшивки, вмонтирован жидкостный контур. Жидкостный контур выполняется из алюминиевых трубопроводов и размещен под тепловыделяющими приборами, с помощью полок и клеевого соединения, в дальнейшем будем называть его теплосъемом (стоки тепла).

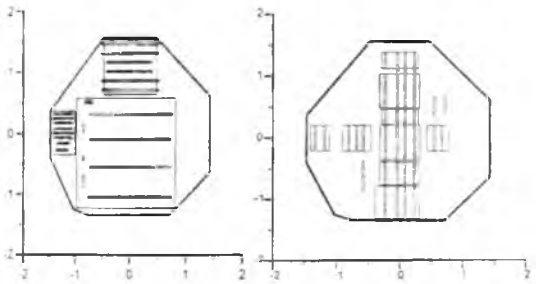


Рис. 1. Верхняя и нижняя алюминиевые обшивки.

При математическом моделировании процесса теплообмена в девятигранных областях принимаются следующие допущения:

– пренебрегается градиентом температур по толщине тонких алюминиевых обшивок;

– теплофизические характеристики всех применяемых для изготовления панели материалов считаются постоянными, т.е. независимыми от температуры.

В рамках принятых допущений тепловая модель имеет вид

$$a_f\left(\frac{\partial^2 T_m}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T_m}{\partial y^2}\right)+Q_m=0;$$

$$\left.\frac{\partial T_m}{\partial n}\right|_{\Gamma}=0,\ T_F=const,$$

где a_f – коэффициент температуропроводности алюминиевых обшивок; T – температура; m = 1,2 относятся к верхней и нижней обшивкам; Г – граница области; T_F – температура теплоносителя. Тепловая математическая модель замыкается определением источниковых членов Q_m:

$$Q_1=-\frac{1}{\rho_f c_f \delta_{f1}}\left(\sum_i^3 q_{se,i,1}-q_{F,1}\right);$$

$$Q_2=-\frac{1}{\rho_f c_f \delta_{f2}}\left(\sum_i^9 q_{se,i,2}-q_{F,2}\right),$$

где δ_f – толщина металлических обшивок; $P_{se,i}$ – рассеиваемая тепловая мощность i-го прибора; F_{sei} – площадь посадочного места i-го прибора; ρ_f – плотность и c_f – удельная теплоёмкость алюминиевых обшивок; α – коэффициент теплоотдачи по жидкости.

Данная задача теплопроводности решалась с помощью программного комплекса ANSYS.

Результаты расчётов

Расчеты проводились для трех разных сплавов алюминиевых обшивок: 117 Вт/(м·К) (АМГ-6), 155 Вт/(м·К) (В95Т1) и 226 Вт/(м·К) (АД1). Толщина пластины dR = 0.0008 м. Температура стоков тепла 30 ^{0}C. Из рисунков 2 – 4 видно, что тепло распределяется по-разному, например, в первом случае разница температур $T_{max} - T_{mm}$ равна 26.192 ^{0}C, во втором – 19.01 ^{0}C и в третьем случае 13.659 ^{0}C. На всех трех рисунках представлена одна шкала изменения температуры T_{min} = 303 K, T_{max}=331 K.

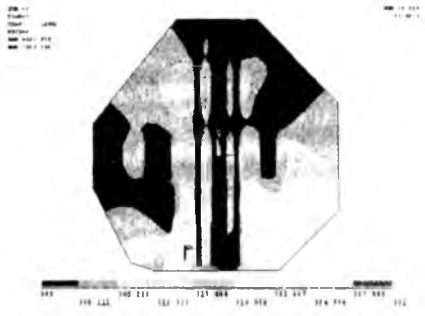


Рис. 2. Коэффициент теплопроводности материала обшивки 117(АМГ-6)

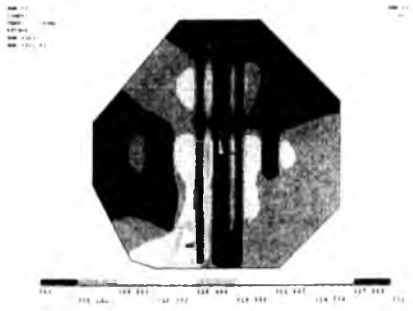


Рис. 3. Коэффициент теплопроводности материала обшивки =155(В95Т1)

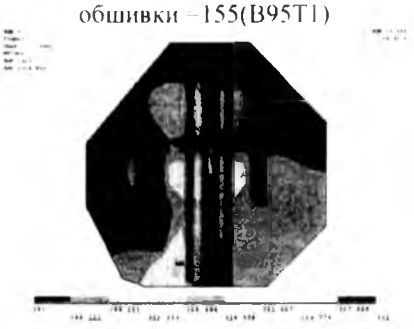


Рис. 4. Коэффициент теплопроводности материала обшивки =226 (АД1)

На графике приведена зависимость толщины пластины и разницы температур. Теплопроводность материала обшивки равна 117 Вт/(м·К)

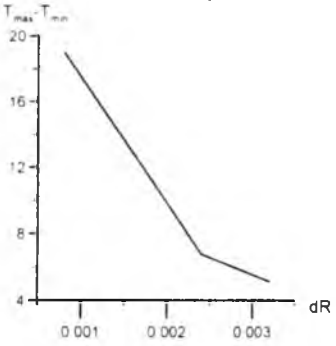


Рис. 5. График зависимости разницы температуры от толщины пластины

Из графика видно, что при увеличении толщины пластины максимальная температура падает, т.к. увеличивается площадь теплоотвода. Результаты были проведены для трех разных величин толщины пластины dR=0.0008 м, dR=0.0024 м, dR=0.0032 м и получены для них разницы температур $T_{max} - T_{mm}$ соответственно 19.01, 6.756 и 5.123 ^{0}C.

Достоверность результатов проводились сравнением с сеточными методами на двух задачах.

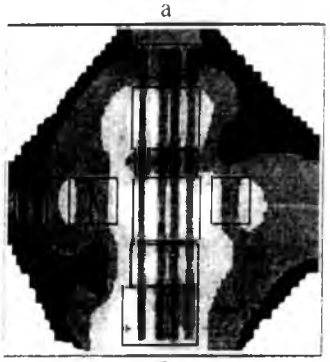
Было проведено сравнение с численным моделированием методом конечных разностей (МКР) Уравнение теплопроводности и граничные условия квадратной области имеют вид

$$\frac{\partial^2 T_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_m}{\partial y^2} = 0;$$

нижняя граница делилась пополам до первой половины $T_{снизу}$=2 ^{0}C. На второй части границы задан тепловой поток q = – 1. На правой границе тепловой поток q = 1. На верхней и левой границы заданы температуры T=1 ^{0}C T=3 ^{0}C соответственно. В особой точке (в нижней угловой) в ANSYSe по МКЭ получена температура 2.84 ^{0}C, а при МКР получена температура 2.89 ^{0}C.

Проводилось сравнение с тепловой задачей (рис.6, а), выполненной в 100-м отделе НИИПММ. Коэффициент теплопроводности материала обшивки 117 Вт/(м·К) (АМГ-6), толщина пластины dR=0.0024 м, температура теплоносителя 20 ^{0}C. Разница температур 8.6 ^{0}C. На рис. 6, б изображена нижняя алюминиевая обшивка. Толщина пластины dR=0.0024 м коэффициент теплопроводности материала обшивки 117 Вт/(м·К) (АМГ-6). Размер КЭ 0.1, разница температуры равна 8.854 ^{0}C.

а



б

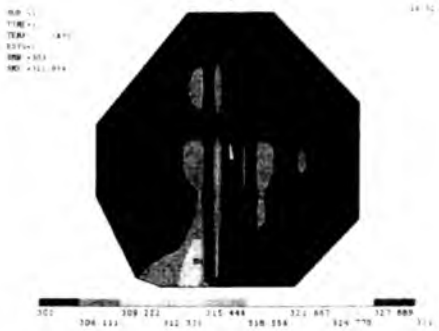


Рис. 6. Алюминиевая обшивка

В результате полученных расчетов видно хорошее соответствие между задачами 1 и 2.

Были проведены расчеты для разных размеров конечных элементов. Полученные результаты мало отличаются друг от друга. Все расчеты были проведены для нижней алюминиевой обшивки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сегерлинд Л. Дж. Применение метода конечных элементов / Пер. с англ. А. А. Шестокова / Под ред. Б. Е. Победри. М.: Мир, 1979.
2. ANSYS в руках инженера: Практическое руководство [впервые на русском языке] / А. В. Каплун, Е. М. Морозов, М. А. Олфёрова. М.: 2003.
3. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике М.: Мир. 1975.
4. Вычислительная геометрия: введение / Ф. Препарата, М. Шеймос / пер. с англ. С. А. Вичеса. М М. Комарова; под ред. Ю. М. Баяковского. Москва, 1989

О БАЛАНСЕ ЭНЕРГИИ ПОТОКОВ В ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ

Василевский М.В., Зыков Е.Г.
Томский политехнический университет
634034, г. Томск, пр. Ленина, 30,
тел. (3822) 563698, факс (3822) 563650
E-mail: des@eed.tpu.edu.ru

В вихревой камере происходит преобразование потока из поступательного во вращательное. В объеме циклона скорости увеличиваются, энергия давления преобразуется в кинетическую энергию вращения, в центральной части возникает разряжение. Коэффициент энергетических затрат оценивается как отношение избыточного полного напора на входе к скоростному напору на входе. При таком определении коэффициента энергетических затрат основной вклад в затраты носят потери с кинетической энергией потока, которая складывается из кинетических энергий вращения и аксиального движения. Однако основной показатель энергетической эффективности (технологический параметр) – это отношение кинетической энергии крутки к разности давлений на входе и выходе камеры.

Если следовать модели течения газа как течения невязкой жидкости [1], то энергия потока на выходе приравнивается энергии потока на входе, гидравлические потери равны нулю, энергетический показатель близок к минимальной величине. В реальных закрученных потоках имеют место циркуляционные, эжекционные процессы, связанные с затратами энергии, сопровождающиеся уменьшением кинетической энергии вращения. Потери происходят при преобразовании квазипотенциального вращения в квазитвердое, которое наблюдается в каналах, выводящих газ из вихревой камеры.

В сильно закрученных потоках присутствует зона возвратных течений [2, 5], которая распространяется внутрь вихревой камеры и влияет на движение транзитного газа. В области приосевого квазитвердого вращения газа в вихревой камере, турбулентная вязкость в десятки тысяч раз превышает молекулярную [4]. Сведения о расходных характеристиках осевого обратного тока весьма противоречивые: одни авторы считают, что в обратные течения в приосевой области вовлекаются 30–50% от расхода газа, другие считают, что ими можно пренебречь [5].

Рассмотрим улиточный завихритель, для которого имеются экспериментальные характеристики потоков [2] (рис. 1).

На рис. 2 показаны распределения скоростей, давлений в сечении 1-1 и 2-2, пунктиром показаны распределения скоростей, построенных по формулам аппроксимации.

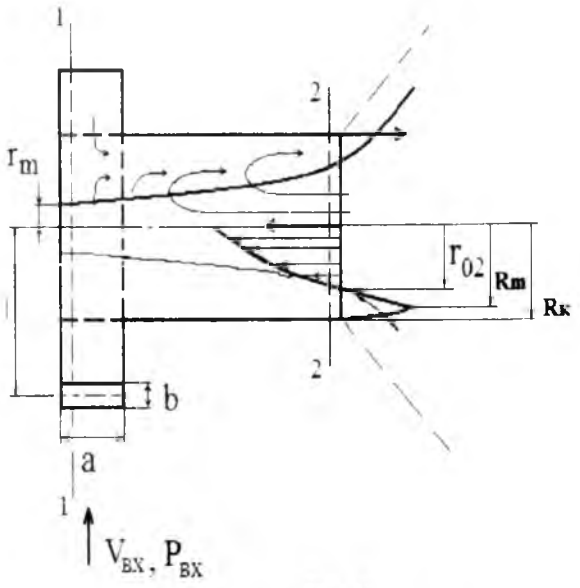
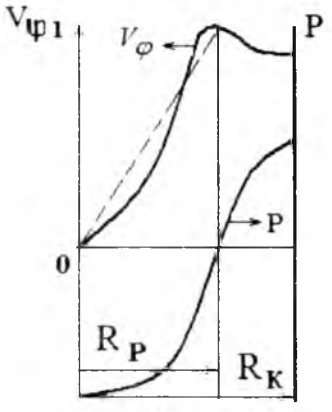
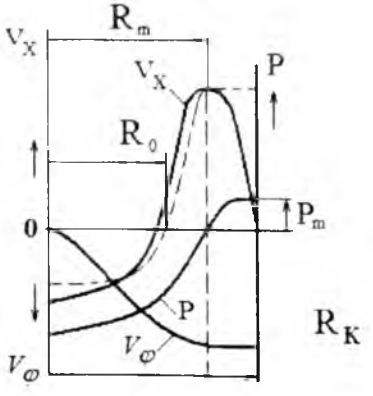


Рис. 1



Сечение 1-1



Сечение 2-2

Рис. 2

Уравнения потоков масс, импульса, энергии, моментов импульса представлены системой (1)–(4).

$$1 = 2\int_0^1 V_{X2} r dr ; \qquad (1)$$

$$\int_0^1 \frac{P_1}{2} r dr = \int_0^1 V_{X2}^2 r dr + \int_0^1 \frac{P_2}{2} r dr ; \qquad (2)$$

$$n_K = \int_0^1 V_{X2} V_{\varphi 2} r^2 dr + M_{\Pi} = S_K + M_{\Pi} ; \qquad (3)$$

$$\frac{P}{2} = E + \bar{L}_{\Pi} ; \qquad (4)$$

$$E = \int_0^1 (P_2 + V_{\varphi 2}^2 + V_{X2}^2) V_{X2} r dr ; \; P = \frac{2P}{\rho \overline{V_{CP}^2}} ;$$

$$\frac{1}{2}\frac{dP_1}{dr} = \frac{V_{\varphi 1}^2}{r} ; \; \frac{1}{2}\frac{dP_2}{dr} = \frac{V_{\varphi 2}^2}{r} ; \; r_0 = R_0 / R_K ;$$

$$V_{X2} = V_{XM} \frac{r^2 - r_0^2}{r_M^2 - r_0^2} ; \; r < r_M ; \; n_K = \frac{\pi}{a\,b} l ;$$

$$V_{X2} = V_{XM} , \; r > r_M ; \; V_{\varphi 1} = V_{BX} \cdot \frac{l}{r} , \; r > r_P ,$$

$$V_{\varphi 1} = \frac{V_{BX} l}{r_P^2} r , \; r < r_P ; \; V_{\varphi 2} = V_{\varphi M} \frac{r}{r_m} ; \; r < r_M ;$$

$$V_{\varphi 2} = V_{\varphi M} , r > r_M ; r = R / R_K ; \qquad r_M = R_M / R_K ;$$

$$\overline{L_{\Pi}} = \frac{L_{\Pi}}{\pi R_K^2 V_{CP}^3 \rho} ; \qquad P = \frac{2\left(P_{BX} + \rho \dfrac{V_{BX}^2}{2}\right)}{\rho V_{CP}^2} ;$$

$$\overline{M_{\Pi}} = \frac{M_{\Pi}}{\pi R^3 V_{CP} \rho} ; \; V = \mathrm{V}/\mathrm{V_{CP}} ; \; \mathrm{V}_{CP} = Q / \pi R_K^2 .$$

С увеличением n_K r_M увеличивается, также увеличивается r_0. При $n_K > 1{,}5$ r_M меняется незначительно, тогда как r_0 увеличивается с увеличением n_K. При $n_K < 1$ величина r_M с ростом n_K увеличивается до значения 0,8. Распределение V_X должно аппроксимироваться четной функцией, тогда как распределение V_φ – нечетной. При $r > r_M$ величины V_X и V_φ принимают максимальное значение V_{XM} и $V_{\varphi M}$ соответственно. Переменная $y = \dfrac{r_M^2 - r_0^2}{r_M^2}$ при $n_K > 0{,}7$ меняется в диапазоне 0,7...0,95 и при $n_K > 1{,}5$ зависит только от r_0. Корректировка значений r_M и y при конкретном n_K может быть проведена сопоставлением расчетного значения V_{XM} и $V_{XM}^{эксп}$ – экспериментальной величины, а при $n_K > 1{,}5$ только величины y.

Величина S_K представляет собой степень крутки потока. Если потерь нет, то $S_K = n_K$.

Величину S_K можно оценить с помощью уравнения импульса. Вводя новые переменные $r_0^2 = x_0$, $r_M^2 = x_M$; $r = x_M$; $y = \dfrac{x_M - x}{x_M}$

$$z_X = y - \frac{x_M^2}{2} ; \qquad z_\varphi = \frac{1}{4y - x_M^{3/2}(1+y)}$$ после

интегрирования (1)–(3), получим

$$P - n_K^2 (\ln \frac{P}{n_K^2} + 0.5) = 2\left(\frac{y}{z_X}\right)^2 \left[1 - \frac{x_M (y - 1/3)}{y^2}\right] +$$

$$+ 36 S_K^2 z_X^2 z_\varphi^2 \left(\frac{3}{2} x_M + \ln \frac{1}{x_M} - 1\right) \qquad (5)$$

Другим соотношением для связи S_K, x_M и x_0 является уравнение $\dfrac{dE}{dv} = 0$ – условие минимума полной энергии при структурировании потока: структурирование течения таково, что полная энергия потока стремится к минимальному значению. Расчеты показывают, что необратимые потери составляют 20–60% от необходимого напора, величина S_K увеличивается с увеличением n_K, причем при $n_K > 2$ это увеличение много меньше роста n_K. Таким образом, течение в вихревой камере сопровождается значительными потерями энергии, что объясняет причину отсутствия эффективных устройств диффузорного типа, предназначенных для уменьшения потерь напора, например в циклонных пылеуловителях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1.Гольдштик М.А. Вихревые потоки. Новосибирск Наука, 1981. 368 с.

2. Аэродинамика закрученной струи/ Под ред. Р.Б. Ахмедова. М.: Энергия, 1977. 240 с.

3. Гупта А.К., Лилли Д.Г., Сайред Н. Закрученные потоки/ Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 588 с.

4. Устименко Б.П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. Алма-Ата: Наука, 1977. 228 с.

5. Сабуров Э.Н., Карпов С.В., Осташев С.И. Теплообмен и аэродинамика закрученного потока в циклонных устройствах. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1989. 276 с.

О ХАРАКТЕРИСТИКАХ ПОТОКОВ С ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Василевский М.В., Зыков Е.Г., Объедков А.Ю.*

Томский политехнический университет

634034, г. Томск, пр. Ленина, 30,

тел. (3822) 563698, факс (3822) 563650; E-mail: des@eed.tpu.edu.ru

*НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529890; E-mail: powder@niipmm.tsu.ru

В вихревых камерах потоки с дисперсной фазой неоднородны по концентрации частиц. В коническом сепараторе в области пылевыводного отверстия реализуются центростремительные ускорения, которые в 30 и более раз выше, чем в цилиндрическом. С увеличением концентрации частиц уровень тангенциальных скоростей снижается. Это особенно характерно для конической части циклона [1]. Это обстоятельство приводит к изменению перепада давления по высоте циклона (в основном по высоте конической части) в зависимости от изменения концентрации частиц во входящем в циклон потоке. Можно получить качественные оценки распределения давления, если считать известной гипотетическую линию тока вблизи пристенной зоны, там, где радиальные градиенты скоростей имеют малые значения.

На рис. 1 представлена схема высокоэффективного конического сепаратора с индивидуальным приемником пыли. В правой части изображены линии тока течения газа, в левой части представлены расчетные и исходные величины, относящиеся к выделенной гипотетической линии тока газа в конусе.

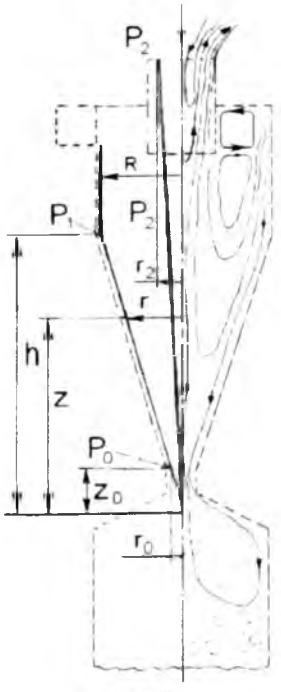


Рис. 1

Радиальные распределения давления в каждом сечении определяются из выражения

$$\frac{dP}{dr} = \rho \frac{V^2}{r} \quad (1)$$

Уравнение гипотетической линии тока в случае осесимметричного течения имеет вид $\frac{dz}{W} = \frac{dr}{U}$;

$$r - r_0 = \int_{z_0}^{z} \frac{U}{W} dz \quad (2)$$

В приведенных выражениях P, V, U, W – давление, окружная, радиальная, аксиальная скорости газа на линии тока; ρ – плотность газа; r, z – координаты линии тока.

При $U/W = \text{const}$, $r = \frac{U}{W} Z$, поскольку $r_0 = \frac{U}{W} Z_0$ (рис. 1) и выражение (1) запишется для выделенной линии тока как

$$dP/dz = \frac{V^2}{Z} \quad (3)$$

или в безразмерном виде $d\bar{P}/d\bar{z} = \frac{V^2}{\bar{Z}}$;

$\bar{P} = \frac{P}{\rho V_R^2}$, $\bar{V} = \frac{V}{V_R}$; $\bar{Z} = \frac{Z}{h}$, где h – высота конуса с поверхностью, образованной совокупностью выделенных линий тока (рис. 1). Поскольку $Vr^n = V_R R^n$ для выделенной линии тока

$$\frac{V}{V_R} = \left(\frac{h}{Z}\right)^{n_0}, \quad \bar{V} = \bar{Z}^{-n_0}, \quad (4)$$

$n_0 = 0{,}35...0{,}47$. В верхней части циклона характер распределения окружных скоростей с изменением концентрации не меняется, хотя уровень этих скоростей несколько снижается при высоких концентрациях [1]. В нижней части циклона значение окружных скоростей снижается существенно. Величина n в зависимости от концентрации частиц C может быть выражена в виде $n = n_0(1 - \alpha C^{\beta})$, где n_0 – значение n при C=0; α, β – коэффициенты и показатель степени, величины которых зависят от типа циклона, физико-химических свойств и дисперсности пыли. Значение n находится в диапазоне -1...0,41.

Для выделенной линии тока перепады давлений по высоте запишутся как

$$\overline{\Delta P_{l\,0}} = \frac{\overline{Z_0}^{2n} - 1}{2n}, \quad при \ n \neq 0, \qquad (5)$$

$$\overline{\Delta P_{l\,0}} = -\ln \overline{Z_0}, \quad при \ n = 0.$$

Например, для незапыленного потока $n_0 = 0{,}41$, $\overline{\Delta P_{l\,0}} = 5{,}28$; для запыленного потока $\overline{\Delta P_{l\,0}} = 0{,}99$, $n = -0{,}5$. То есть давление в области пылевыводного отверстия с увеличением концентрации пыли увеличивается.

Качественный анализ интенсивности течений в приемнике может быть выполнен на основе решения Бедевадта [2], в котором предполагается распределение окружных скоростей над основанием, вне погранслоя, по закону $V_0 = rw_0$, где w_0 – угловая скорость незапыленного потока. При этом в погранслое $U_0 = rw_0 F(\xi)$; $V_0 = rw_0 G(\xi)$; $W_0 = \sqrt{v_0 w_0}\, H(\xi)$; $\xi = Z\sqrt{\frac{w_0}{v_0}}$; $\frac{1}{\rho_0}\frac{dP}{dr} = rw_0^2$.

Однако в подножье формирования вынужденного вихря концентрации частиц велики. Если формально положить в решениях $\rho_\Sigma = \rho_0 + C$, то при $C >> \rho_0$ $w < w_0$; $vw < v_0 w_0$, и все компоненты скорости будут иметь малые значения. В этом случае вынос пыли отсутствует, формируется слой из частиц. Процесс формирования слоя в приемнике интенсифицируется при поступлении в него пыли в виде жгутов из сепарационного объема циклона.

Для малых концентраций, при которых жгуты устойчиво транспортируются потоком при любом положении циклона, можно сделать оценки скорости жгута, исходя из распределений скоростей газа и частиц в области движения жгутов и имеющихся сведений о сопротивлении нитевидных, волокнистых и т.п. тел [3, 4].

В окружном направлении сила трения жгута о поверхность уравновешивается увлекающей аэродинамической силой потока

$$\frac{m_\Sigma V_\Sigma^2}{R}\varphi_\Sigma = 0{,}5\rho\xi_\Sigma S_\Sigma (V - V_\Sigma)^2, \qquad (6)$$

здесь V_Σ, V – окружная скорость жгута и газа; $\varphi_\Sigma, \xi_\Sigma$ – коэффициенты трения о поверхность жгута и коэффициент аэродинамического сопротивления; S_Σ – эквивалентная площадь жгута.

Для удлиненных тел, волокон силы сопротивления в квадратичной области обтекания можно выразить аналогично [3, 4]:

$F_\Sigma = 0{,}5\rho C_f \frac{\pi}{4} d_f^2 (V - V_\Sigma)^2$, где d_f – диаметр сферической частицы с поверхностью, равной поверхности волокна: $C_f = 5{,}31 - 4{,}88/\psi$ [4]; $\psi = \frac{d_\Pi^2}{d_f^2}$; $d_\Pi = (6r_\Sigma^2 l_\Sigma)^{1/3}$ – диаметр сферы с объемом, равным объему волокна: $d_f = (2r_f)$;

$\psi = 1{,}65\left(\frac{r_\Sigma}{l_\Sigma}\right)^{1/3}$. В выражении (6) $S_\Sigma = \frac{\pi}{4} d_\Pi^2$; $\xi_\Sigma = \frac{C_f}{\psi}$ и уравнение (6) примет вид

$$\frac{V_\Sigma^2}{R}\rho_\delta \varepsilon_\Sigma \frac{\pi d_\Pi^3}{6}\varphi_\Sigma = 0{,}5\rho\xi_\Sigma \frac{\pi}{4} d_\Pi^2 (V - V_\Sigma)^2, \qquad (7)$$

где ε_Σ – объемная концентрация частиц в жгуте; ρ_δ – плотность пыли. Уравнение баланса масс имеет вид: $\varepsilon_\Sigma \rho_\delta \frac{\pi d_\Pi^3}{6} = \frac{C_{BX} Q l_\Sigma \eta_\Sigma \cos\alpha}{V_\Sigma}$, (8)

здесь η_Σ – коэффициент попадания пыли в жгут; α – угол между скоростью жгута и окружным направлением; Q – расход газа; C_{BX} – концентрация частиц на входе.

Вводя безразмерные величины $f_{BX} = \overline{f_{BX}}\pi R^2$, $l_\Sigma = \overline{l_\Sigma} R$, $r_\Sigma = \overline{r_\Sigma} R$, $V = \overline{V} V_{BX}$, $V_\Sigma = \overline{V_\Sigma} V_{BX}$, получим следующие соотношения для параметров жгута:

$$\left(\frac{\overline{V} - \overline{V_\Sigma}}{\overline{V_\Sigma}}\right)^2 \overline{V_\Sigma}^{1/3} = 2{,}42\left(\frac{\rho_\delta}{\rho}\right)^{2/3}\left(\frac{C_{BX}}{\rho}\overline{f_{BX}}\varepsilon_\Sigma\eta_\Sigma\right)^{1/3}\frac{\varphi_\Sigma}{\xi_\Sigma}\overline{l_\Sigma}^{-1/3}\cos^{-1}\alpha$$

$$\frac{\overline{r_\Sigma}}{\overline{l_\Sigma}} = \left(\frac{\rho}{\rho_\delta}\frac{c}{\rho}\frac{\overline{f_{BX}}}{\overline{l_{BX}}}\frac{\eta_\Sigma\cos\alpha}{\varepsilon_\Sigma}\right)^{1/2};$$

$\overline{l_\Sigma} = \overline{H}/\sin\alpha$; $\overline{H} = H/R$; H – высота сепарационной части.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Василевский М.В., Танков Н.К., Богданов Л.Н., Романдин В.И. Гидродинамические параметры вихревой камеры при повышенной концентрации частиц // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. Всерос. научной конф. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. С. 219–220.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 390 с.
3. Райст П. Аэрозоли. Введение в теорию. Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 280 с.
4. Страус В. Промышленная очистка газов. Пер. с англ. М.: Химия, 1981. 616 с.

О ВЫБОРЕ БАЗИСНЫХ ФУНКЦИЙ В ПРЯМЫХ ЗАДАЧАХ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

Волков Ю.С.[1], Галкин В.М.[2], Халимов С.Б.[3]

[1]Институт математики им. С.Л.Соболева СО РАН
630090, г.Новосибирск, пр. Коптюга, 4,
тел. (3832) 333583
E-mail: volkov@math.nsc.ru

[2]Томский политехнический университет
634034, г.Томск, пр. Ленина, 30,
тел. (3822) 423958, факс (3822) 423954
E-mail: vlg@tpu.ru

[3]Томское рекламно-информационное агентство «Тройка»
634034, г.Томск, ул. Белинского, 54,
тел. (3822)-554663
E-mail: serg@tria.tomsk.ru

При решении вариационных задач газовой динамики [1], связанных с поиском оптимальных аэродинамических форм, в настоящее время широко применяется прямой метод, который в отличие от общего метода множителей Лагранжа, более прост и универсален при численной реализации. Обычно в прямом методе при нахождении оптимального контура f, доставляющего минимум некоторому функционалу $J(c_1, \ldots, c_N)$, используется аппроксимация искомого контура в виде разложения по определенным базисным функциям [2], а независимые коэффициенты разложения $c_1, \ldots, c_N$ используются как варьируемые переменные.

Однако до сих пор открытым остается вопрос о выборе системы базисных функций, так как от этого может существенно зависеть как скорость поиска, так и качество полученного решения. Так, в [3] для этих целей использовались сплайны, в [4] показано преимущество базиса из многочленов Чебышева по сравнению с полиномиальным базисом, однако при использовании указанных базисов затруднительно учитывать некоторые геометрические ограничения, накладываемые на искомый контур. Для классических сопл таким ограничением является монотонный характер убывания ординаты контура сопла до минимального сечения и монотонное возрастание после минимального сечения.

В данной работе для описания контура сопла предлагается выделить класс функций с заданными геометрическими ограничениями и работать в его пределах. Для этих целей предложено использовать сплайны второй и третьей степени с равноотстоящими узлами, представляя эти сплайны в базисе из B-сплайнов, для которых монотонность коэффициентов разложения по базису гарантирует монотонность получаемой аппроксимации [5]. Используемые сплайны обеспечивают гладкую стыковку в узлах до непрерывности первой и второй производной соответственно.

Обозначим коэффициенты разложения по базису из B-сплайнов через a_i, тогда преобразования

$$a_i = a_{i+1} + (a_{i-1} - a_{i+1}) \sin^2(c_i + \frac{\pi}{4}) \quad (1)$$

и

$$a_i = a_{i+1} + (a_{i-1} - a_{i+1}) \frac{\exp(c_i)}{\exp(c_i) + \exp(-c_i)} \quad (2)$$

гарантируют монотонность коэффициентов разложения для любого набора варьируемых переменных c_i.

Для оценки эффективности предложенных базисов прямым методом были решены две задачи для потенциального течения.

Первая о построении осесимметричного профиля сопла, который бы преобразовывал поток, имеющий во входном сечении плоскую звуковую линию, в сверхзвуковой поток, имеющий в выходном сечении однородные поперек сопла параметры, включая наклон вектора скорости, равный нулю, и число Маха $M_0>1$ [6]. Данная задача сводится к построению методом характеристик [7] однопараметрического семейства профилей, где параметром является число Маха M_0 на выходе.

В этой задаче в качестве функционала использовалось выражение: $J = \int \theta^2 dl$, где θ – наклон вектора скорости, а интеграл вычислялся вдоль характеристики, соединяющей ось и концевую точку сопла. Задавались начальная (0,1) и конечная (3.576,1.299) точки контура сопла и наклон, равный нулю в конечной точке. Этому соответствует "эталонное" сопло с угловой точкой на входе и $M_0=2$ на выходе, полученное с использованием методики [7]. Минимизация функционала проводилась методом Бройдена, параметры течения рассчитывались методом характеристик, число варьируемых коэффициентов N менялось от 1 до 10. Кроме B-сплайнов второй и третьей степени рассматривались степенные полиномы и полиномы Чебышева. Для каждой базисной функции при $N=10$ ординаты сопла, полученного в результате минимизации, отличались от "эталонного" сопла в четвертом знаке после запятой. Причем во всех случаях получались сопла с угловой точкой, что подтверждает наличие краевого экстремума [1].

Расчеты показали, что формула (1) несколько предпочтительнее формулы (2) по скорости минимизации.

На рис. 1 представлено влияние числа коэффициентов и выбора базисных функций на результаты минимизации функционала. Преимущество сплайнового представления контура отражено в таблице, где кроме количества обращений к прямому расчету указано количество случаев потери мо-

нотонности искомого контура в процессе минимизации функционала. Обозначения: 0 – степенные полиномы, 1 – полиномы Чебышева, 2 – *B*-сплайны степени два, 3 – *B*-сплайны степени три.

Вторая задача – о построении дозвуковой осесимметричной части сопла Лаваля, обеспечивающей плоскую звуковую линию и проходящей через заданные начальную (-2,2) и конечную (0,1) точки с нулевыми наклонами в них [4]. При $x>0$ контур сопла задавался кубической параболой $y=0.25(x+2)^3-0.75(x+2)^2+2$. Параметры течения находились с использованием численного метода [8], а функционал имел вид $J=\int_{M=1} x^2 dy$, где интеграл вычислялся вдоль звуковой линии. Расчеты показали, что использование степенных полиномов и полиномов Чебышева возможно лишь при числе варьируемых переменных $N<3$. При большем числе N вариации переменных приводили к положительным углам наклона дозвуковой части сопла и расхождению итераций в прямом расчете. В то время как монотонная аппроксимация с использованием *B*-сплайнов позволила проводить расчеты во всем рассмотренном диапазоне $N=1,\ldots,10$.

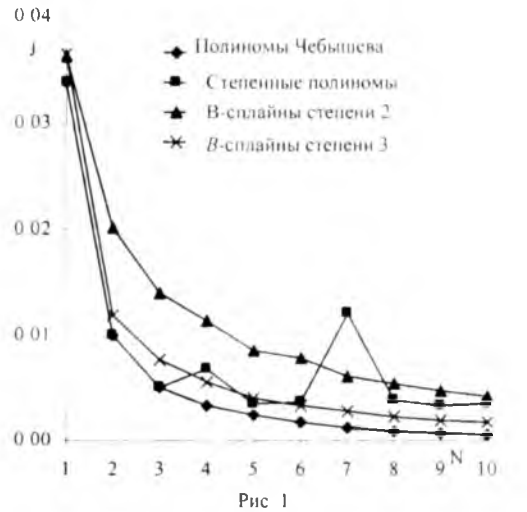


Рис 1

Количество обращений к прямому расчету / Количество случаев нарушения монотонности контура

N	Тип базисных функций			
	0	1	2	3
1	54 / 0	21 / 2	13 / 0	11 / 0
2	46 / 1	34 / 4	30 / 0	27 / 0
3	106 / 1	67 / 8	49 / 0	52 / 0
4	149 / 1	95 / 10	72 / 0	83 / 0
5	246 / 1	145 / 11	108 / 0	135 / 0
6	264 / 1	165 / 13	136 / 0	190 / 0
7	198 / 1	248 / 18	168 / 0	219 / 0
8	285 / 2	264 / 19	207 / 0	261 / 0
9	541 / 2	339 / 23	260 / 0	299 / 0
10	437 / 2	344 / 23	295 / 0	389 / 0

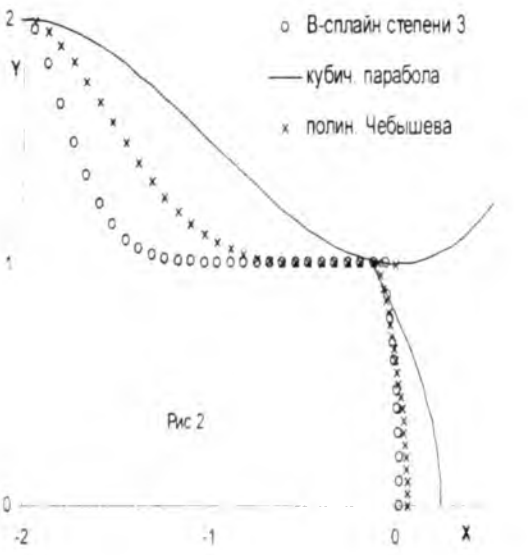


Рис 2

На рис. 2 показаны результаты расчетов в виде полученных контуров сопла и соответствующих им линий $M=1$ для кубической параболы, гладко соединяющей заданные точки; для полиномов Чебышева ($N=2$); для *B*-сплайна степени три ($N=10$). Контур сопла, полученный при использовании полиномов Чебышева, совпал с результатами работы [4]. При этом необходимо отметить, что на контуре сопла, полученного с использованием *B*-сплайна, имела место локальная сверхзвуковая зона, располагавшаяся в интервале [-0.95, -0.7].

Таким образом, расчеты показали, что работа в рамках монотонного класса функций автоматически гарантирует монотонность полученного профиля на любом этапе расчетов. Кроме того, сплайновая аппроксимация использует многочлены лишь второй и третьей степени, поэтому нет дополнительной потери точности при вычислении многочленов высокой степени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крайко А.Н. Вариационные задачи газовой динамики. М.: Наука, 1979. 447 с.
2. Афонин Г.И., Бутов В.Г. Оптимальные конфигурации сверхзвуковых частей сопел для двухфазных потоков // Изв. АН СССР. МЖГ. 1994. №2. С. 36-45.
3. Aulchenko S.M., Zamuraev V.P. Design of a multiregime nozzle by means of a direct method of numerical optimization // ICMAR. Novosibirsk, 2004. P. 15-18.
4. Бутов В.Г., Васенин И.М., Шелуха А.И. Применение методов нелинейного программирования для решения вариационных задач газовой динамики // ПММ. 1977. Т. 41, №1. С. 59-64.
5. Schumaker L.L. Spline Functions: Basic Theory. New York: Wiley, 1981. 553 p.
6. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. М.: ГИТТЛ, 1952. 466 с.
7. Кацкова О.Н. Расчет равновесных течений газа в сверхзвуковых соплах. М.: ВЦ АН СССР, 1964. 61 с.
8. Бутов В.Г., Халимов С.Б. Расчет непотенциальных течений идеального газа в осесимметричных соплах методом приближенной факторизации // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1987. Т.27, №12. С. 1861-1867.

О ПОСТРОЕНИИ МНОГОРЕЖИМНОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО СОПЛА ДЛЯ ГИПЕРЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ

Галкин В.М.[1], **Звегинцев В.И.**[2]

[1]Томский политехнический университет
634034, г. Томск, пр. Ленина, 30,
тел. (3822) 423958, факс (3822) 423954
E-mail: vlg@tpu.ru

[2]Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1,
тел. (3832)-30-18-95
E-mail: zvegin@itam.nsc.ru

Несмотря на широкое развитие численных методов, аэродинамический эксперимент по-прежнему остается основным критерием истины и источником новых знаний. При этом аэродинамические трубы (АТ) являются базовым экспериментальным оборудованием для получения новых данных о поведении тел в потоке газа. К конструкции сверхзвуковой части АТ предъявляют многочисленные требования. В их число входит продольная и поперечная однородность потока на рабочем участке [1]. Если не учитывать вязкие эффекты, то идеальным является использование осесимметричного сверхзвукового сопла, имеющего равномерную характеристику на выходе и построенного методом характеристик [2]. Такое сопло (при условии, что давление на выходе больше давления окружающей среды) имеет в выходном характеристическом ромбе наклон вектора скорости, равный нулю, и постоянное значение числа Маха M_0.

Аэродинамическая труба, сконструированная с использованием такого подхода, имеет один существенный недостаток - для изменения режима работы (для смены числа Маха M_0 на выходе) необходимо заменять весь сверхзвуковой профиль. Учитывая большие размеры и высокую стоимость изготовления сопел (особенно для современных гиперзвуковых АТ), актуальным является создание многорежимных сопел, у которых большая часть сверхзвукового контура остается неизменной, а меняется дозвуковая и небольшая сверхзвуковая часть. Способы проектирования многорежимных сопел прямыми методами предлагаются в [3], [4].

В данной работе предлагается строить сверхзвуковые части такого сопла на базе $W(k, M_0, g)$ – множества всех сверхзвуковых осесимметричных сопел с равномерной характеристикой на выходе, с использованием численной методики [2]. Здесь k – показатель адиабаты, M_0 – число Маха на выходе, g – отношение расхода, соответствующего линии тока, по которой строится гладкое сопло, к расходу сопла с угловой точкой (g=1 соответствует соплу с угловой точкой).

Рассмотрим алгоритм построения многорежимного составного сопла, работающего в диапазоне от M_0=14 до M_0=20. Для определенности фиксируем 91.6% контура сопла $W(k$=1.4, M_0=20, g=1), считая от выходного сечения, и обозначим через X_b длину этого сопла. Направим ось x вправо, x=0 соответствует минимальному сечению.

1. В сечении $0.084X_b$ на контуре сопла $W(k$=1.4, M_0=20, g=1) вычисляются ордината y_{M20} и угол θ_{M20}. При этом то, что находится правее $0.084X_b$, будет использоваться, как фиксированная правая часть. Оставшаяся левая часть сопла может использоваться при работе АТ на режиме M_0=20.

2. Ищем новую левую часть для работы АТ на режиме M_0=14. Для этого на однопараметрическом семействе $W(k$=1.4, M_0, g=1) путем подбора числа Маха (в данном случае это будет M_0=11.952) ищется сопло, имеющее точку с параметрами, равными y_{M20} и θ_{M20}. Часть контура, которая находится левее этой точки, будет использоваться при работе АТ на режиме M_0=14. Аналогично можно найти другую левую часть контура сопла для другого M_0.

Вышеизложенное можно распространить и на случай сопел без угловой точки, при этом в пункте 2 необходимо подбирать два параметра – M_0 и g.

На рис. 1 показано поле числа Маха в сопле $W(k$=1.4, M_0=20, g=1) – (а), в составном сопле с правой частью от $W(k$=1.4, M_0=20, g=1) и левой частью, обеспечивающей M_0=14 на выходе, – (б).

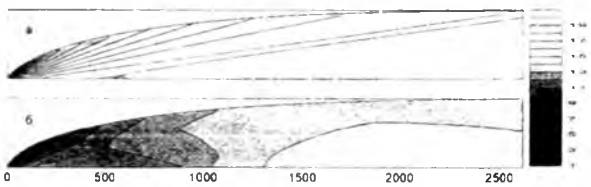


Рис. 1. Поле числа Маха. Сопло на M_0=20 (а), составное сопло на M_0=14 (б)

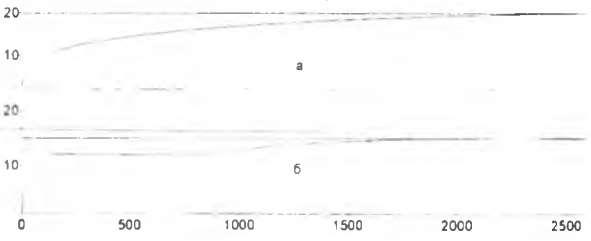


Рис. 2. Распределение числа Маха вдоль стенки. Сопло на M_0=20 (а), составное сопло на M_0=14 (б)

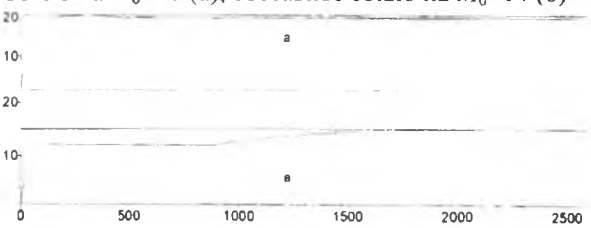


Рис. 3. Распределение числа Маха вдоль оси. Сопло на M_0=20 (а), составное сопло на M_0=14 (б)

На рис. 2 показано распределение числа Маха вдоль стенки, а на рис. 3 – распределение числа Маха вдоль оси для сопел с рис. 1. При этом длина сопла (а) X_b=2619.725, длина составного сопла (б) равна 2593.36, а отношение радиусов их минимальных сечений равно 2.393. За единицу длины взят радиус минимального сечения сопла $W(k=1.4, M_0=20, g=1)$.

Таким образом, из рисунков видно, что предложенный подход обеспечивает построение составного многорежимного сопла гиперзвуковой АТ с однородным потоком на выходе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Поуп А., Гойн К. Аэродинамические трубы больших скоростей. М.: Мир, 1968. 504 с.
2. Кацкова О.Н. Расчет равновесных течений газа в сверхзвуковых соплах. М.: ВЦ АН СССР, 1964. 61 с.
3. Быркин А.П., Верховский В.П. Сверхзвуковое осесимметричное профилированное сопло аэродинамической трубы. Патент РФ №1528116, от 8.02.1993.
4. Aulchenko S.M., Zamuraev V.P. Design of a multi-regime nozzle by means of a direct method of numerical optimization // ICMAR. Novosibirsk, 2004. P. 15-18.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ДВУХМЕРНОГО НАСЫПНОГО СЛОЯ

Дик И.Г.[1], Дьяченко Е.Н., Миньков Л.Л.

[1]Университет Эрланген-Нюрнберг (Германия)

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

d10@mail2000.ru

Введение

В технической практике слои дисперсного материала образуются почти всегда в ходе процесса засыпки. Этот процесс является по природе своей статистическим. Таким образом, структура слоя зависит от случайности и должна быть описана средствами теории вероятности. При этом возможными являются лишь высказывания относительно некоторых характеристик осредненного состояния слоя, например пористости слоя.

Эксперименты показывают, что для достаточно крупных частиц определенной формы (например, шариков) объемная пористость есть в среднем постоянная величина. Для этого требуется, чтобы высота слоя была не слишком велика, утряска была минимальной, размеры слоя велики по сравнению с размерами частиц.

То, что эти условия плохо поддаются контролю, говорит тот факт, что уже для простейших геометрических частиц – шариков объемная пористость образованного из них слоев лежит в интервале 0.3 – 0.4 [1-2].

Для задач химической технологии наиболее важными характеристиками насыпного слоя являются не только пористость, но и размер и форма пор, которые трудно поддаются теоретическому описанию ввиду фактора случайности при образовании слоя частиц. Поэтому важным становится численное моделирование процесса образования упаковки.

Для иллюстрации процесса образования структуры насыпного слоя из шариков проще рассмотреть двухмерный аналог – заполнение плоской поверхности кружками. Такая постановка позволяет определить поверхностную пористость.

Связь между поверхностной и объемной пористостью (ε_S и ε_V) устанавливается по формуле

$$\varepsilon_V = 1 - (1 - \varepsilon_S)^{3/2}. \qquad (1)$$

Численная модель

Рассмотрим квадратную область со стороной, равной единице. С верхней части квадрата запускаются частицы заданного размера, которые летят вниз с постоянной скоростью. При столкновении частиц с друг другом происходит коррекция скорости, как показано на рис. 1.

В результате столкновения частица изменяет горизонтальную составляющую скорости на величину $-(v_x \cdot \sin\alpha + v_y \cos\alpha) \cdot \sin\alpha$. При этом вертикальная составляющая скорости не меняется.

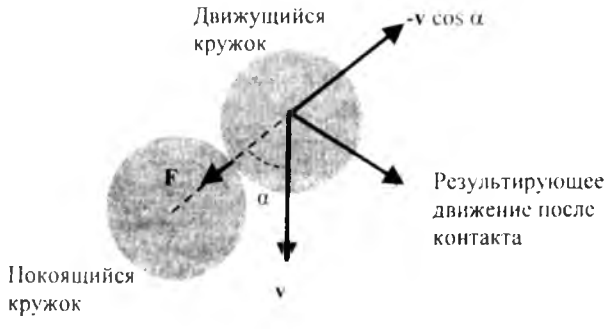


Рис. 1

Считается, что в момент касания частиц вступают в действие силы сцепления между ними. Для того чтобы оторваться от покоящейся частицы, движущаяся частица должна обладать достаточным для этого импульсом. При заданных силе сцепления и параметрах движения частиц предельное значение угла, необходимое для дальнейшего движения частицы, определяется по формуле

$$K_Q = \sin\alpha \geq \frac{|\vec{F}|}{m|\vec{v}|}. \qquad (2)$$

В момент столкновения частица теряет скорость. Если частица после столкновения продолжает касаться другой осевшей частицы, то она скатывается, т.е. частица получает ускорение, равное $a_\tau = k \cdot \sin\alpha \cdot \cos\alpha$, где k – коэффициент, определяющий силу тяжести и параметры частицы.

Условием остановки движения частицы является достижение нижней части квадрата или касание двух других частиц особым образом, или касания боковой границы квадрата и частицы. Так как расчет движения частиц происходит с определенным шагом, то в момент остановки частицы рассчитывается ее точное положение на основании собственного радиуса, радиуса частиц, с которыми она касается, и их положения.

По этой методике можно моделировать образования упаковок и с частицами нескольких размеров.

В модели рассчитываются следующие параметры упаковки:

1. Пористость – площадь, свободная от частиц.
2. Законы статистического распределения параметров пор.

Для идентификации поры строится плоский граф, соединяющий центры соприкасающихся частиц. На основании этого графа происходит определение частиц, которые входят в каждую пору.

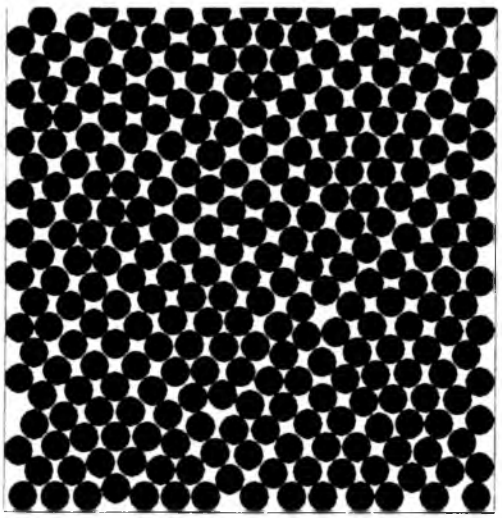
Для каждой поры определяются следующие параметры: периметр поры (P), площадь поры (S).

Статистика распределения характеристик пор устанавливается двояким образом. Во-первых, обрабатываются все поры, полученные в результате одной упаковки. Во-вторых, анализируется порядка 100 упаковок.

Программа написана в среде программирования Borland Delphi7. Статистическая обработка полученных данных производилась в Microsoft Excel 2002.

Результаты

Было выполнено моделирование 100 упаковок с параметрами: K_Q=0, R=0.03. На рис. 2 показана одна из реализаций численного эксперимента. Статистическое значение поверхностной пористости составило ε_S=0.19, что по (1) соответствует ε_V=0.27.

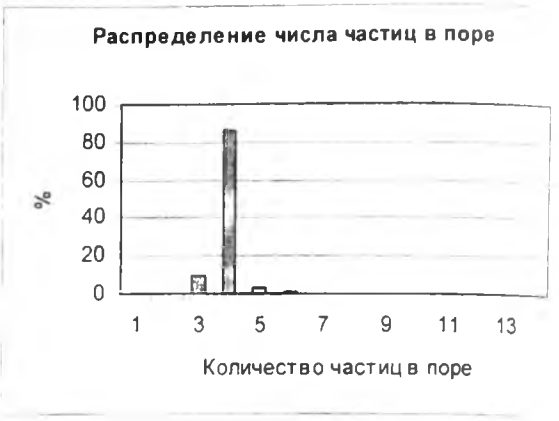


Структура слоя при $K_Q = 0, R = 0.03$

Рис. 2

На рис. 3–5 показаны распределения количества частиц, приходящихся на одну пору, периметр пор и площадь пор, соответственно. Из рис. 3 видно, что наиболее вероятным является образование поры из 3–4 частиц.

На основе информации рис. 4 и 5 можно рассчитать наиболее вероятный размер поры в упаковке, если условно считать пору кругом с эффективным радиусом r. Если исходить из распределения периметров, то $r = P/2\pi \approx 0.044$, а если из распределения площади пор, то $r = \sqrt{S/\pi} \approx 0.031$. Оба размера близки к радиусу кружков, образующих упаковку.



$K_Q = 0, R = 0.03$

Рис. 3

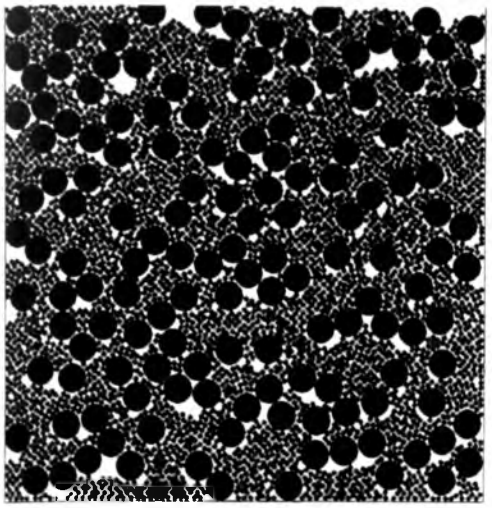
$K_Q = 0, R = 0.03$

Рис. 4

$K_Q = 0, R = 0.03$

Рис. 5

Было проведено моделирование структуры упаковок при использовании частиц двух размеров: R_1=0.03, R_2=0.006. При этом в каждой серии изменялось процентное отношение доли малых частиц. Доля малых частиц в совокупном их множестве определялась как процентное отношение покрываемой малыми частицами площади к общей площади кружков. Вид упаковки при 50% доле мелких частиц показан на рис. 6.



$K_Q = 0,\ R_1 = 0.03,\ R_2 = 0.006$

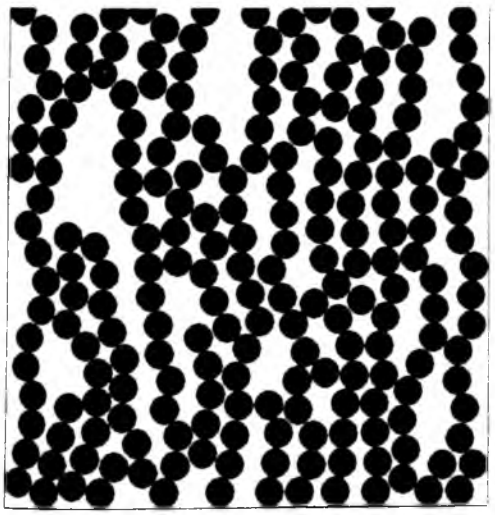
Рис. 6

$K_Q = 0,\ R_1 = 0.03,\ R_2 = 0.006$

Рис. 7

На рис. 7 показана зависимость пористости слоя от процентной доли мелких частиц. Полученные результаты качественно схожи с результатами экспериментов, в которых наблюдается минимальная пористость в 50%-ной смеси крупных и мелких частиц.

На рис. 8–11 показаны результаты моделирования 100 упаковок частиц одинакового размера, с параметрами: K_Q=0.5, R=0.03.



K_Q=0.5, R=0.03

Рис. 8

Пористость упаковки на рис. 8 составила 0.31.

Из рис. 9 видно, что вероятность образования пор из 3 частиц самая высокая, но наряду с порами из 3 и 4 частиц с меньшей вероятностью образуются поры из 5-6 и более частиц.

K_Q=0.5, R=0.03

Рис.9

K_Q=0.5, R=0.03

Рис. 10

K_Q=0.5, R=0.03

Рис. 11

Можно сделать вывод, что характеристики пор значительно зависят от коэффициента сцепления между частицами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Островский Г.М. Прикладная механика неоднородных сред. СПб.:Наука, 2000. 358 с.

2. Дытнерский Ю.И. Процессы и аппараты химической технологии. Ч. 1. М.: Химия, 1995. 400 с.

ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЯ КОЛМОГОРОВА ДЛЯ РАСЧЕТА МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ АВАРИЙНОЙ УТЕЧКИ НА МАГИСТРАЛЬНЫХ НЕФТЕПРОВОДАХ

Жолобов В. В. [1], **Тарновский Е. И.** [2]

[1] ОАО «Центрсибнефтепровод»
634050, Томск, Набережная реки Ушайки, 24,
тел. (3822) 275147, факс (3822) 275426
E-mail: jolobovVV@tom.transneft.ru

[2] Томский политехнический университет, ИГНД
634004, Томск, пр. Ленина, 30,
тел. (3822) 423958, факс (3822) 423954
E-mail: tarnovski_ei@ngf.tomsk.ru

Проблема прогнозирования наиболее вероятных мест разгерметизации трубопровода и фактическое обнаружение «малых» утечек нефти – одна из наиболее острых проблем эксплуатации нефтепроводов. Решение этих вопросов вряд ли возможно без адекватной математической модели неустановившихся течений углеводородной жидкости в трубах с учетом образования и эволюции парогазовых крупномасштабных полостей. Напрессовка и депрессия трубопровода, изменение температуры и физических параметров нефти, появление и эволюция газопаровых полостей приводят к тому, что большую часть времени некоторые нефтепроводы работают в нестационарном режиме. Изменение режимов работы нефтепровода, проходящего по пересеченной местности, приводит к тому, что в низинах профиля, в подводных переходах могут возникать перегрузки, приводящие к опасным последствиям. Наличие газопаровых полостей усугубляет ситуацию в части усиления волн давления, где возникновение аварийных утечек на таких участках будет повышено.

Динамические системы трубопроводного транспорта характеризуются непрерывно распределенными параметрами и описываются дифференциальными уравнениями в частных производных [1]. Данные системы могут находиться под действием различных возмущений, включая случайные, в качестве которых могут выступать функции, характеризующие свойства самой системы. Возмущающее движение, возникающее в результате истечения, например через боковую поверхность, при такой постановке является лишь аппаратом, который служит для исследования характера движения, определяемого дифференциальными уравнениями.

Рассматривая решения как реализации процесса течения многокомпонентной смеси при произвольных возмущениях, параметры процесса можно интерпретировать как вероятностное распределение в зависимости от начальных условий. Особенностью рассматриваемых процессов течения является то, что вероятностное суждение о состоянии системы в конце каждого интервала времени зависит только от характеристики ее состояния в начале этого интервала и не зависит от предыстории процесса [2]. Подобные процессы называются процессами без последствия, если в случае, когда известно состояние системы в момент t_0, распределения вероятностей состояний системы для любых $t > t_0$ не зависят от любых сведений о ходе изменения состояния до момента t_0 (по А. Н. Колмогорову [3]).

Непрерывный процесс без последствия можно характеризовать функцией перехода $F(x,t \mid y,\tau)$, выражающей вероятность P того, что в момент t значение функции, описывающей произвольный процесс, будет ниже уровня x, если в момент τ, предшествующий моменту t, функция имела значение y:

$$P[\xi_t < x \mid \xi_\tau = y] = F(x,t \mid y,\tau)$$

и плотность вероятности перехода будет

$$f(x,t \mid y,\tau) = \frac{\partial F(x,t \mid y,\tau)}{\partial x}.$$

Для непрерывного процесса без последствия функция плотности вероятности $f(x,t \mid y,\tau)$ перехода определяется из уравнения (второе уравнение А. Н. Колмогорова)

$$\frac{\partial}{\partial t} f(x,t \mid y,\tau) = -\frac{\partial}{\partial x}\left[A(x,t) f(x,t \mid y,\tau)\right] + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left[B(x,t) f(x,t \mid y,\tau)\right], \quad (1)$$

где $A(x,t)$ характеризует скорость изменения математического ожидания ординат случайного процесса f; $B(x,t)$ – скорость изменения условной дисперсии ординаты функции, которая описывает изменение состояния некоторой системы, характеризуемой одной случайной функцией времени.

В качестве примера рассмотрена задача о расчете места аварийного стока газожидкостной углеводородной смеси через боковую поверхность в трубопроводе. Профиль трубопровода системы сбора с высотными отметками, представленного схематично на рис. 1, имел длину 13000 м с внутренним диаметром $d_0 = 0.292$ м. Положение стока М, имеющего гидравлический радиус $r_f = 0.01$ м, в данном расчете (вычислительной реализации) выбрано на расстоянии 4600 м от начала в самой верхней точке трубопровода (впоследствии положение стока варьируется по всей длине). В начальный момент трубопровод по всей длине заполнен углеводородной смесью (в мольных долях): CH_4 –0.005, C_2H_6 –0.0082, C_3H_8 –0.0093, C_5H_{12} –0.6984, C_7H_{16} –0.0923, $C_{10}H_{22}$ –0.0902, H_2S –0.0966 при условиях:

$p(x,0) = 1.0$ МПа, $u'(x,0) = 0$, T = 293 K, и перекрыт с обоих торцов. Смесь в течение времени 1200 с равномерно распределяется по всей длине в зависимости от уровня высотной отметки. По истечении указанного времени через сток М в боковой поверхности трубопровода начинает истекать смесь.

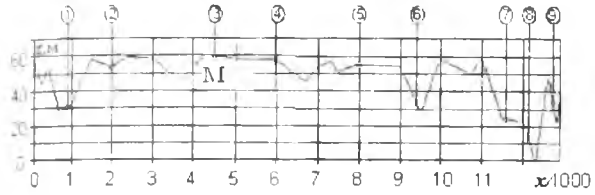


Рис. 1. Профиль трубопровода с элементом стока М

Для вычисления параметров течения до и после начала аварийного стока использованы математическая модель и вычислительная схема расчета нестационарного течения многофазной многокомпонентной жидкости, изложенные в [1].

На рис. 2 показана расчетная зависимость распределения среднего давления в трубопроводе в выбранных сечениях (рис. 1) от времени. Из графика следует, что газожидкостная среда «чувствует» любые изменения в гидростатическом равновесии на всем её протяжении. Укажем, что в момент начала истечения через М (с некоторой задержкой, которая вычисляется) на достаточном удалении, в точке 8 трубопровода, отчетливо фиксируется изменение давления несмотря на то, что трубопровод имеет сложный профиль и участки полностью заполнены жидкой фазой. Отмечается достаточно быстрое убывание ординаты процесса $p(t)$ с ростом интервала времени между ординатами. Этот факт указывает на принадлежность аварийного стока в системах трубопроводного транспорта к процессам без последствия.

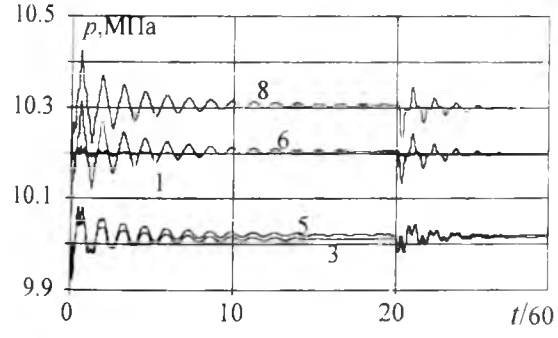


Рис. 2. Изменение давления $p(t)$ в сечениях трубопровода 1,3,5,6,8

Рис. 3 иллюстрирует изменение средней скорости течения жидкой фазы в разных сечениях трубопровода до и после начала истечения через место повреждения. Здесь отчетливо виден осциллирующий характер изменения параметра с начала истечения, несмотря на диссипативные процессы, связанные с установлением гидродинамического равновесия. Отмечаются довольно быстрое (по времени) установление параметра и формирование устойчивого течения в целом. Последнее обстоятельство указывает на определенные сложности в фиксации начала процесса аварийного истечения по показаниям приборов на НПС: чувствительность приборов, продолжительность работы и т.п.

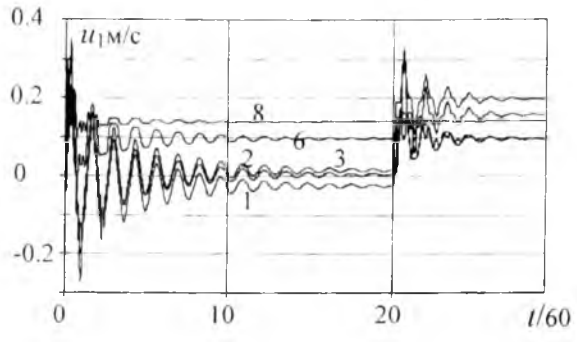


Рис. 3. Диаграмма распределения средней скорости течения жидкой фазы в сечениях трубопровода 1,2,3,6,8

Систематический счет параметров течения при различном положении аварийного места стока М по длине трубопровода позволяет получить набор реализаций случайной функции, в качестве которой выступают параметры основного течения: $p(x,t), u_j(x,t)$, где j – номер фазы. На основании полученной базы данных определяется скорость изменения математического ожидания ординаты случайной функции $A(x,t)$ и скорость изменения дисперсии ординаты функции $B(x,t)$. Задаются начальные и граничные условия по показаниям приборов на НПС для каждой случайной функции. Условная плотность вероятности выбранных случайных функций определяется из решения уравнения (1) методами математической физики [4], которая позволяет определить наиболее вероятное расположение места аварийного стока.

Таким образом, построенная на основе нестационарной модели Эйлера расчетная схема дает возможность оценить параметры течения смеси в трубопроводе и расход газожидкостной углеводородной смеси через место повреждения в системах транспорта на основании режимной загруженности трубопровода на конкретном участке с аварийным стоком при задании площади дефектного отверстия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жолобов В. В., Тарновский Е. И. Моделирование течения многокомпонентной углеводородной жидкости в трубопроводе // Изв. Том. политехн. ун-та. Сер. Геология и разработка нефтяных и газовых месторождений. Томск, 2002. Т. 305, вып. 8. С. 136-142.

2. Понтрягин Л., Андронов А., Витт А. О статистическом распределении динамических систем // Ж. экспер. и теорет. физики. 1933. Т. 3, вып. 3. С. 165-180.

3. Колмогоров А. Н. Об аналитических методах в теории вероятностей // Успехи математических наук. М.; Л., 1938,. Вып. 5. С. 5-41.

4. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Гостехиздат, 1951. 354с.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЭВОЛЮЦИИ ВОЛН ДАВЛЕНИЯ ПРИ ТРУБОПРОВОДНОЙ ТРАНСПОРТИРОВКЕ УГЛЕВОДОРОДНЫХ СМЕСЕЙ

Жолобов В. В. [1], **Тарновский Е. И.** [2]

[1] ОАО «Центрсибнефтепровод»
634050, Томск, Набережная реки Ушайки, 24,
тел. (3822) 275147, факс (3822) 275426
E-mail: jolobovVV@ tom.transneft.ru

[2] Томский политехнический университет, ИГНД
634004, Томск, пр. Ленина, 30,
тел. (3822) 423958, факс (3822) 423954
E-mail: tarnovski_ei@ ngf.tomsk..ru

Неполная загрузка нефтепровода, снижение энергопотребления в часы пик приводят к необходимости использования технологических переключений и, как следствие, к возникновению циклических нагрузок. Циклические нагрузки в свою очередь способствуют развитию трещин, приводящему к разгерметизации нефтепровода. Очевидно, что амплитуда волн давления меняется по трассе. При этом наряду с факторами, способствующими затуханию волн, имеются факторы, приводящие к обратному эффекту. Можно ожидать, что на конкретных нефтепроводах имеются участки, на которых амплитуда волн давления будет повышена по сравнению с другими участками. Вероятность возникновения аварийных утечек на таких участках (при всех прочих равных условиях) также будет повышена. Основными факторами с потенциальными возможностями усиления волн давления являются пересеченность трассы трубопровода, а также наличие парогазовой фазы. Объемное содержание и форма присутствия (непрерывная или дисперсная) каждой из фаз определяют разнообразие структуры парожидкостных потоков. Специфические особенности каждой из структур не могут быть описаны в рамках универсальной детерминистической математической модели.

В данной работе предлагается принять в качестве базовой математическую модель по сценарию частично рассмотренного двухфазного течения (в непрерывных фазах присутствуют дисперсные включения другой фазы) [1]. Рассматривая метод распада произвольного разрыва как некоторую формальную процедуру, приводящую к устойчивой разностной схеме, дополним классические конфигурации различными вариантами распада в двухфазной среде различной структуры. Для этого используется подход, изложенный в работах С. К. Матвеева [2] и адаптированный к газожидкостным потокам различной структуры. Численные эксперименты по расчету нестационарных разрывных течений показали эффективность полученной разностной схемы. Высотный профиль трубопровода в комбинации с некоторыми граничными условиями дает при распространении волн давления и взаимодействии их с местными неоднородностями участки формирования волн с повышенной амплитудой.

Приведем результаты расчетов течения углеводородной смеси, полностью заполняющей трубопровод, и при наличии газопаровых полостей в трубопроводе с внутренним диаметром $d_0 = 0.292$ м длиной $L = 8000$ м состоящем из четырех равных восходящих и нисходящих участков с высотным профилем максимального подъема $z = 40$ м (рис.1). В первом расчетном варианте углеводородная смесь находилась в однофазном (жидком) состоянии, однородно заполняла трубопровод под давлением $p(0,x)|_{t=0} = 9.0$ МПа (T = 348 K) с гидростатическим распределением давления по высоте профиля. Течение фаз отсутствовало. Граничные условия задавались в виде

$$p(0,t) = 10.0 \text{ МПа}, \quad p(1,t) = 7.0 \text{ МПа}, \; t \ge t_0.$$

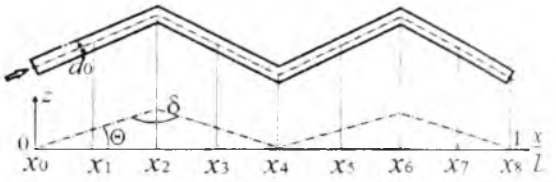


Рис 1. Расчетный профиль трубопровода

На рис. 2 приведена эпюра давлений в различные моменты времени при распространении волн давления полученная при смене режима течения.

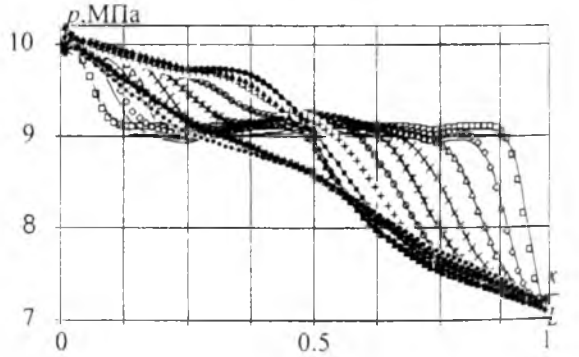


Рис. 2. Распределение давления по длине трубопровода в моменты времени: □ – 1 с; ◊ – 5 с; Δ – 10 с; ○ – 25 с; ■ – 35 с; • – 40 с; ▲– 50 с от начала течения

Профиль трубопровода оказывает влияние на распределение давления на нестационарной стадии течения, однако на интенсивности волновых процессов не сказывается. Этот факт свидетельствует, что развитие нестационарных гидродинамических процессов при выводе на штатный режим работы при полном заполнении трубопровода смесью может протекать без технологических ограничений на параметры процесса.

Во втором расчетном варианте проводился анализ распространения и взаимодействия возмущения в виде волн сжатия и разряжения с локализованной газопаровой полостью, возникающего при запуске остановленного трубопровода. В верхней части трубопровода была локализована парогазовая полость. При аналогичных начальных и граничных условиях рассматривалась эволюция трансформирования парогазовой полости. На рис. 3,а приведено распределение давления в зоне расположения полости, иллюстрирующее формирование «волнового пакета», а на рис. 3,б приведена диаграмма распределения содержания жидкой фазы по длине трубопровода, отражающая зоны с повышенной амплитудой волн давления.

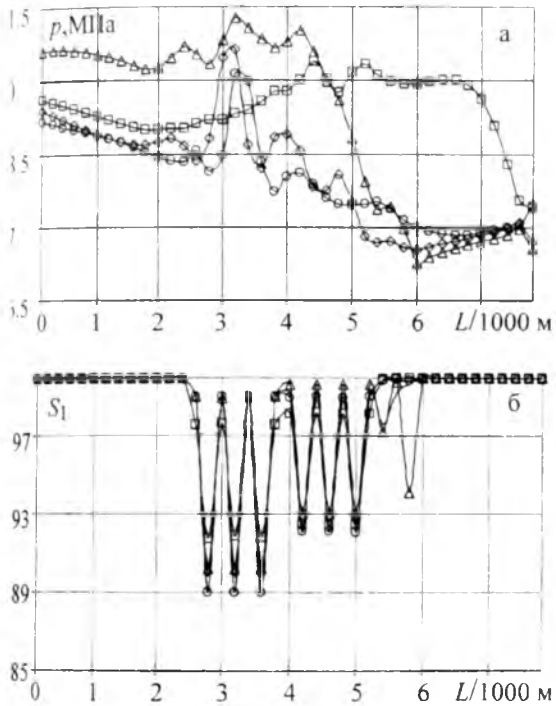


Рис. 3. Распределение давления (а) и содержания жидкой фазы (б) по длине трубопровода в моменты времени: □ – 1 с; ○ – 300 с; ◊ – 600 с, Δ – 900 с от t_0

Из результатов расчета видно, что с самого начала процесса течения происходит осцилляция давления в местах расположения парогазовой полости. Волна сжатия локализуется в местах образования парогазовых полостей и препятствует её распространению.

При взаимодействии ударной волны с газопаровой полостью в зависимости от её протяженности возможно возникновение осцилляций последней и образование «волнового пакета» с максимальной амплитудой, превышающей градиент давления в 2 раза.

Для сравнения с вышеприведенными примерами рассмотрено заполнение пустого трубопровода углеводородной смесью с граничными условиями на правом конце – свободное истечение. На рис. 4 представлены результаты расчета распределения давления и содержания жидкой фазы в сечениях трубопровода $x_i (i = 1,...,8)$. Анализ результатов показывает на одновременное появление скачков изменения давления во всех выбранных сечениях $x_i (i = 1,...,8)$. По амплитуде скачок давления превышает основной уровень давления и составляет $\sim 1.3 p(t)$. Скачки давления появляются не периодически и разнесены по времени. Наблюдаемые скачки давления формируются за счет образования разрывов в газожидкостном потоке, которые порождают ударные волны. Формирование потока жидкой фазы происходит более продолжительное время, а изменение содержания фазы на нестационарной стадии менее выражено. Течение смеси по переменно восходящим и нисходящим участкам не привело к формированию изолированной газопаровой полости. Накопления жидкой фазы на участках с наименьшей высотной отметкой не происходит.

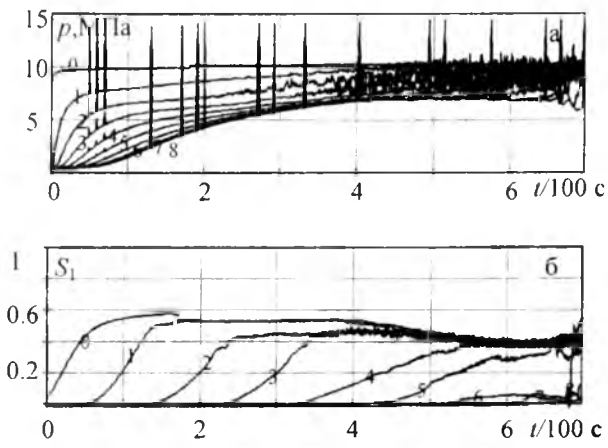


Рис. 4. Распределение давления (а) и содержания жидкой фазы (б) в сечениях $x_i (i = 1,...,8)$ трубопровода

Анализ результатов численных экспериментов показывает необходимость расчетов гидродинамических параметров при наличии парогазовых полостей с объемным содержанием, превышающим 0.1.

Результаты расчетов на основе изложенного подхода могут быть использованы при дифференциальном прогнозе безопасного срока эксплуатации линейной части магистральных и промысловых нефтепроводов. Предлагаемая методика позволяет также рассчитать компонентный состав, местоположение и предельный объем парогазовых полостей. Последнее обстоятельство позволяет контролировать своевременный путевой отбор парогазовой фазы, повышая надежность защиты магистральных насосов промежуточных нефтеперекачивающих станций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жолобов В. В., Тарновский Е. И. Моделирование течения многокомпонентной углеводородной жидкости в трубопроводе // Изв. Том. политехн. ун-та. Сер. Геология и разработка нефтяных и газовых месторождений. Томск, 2002. Т. 305, вып. 8. С. 136-142.

2. Матвеев С. К. Некоторые аспекты применения метода Годунова к решению нестационарных задач газовой динамики // Ученые записки Ленингр. Ун-та. Сер. Газодинамика и теплообмен. 1977. №5. С. 42-54.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛЕ С ПОРИСТОЙ ВСТАВКОЙ

Зайцева Е.В., Шваб А.В.*, Стекин В.А.*

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете

*Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529489, факс (3822) 529706

E-mail: powder@niipmm.tsu.ru

Решение практических задач в современной теплоэнергетике, химической, нефтеперерабатывающей и других отраслях промышленности требует использования и разработки математических моделей [1]. При этом актуальной задачей применительно к расчету технических приложений является моделирование гидродинамики и механизма теплообмена в пористых средах, а также влияния на него различных факторов. В данной работе представлены результаты численного моделирования процессов движения жидкости и ее теплообмена в сужающемся канале с пористой вставкой (рис. 1).

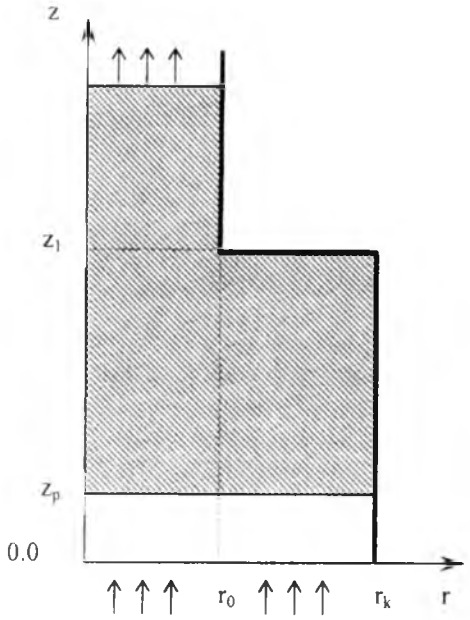


Рис. 1. Движение жидкости в канале с пористой вставкой

Рассматривается ламинарное течение вязкой несжимаемой жидкости. Предполагается, что пористая вставка состоит из сферических частиц с одинаковыми свойствами и размерами, т.е. пористость ε и проницаемость κ пористой среды постоянны во всех направлениях. Анализ процесса движения жидкости в пористой среде проводится с использованием модели Бира и Бахмата [2]. Эта модель основывается на уравнениях Навье – Стокса, в которые включаются источниковый член, характеризующий сопротивление пористой среды:

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + (\bar{V}\nabla)\cdot\bar{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla P - \rho g + \frac{\mu}{\rho}\nabla^2\bar{V} - \frac{\mu}{\rho}\frac{\bar{V}\varepsilon}{\kappa}. \quad (1)$$

Уравнения (1) при малых скоростях являются модификацией закона Дарси [3].

Система безразмерных уравнений переноса импульса, описывающая движение жидкости применительно к осесимметричному каналу с пористой вставкой в переменных функция тока – завихренность имеет вид:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_r\frac{\partial \omega}{\partial r} + U_z\frac{\partial \omega}{\partial z} = \frac{\mathrm{Gr}}{\mathrm{Re}^2}\cdot\frac{\partial \theta_1}{\partial r} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2\omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2\omega}{\partial z^2}\right) - \frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{\varepsilon\cdot\omega}{\mathrm{Da}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = \omega\cdot r + \frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad (3)$$

$$\mathrm{Re} = \frac{Lu_0}{\nu}, \mathrm{Gr} = \frac{g\beta\cdot\Delta T\cdot L^3}{\nu^2}, \mathrm{Da} = \frac{k}{L^2}.$$

Здесь ν – кинематическая вязкость; L – радиус r_k; u_0 – входная скорость; ΔT – температурный напор; β – коэффициент термического расширения.

Уравнение переноса тепла в пористой среде записывается следующим образом:

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} + U_r\frac{\partial \theta_1}{\partial r} + U_z\frac{\partial \theta_1}{\partial z} + \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}\frac{\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1}\frac{\partial \theta_2}{\partial t} = \frac{1}{\mathrm{Pe}}\left(\frac{\partial^2\theta_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \theta_1}{\partial r} + \frac{\partial^2\theta_1}{\partial z^2}\right) + \frac{\lambda_{2,эф}}{\lambda_1}\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}\frac{1}{Pe}\left(\frac{\partial^2\theta_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \theta_2}{\partial r} + \frac{\partial^2\theta_2}{\partial z^2}\right), \quad (4)$$

$$\mathrm{Pe} = \frac{U\cdot r}{a}, \quad a = \frac{\lambda}{c\rho_1},$$

где ρ_1 и ρ_2 и – плотности жидкости и твердой фазы, c_1, c_2, λ_1 – соответствующие теплоёмкости и теплопроводности. Эффективная теплопроводность пористой среды $\lambda_{2,эф}$ вводится с учетом теплопроводности от частицы к частице [4].

Конвективный теплообмен между частицей пористой среды и жидкостью описывается следующим уравнением:

$$\rho_2 c_2\frac{\delta}{6}\frac{\partial \theta_2}{\partial t} = \mathrm{St}(\theta_1 - \theta_2)\cdot\rho_1 c_1 U_r, \quad (5)$$

$$St = \frac{2}{Re_\delta Pr} + 0.495 \cdot Re_\delta^{-0.45} \cdot Pr^{-0.67}, \quad Pr = \frac{\nu}{a},$$

где δ – так называемый «эквивалентный диаметр шара»; Re_δ – число Рейнольдса для шаров, из которых состоит пористая вставка.

Для решения данной задачи граничные условия поставлены следующим образом:

$z=0$: $\psi = r^2/2$, $\omega = 0$, $\theta_1 = 1$;

$r=r_w$: $\omega_w = \frac{1}{r}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial n^2}\right)_w$, $\theta_{1w} = \theta_{2w} = 0$,

$\psi_w = r_k^2/2$;

$r=r_w$: $\psi = 0$, $\omega = 0$, $\frac{\partial\theta_1}{\partial r} = \frac{\partial\theta_2}{\partial r} = 0$;

$z=z_k$ $\frac{\partial\omega}{\partial z} = 0$; $\frac{\partial\psi}{\partial z} = 0$; $\frac{\partial\theta_1}{\partial z} = \frac{\partial\theta_2}{\partial z} = 0$.

Поставленная задача гидродинамики и теплообмена решалась численно методом переменных направлений с использованием метода прогонки.

Рассмотрено влияние различных параметров модели на характер движения жидкости в пористой среде при двух режимах теплообмена: нагревание и охлаждение стенок канала. В качестве пористой вставки использованы данные кварцевого песка [5].

Как показывают результаты численного расчета, наиболее существенное влияние на процесс теплообмена оказывают пористость вставки ε (рис. 2) и число Дарси (рис. 3), характеризующее проницаемость пористой среды. Изменение пористости в сторону увеличения пустот приводит к улучшению прогрева или охлаждения потока жидкости. Уменьшение числа Da приводит к торможению потока в радиальном направлении.

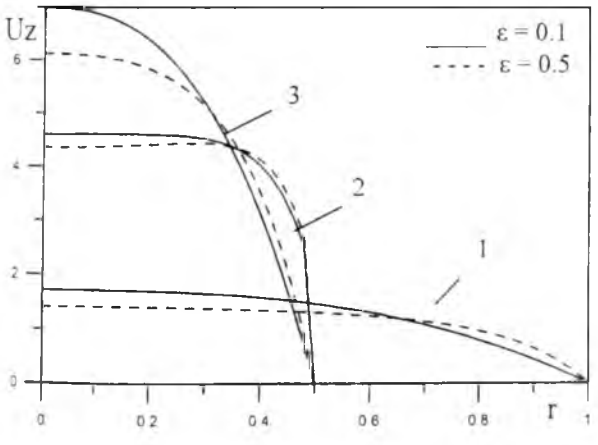


Рис. 2. Распределение аксиальной скорости в радиальном направлении при параметрах: Re = 10, Da = 0.001, Pr = 1, Cr = 500; 1 – z = z_1/2; 2 – z = z_1; 3 – z = z_k

Анализ таких параметров модели, как числа Рейнольдса и Пекле, показал, что интенсификация режимов течения жидкости приводит к тому, что поток не успевает прогреваться в случае нагрева стенок канала. Аналогичная ситуация и при охлаждении канала: при увеличении числа Re > 20 поток не успевает остыть в пористой ставке. При достаточно большом числе Грасгофа влияние массовых сил незначительно, что в свою очередь практически не сказывается на процессе теплообмена в пористой вставке.

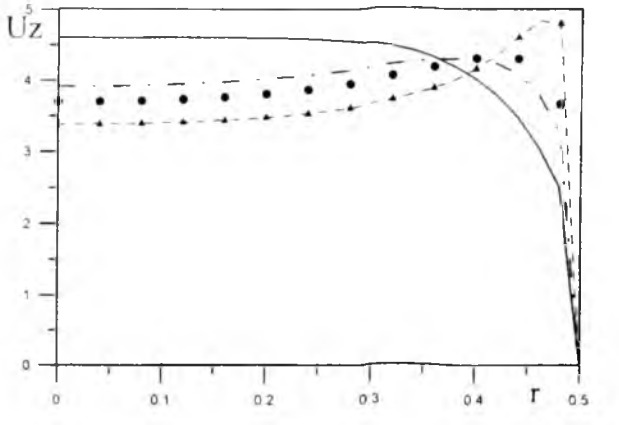


Рис. 3. Изменение скорости Uz по r в сечении z = z_1 при различных числах Da: Re = 10, Pr = 1, Cr = 500, ε = 0.1; -•- – Da = 0.001; ••• – Da = 0.0005; ▲▲▲ – Da = 0.0001; —— ε = 0

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что основным механизмом переноса тепла в данном канале с пористой вставкой является конвективный теплообмен.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Романков П.Г., Курочкина М.И. Гидромеханические процессы химической технологии. Л.: Химия, 1982. 288 с.
2. Bear J., Bachmat Y. Introduction to Modeling of Transport Phenomena in Porous Media. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1991.
3. Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 208 с.
4. Буевич Ю.А., Корнеев Ю.А. Эффективная теплопроводность дисперсной среды при малых числах Пекле // ИФЖ. 1976. Т. 31, № 4. С. 607-612.
5. Гува А.Я. Краткий теплофизический справочник. Новосибирск: Сибвузиздат, 2002. 300 с.

ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД С ПЕРЕМЕННОЙ ДИАГОНАЛЬНОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ РАЗНОСТНЫХ УРАВНЕНИЙ

Зверев В.Г.

Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36; E-mail: zverev@niipmm.tsu.ru

Рассматривается новый итерационный метод для решения разностных уравнений, возникающих при дискретизации многомерных уравнений математической физики эллиптического и параболического типа. Его отличительной особенностью являются сохранение скалярной технологии метода переменных направлений, неявный учет влияния неизвестных со всех сеточных направлений, применение переменной компенсации диагонального вида для уменьшения нормы итерируемого выражения. Расчетами показана высокая эффективность метода, особенно на подробных сетках.

Неявная форма представления разностных аналогов многомерных эллиптических и параболических уравнений математической физики приводит к необходимости решения системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) высокого порядка, имеющей ленточную структуру и разреженный вид [1–3]. Несмотря на стремительный рост вычислительных возможностей, ее решение является наиболее трудоемким этапом при численном анализе прикладной задачи. Поэтому разработка экономичных и эффективных алгоритмов решения СЛАУ является одной из фундаментальных проблем современной вычислительной математики. Данная работа является продолжением цикла исследований [4–7] по развитию вычислительных технологий решения СЛАУ, опирающихся на методологию обширного класса методов переменных направлений.

Опыт практического применения предложенного в [4] модифицированного полинейного метода показывает, что использование диагональной компенсации позволяет заметно уменьшить число итераций. В наибольшей степени это проявляется при оптимальном значении итерационного параметра, однако его определение представляет собой самостоятельную задачу [2]. Предпринятые в [7] первые попытки применения переменного параметра компенсации показали резкое повышение эффективности итерационного метода. Цель настоящей работы – расширение диапазона значений итерационного параметра компенсации и апробация полученных на его основе численных результатов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.

Рассмотрим обобщенное дифференциальное уравнение конвекции-диффузии в стационарной постановке в двумерной прямоугольной области $G(x, y)$

$$\frac{\partial \rho u \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \rho v \Phi}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y}\right) + S_P \Phi + S_C \quad (1)$$

с краевыми условиями общего вида на границе G_k

$$q_{1k} \frac{\partial \Phi}{\partial n} + q_{2k} \Phi = q_{3k}. \quad (2)$$

Здесь n – нормаль к G_k; Φ – искомая функция; x, y – координаты; ρ – плотность среды; (u, v) – поле скорости; S_P, S_C – источники; Γ, S_P, S_C, q – кусочно-непрерывные функции (x, y), причем $\Gamma > 0$, $S_P < 0$. Уравнение (1) представляет собой дифференциальную форму закона сохранения переменной Φ и широко применяется при решении задач конвективного теплообмена.

Введем на $G(x, y)$ расчетную сетку $\omega(x_i, y_j)$. Среди многообразия разностных аналогов уравнения (1) на пятиточечном шаблоне выделим те, которые точно выполняют интегральный закон сохранения и следуют по методу конечного объёма [3, 8] (здесь и далее используются обозначения [8]):

$$a_P \Phi_{i,j} - a_E \Phi_{i+1,j} - a_W \Phi_{i-1,j} - a_N \Phi_{i,j+1} - a_S \Phi_{i,j-1} = b,$$
$$a_P \geq a_E + a_W + a_N + a_S, \qquad i = \overline{1,m}, \quad j = \overline{1,n}, \quad (3)$$

причем на границах G_k

$$a_E = a_W = 0, \qquad a_N = a_S = 0,$$

что соответствует учету краевых условий (2). Здесь a_E, a_W, a_N, a_S, a_P (>0), b – коэффициенты, определяющие конкретный вид разностной схемы, их нижние индексы (i, j) для краткости опустим. Выражения для этих величин приводятся, например, в [3, 8]. Совокупность уравнений (3) для всех узлов сетки образует СЛАУ с пятидиагональной положительно определенной и монотонной матрицей [2, 3].

ОПИСАНИЕ ИТЕРАЦИОННОГО МЕТОДА

Определим рекуррентную связь между сеточными неизвестными в i- и j- направлениях

$$\Phi_{i,j+1} = \xi_{i,j} \Phi_{i,j} + \eta_{i,j}, \qquad \Phi_{i+1,j} = \gamma_{i,j} \Phi_{i,j} + d_{i,j}, \quad (4)$$

где (γ, d) и (ξ, η) – искомые коэффициенты. Последовательно подставляя (4) в (3), получим двухэтапный алгоритм [4, 5] решения СЛАУ:

$$-a_W \Phi_{i-1,j}^{k+1/2} + (a_P - a_N \xi_{i,j}^{k}) \Phi_{i,j}^{k+1/2} - a_E \Phi_{i+1,j}^{k+1/2} = a_S \Phi_{i,j-1}^{k+1/2} + (a_N \eta_{i,j}^{k} + b), \quad (5)$$

$$-a_S \Phi_{i,j-1}^{k+1} + (a_P - a_E \gamma_{i,j}^{k+1/2}) \Phi_{i,j}^{k+1} - a_N \Phi_{i,j+1}^{k+1} = a_W \Phi_{i-1,j}^{k+1} + (a_E d_{i,j}^{k+1/2} + b). \quad (6)$$

Верхние индексы k, $k+1/2$, $k+1$ относятся к предыдущей, первому и второму этапам текущей итерации. Реализация алгоритма (5), (6) требует предварительного определения рекуррентных коэффициентов (ξ, η) и (γ, d). Заметим, что уравнения (5), (6) являются следствием системы (3), поэтому точность определения функции Φ всецело зависит от точности определения рекуррентных коэффициентов.

Используем для этой цели уравнение (3), внеся в обе его части переменную компенсацию диагональ-

ного вида. Такой подход применяется, в частности, в методах неполной факторизации Н.И. Булеева [2, 9]. Рассматривая j- направление, получим

$$-a_S\Phi_{i,j-1}+[a_P-\theta_{i,j}(a_W+a_E)]\Phi_{i,j}-a_N\Phi_{i,j+1}= \quad (7)$$
$$=b+F(\Phi,\theta),$$

$$F(\Phi,\theta)=a_W\Phi_{i-1,j}+a_E\Phi_{i+1,j}-\theta_{i,j}(a_E+a_W)\Phi_{i,j}.$$

Выбором итерационного параметра компенсации $\theta_{i,j}$ потребуем, чтобы итерируемое выражение $F(\Phi, 0)$ равнялось нулю на любом приближении для сеточной функции Ф. В результате получим

$$\theta_{EW}^{calc}=\frac{a_E\Phi_{i+1,j}+a_W\Phi_{i-1,j}}{(a_E+a_W)\Phi_{i,j}}, \quad (8)$$

где индекс *calc* отвечает расчётному значению, *EW*– используемым узлам шаблона. В [7] значения θ ограничивались промежутком [0, 1]. Расширим этот диапазон на отрицательную область. В результате получим следующую формулу для вычисления $\theta_{i,j}$:

$$\theta_{i,j}=\min(\theta_{EW}^{calc},1). \quad (9)$$

Левая часть (7) представляет собой трёхточечное разностное уравнение, поэтому формулы левой прогонки [1] позволяют легко получить искомые коэффициенты рекуррентной связи (ξ, η). Аналогичным образом определяются необходимые коэффициенты (γ, *d*) в *i*- сеточном направлении.

СХЕМА РЕАЛИЗАЦИИ АЛГОРИТМА. На первом этапе при известном поле Φ^k, используя формулу (9) для расчёта $\theta_{i,j}$, из уравнений (7) находим коэффициенты $(\xi, \eta)_{i,j}$. Решая далее методом прогонки уравнения (5) для всех линий по индексу *j*, получим поле $\Phi^{k+1/2}$. На втором этапе, используя полученные значения $\Phi^{k+1/2}$, аналогичным образом вычисляем рекуррентные коэффициенты (γ, *d*), решая далее уравнения (6) для всех линий по индексу *i*, получим поле Φ^{k+1}. Указанная последовательность действий составляет одну итерацию алгоритма.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ. Оценка практической скорости сходимости и эффективности итерационного метода решения СЛАУ проводилась на задаче Дирихле для уравнения Пуассона в единичном квадрате [1]:

$$\frac{\partial}{\partial x}(a_1\frac{\partial\Phi}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(a_2\frac{\partial\Phi}{\partial y})=-\varphi,\ (x,y)\in[0,1],\ \Phi_{G_h}=0,$$
$$a_1=1+C[(x-0{,}5)^2+(y-0{,}5)^2],$$
$$a_2=1+C[0{,}5-(x-0{,}5)^2-(y-0{,}5)^2], \quad (10)$$
$$c_1=1\le a_1,\ a_2\le c_2=1+0{,}5C,\qquad C=\text{const}.$$

Решением уравнения (10) является пробная функция $\Phi(x, y) = x(1–x)y(1–y)$. Для аппроксимации использовалась обычная пятиточечная схема [1] на равномерной сетке $\omega=\{(x_i, y_j)=(ih, jh), 0\le i, j\le N, h=1/N\}$, начальное приближение полагалось равным $\Phi^0=1$.

В таблице приведены данные по числу итераций, необходимых для уменьшения начальной ошибки в 10^4 раз на различных сетках. Обозначения ПМ, МПМ, ПМПК относятся к исходному [8], модифицированному полинейному методу с постоянной [4, 5] и переменной диагональной компенсацией [7], соответственно. SIP соответствует сильно неявному методу Стоуна [10] и приведен для сравнения.

Анализ таблицы показывает, что рассмотренный в данной работе итерационный метод (последняя колонка) слабо зависит от отношения коэффициентов c_2/c_1 и, самое главное, от размерности сетки. Это делает эффективным его применение на подробных сетках, обеспечивая до двух порядков уменьшения числа итераций по сравнению с исходным вариантом метода переменных направлений [8]. Использование в (7) отрицательных значений итерационного параметра компенсации $\theta_{i,j}$ усиливает диагональное преобладание матрицы коэффициентов и, несмотря на некоторое замедление скорости сходимости, повышает устойчивость итерационного алгоритма.

*N*x*N*	c_2/c_1	SIP [10]	ПМ [8]	МПМ [4, 5]		ПМПК
				θ =0	θ =1	$\theta_{i,j}$
32x32	2	132	222	120	16	2
	32	81	127	71	11	3
	512	73	114	64	11	3
64x64	2	523	880	476	32	2
	32	320	497	279	22	3
	512	289	448	251	21	4
128x128	2	2085	3511	1895	66	3
	32	1274	1978	1108	45	4
	512	1148	1781	997	43	4

Таким образом, полученные в работе результаты свидетельствуют о перспективности применения переменной диагональной компенсации при итерационном решении системы разностных уравнений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978.
2. Ильин В.П. Методы неполной факторизации для решения алгебраических систем. М.: Физматгиз, 1995.
3. Ильин В.П. Методы конечных разностей и конечных объёмов для эллиптических уравнений. Новосибирск: Изд-во Ин-та математики, 2000.
4. Зверев В.Г. //Ж. вычисл. матем. и матем. физики. 1998. Т. 38, № 9. С. 1553-1562.
5. Зверев В.Г. //Вычислительные технологии. 1999. Т. 4, № 1. С. 55-65.
6. Зверев В.Г. //Ж. вычисл. матем. и матем. физики. 2000. Т. 40, № 4. С. 590-597.
7. Зверев В.Г. //Международная конференция по математике и механике: Избранные доклады. Томск: Изд-во ТГУ, 2003. С. 110-118.
8. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.
9. Булеев Н.И. Пространственная модель турбулентного обмена. М.: Наука, 1989.
10. Stone H.L. Iterative solution of implicit approximation of multidimensional partial differential equations //SIAM J. Numer. Analys. 1968. Vol. 5. P. 530-538.

ДВУМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В КАНАЛАХ ИМПУЛЬСНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ МГД-ГЕНЕРАТОРОВ

Еремин И.В., Тырышкин И.М.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529488; E-mail: gla@niipmm.tsu.ru

При расчёте вольт-амперных характеристик в проектируемых импульсных МГД-генераторов необходимо уметь определять параметры электрического поля ($\vec{E}$) и плотности тока во всей области МГД-канала [1].

Для этой цели используют трёхмерную модель электродинамики или упрощенную квазитрёхмерную модель. Для их численной реализации широко применяют конечно-разностные методы [2] и метод конечных (или граничных) элементов [3].

В последнее время для численного решения широкого ряда задач используется метод конечных объёмов [4–5]. Метод основан на представлении системы уравнений в интегральной форме. Область решения делится на элементарные объемы, в пределах которых проводится интегрирование уравнения. Такая процедура позволяет учитывать сложную конфигурацию области. Кроме того, метод обладает свойством консервативности.

В данной работе на основе метода конечных объёмов численно исследуется распределение электрических полей и токов в газодинамическом тракте импульсного МГД-генератора, имеющего линейно расширяющуюся часть с квадратным поперечным сечением. Расчётная область изображена на рис. 1.

При постановке задачи были приняты следующие предположения. Тот факт, что времена газодинамических и тепловых процессов существенно превышают времена электродинамических процессов, позволяет считать последние квазистационарными. Таким образом, задачу определения электрических полей и токов можно решать отдельно в каждый момент времени, считая известными из решения газодинамической задачи распределения всех газодинамических параметров.

Плотность тока и распределение электрического поля в канале описываются уравнениями Максвелла (1) и обобщенным законом Ома (2) [6]:

$$\mathrm{div}\vec{j} = 0, \quad \mathrm{rot}\,\vec{E} = 0, \tag{1}$$

$$\vec{j} + \mu_e\left(\vec{j}\times\vec{B}\right) = \sigma\left(\vec{E} + \vec{V}\times\vec{B}\right), \tag{2}$$

$$\sigma = \sigma^*\left[\frac{T}{T^*}\right]^{\frac{3}{4}}\left[\frac{p^*}{p}\right]^{\frac{1}{2}}\exp\left(-\frac{I_s}{2T^*}\left(\frac{T^*}{T}-1\right)\right),$$

$$\mu_e = \mu_e^*\left[\frac{T}{T^*}\right]^{\frac{1}{2}}\frac{p^*}{p}, \quad p = \rho RT.$$

В системе уравнений обозначения общепринятые. Внешнее магнитное поле на участках до и после электрода отсутствует полностью, а на электродном участке (не секционированном и секционированном) постоянно и имеет вид $\vec{B} = (0,0,B_z)$, $\vec{V}(U,V)$ – вектор скорости. Для замыкания системы уравнений используются соотношения Саха [6], из которых определяются σ и μ_e – проводимость и подвижность электронов соответственно, а также уравнение состояния идеального газа. В уравнения Саха входят σ^*, μ_e^*, T^*, p^* – опорные параметры и I_s – потенциал ионизации, определяемые экспериментально

Путем введения потенциала электрического поля $\vec{E} = -\mathrm{grad}\,\varphi$ уравнение (2) сводится к уравнению Пуассона (3), которое решается итерационно. На каждой итерации используется метод переменных направлений

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} = -\frac{1}{S}\frac{\partial\varphi}{\partial x}\left[\frac{\partial S}{\partial x}+\frac{\partial(S\beta)}{\partial y}\right]-\frac{1}{S}\frac{\partial\varphi}{\partial y}\left[\frac{\partial S}{\partial y}-\frac{\partial(S\beta)}{\partial x}\right]+ \tag{3}$$
$$+\frac{1}{S}\frac{\partial}{\partial x}\left[SVB_z+S\beta UB_z\right]+\frac{1}{S}\frac{\partial}{\partial y}\left[S\beta VB_z-SUB_z\right],$$

где $S = \dfrac{\sigma}{1+\beta^2}$, $\beta = \mu_e B_z$ – параметр Холла.

В данной работе продольная скорость U определялась из квазиодномерных расчётов, а радиальная составляющая скорости V – линейной интерполяцией между значениями на оси и на стенке МГД-канала.

Для решения данного эллиптического уравнения необходимо задание граничных условий на всех границах области (4). На электродных стенках задается значение потенциала, на изоляторных стенках полагается равенство нулю нормальной составляющей вектора плотности тока, а на входе в канал и выходе из него задаются мягкие граничные условия (производные по нормали от потенциала полагаются равными нулю):

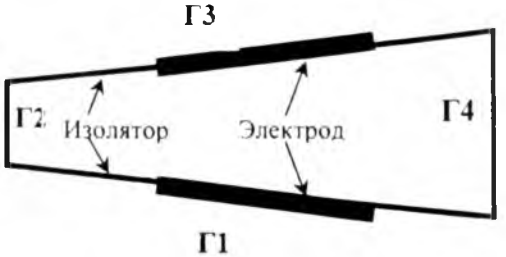
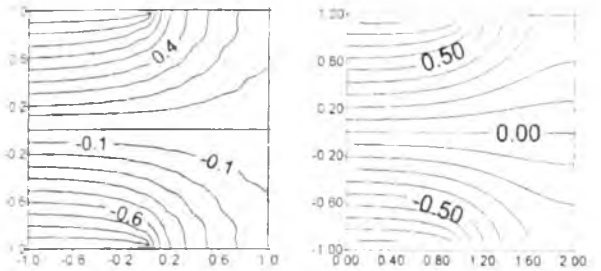


Рис. 1. Расчётная область

$$\varphi|_{\Gamma 1\,ЭЛ} = \varphi^-,\ \varphi|_{\Gamma 3\,ЭЛ} = \varphi^+,$$
$$j_n|_{\Gamma 1 ИЗ} = j_n|_{\Gamma 3\,ИЗ} = 0, \qquad (4)$$
$$\frac{\partial\varphi}{\partial n}\Big|_{\Gamma 2} = \frac{\partial\varphi}{\partial n}\Big|_{\Gamma 4} = 0,$$

здесь Г1, Г2, Г3, Г4 – границы области (рис. 1).

В рамках предложенного метода расчета электродинамических параметров потока в канале МГД-генератора были разработаны алгоритм и программа расчета. Для оценки их работоспособности было проведено сравнение с аналитическим решением (рис. 2) и проведена серия расчетов на сеточную сходимость на вложенных сетках 31×11, 61×21 и 121×41, которые показали хорошее качественное совпадение результатов (рис. 3).



а) аналитическое б) численное

Рис. 2. Аналитическое и численное решение

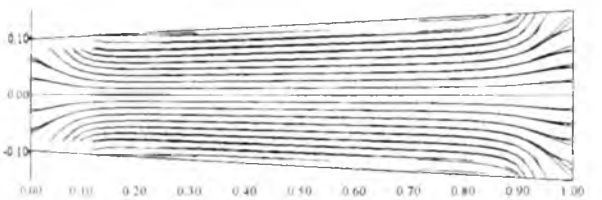


Рис. 3. Изолинии потенциала в фарадеевском канале, исследование на сеточную сходимость

В рамках предложенного метода проведены параметрические расчеты для МГД-каналов со сплошными (рис. 4, 5) и секционированными (рис. 6, 7) электродами. При проведении расчетов общая длина МГД-канала была принята за единицу, ширина изоляторов до и после электродной части равна 0,15. Для наглядности на рис. 6,7 приведены расчеты для 5 электродных секций, хотя алгоритм расчета и его численная реализация позволяют рассчитывать МГД-каналы с секционированными электродами с достаточно произвольным числом электродных секций.

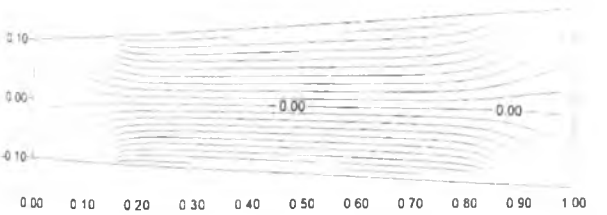


Рис. 4. Изолинии потенциала в фарадеевском канале со сплошными электродами, B=2 Тл

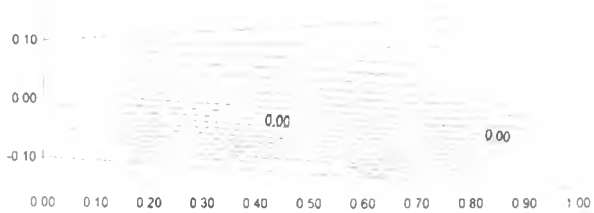


Рис. 5. Изолинии потенциала в фарадеевском канале со сплошными электродами, B=4 Тл

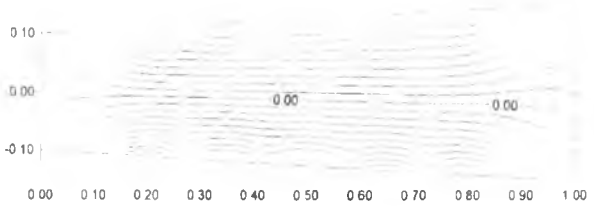


Рис. 6. Изолинии потенциала в фарадеевском канале с секционированными электродами, B=2 Тл

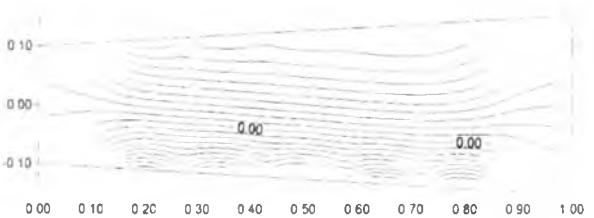


Рис. 7. Изолинии потенциала в фарадеевском канале с секционированными электродами, B=4 Тл

На рис. 5,7 хорошо видно, что изолинии потенциала с ростом магнитного поля $\bar{B}$ смещаются вниз.

Таким образом, метод конечных объёмов позволяет успешно решать задачу расчёта электрических полей и токов. В дальнейшем планируется его применение для решения этой задачи в трёхмерной постановке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ватажин А.Б., Любимов Г.А., Регирер С.А. Магнитогидродинамические течения в каналах. М.: Наука, 1970. 394 с.
2. Головизин В.М., Лунин А.Л., Панченко В.П., Чуданов В.В. Численное моделирование электрических полей и токов в каналах кондукционных МГД-генераторов. М.: ИАЭ, 1990. 15 с.
3. Бутов В.Г., Макаренко К.В., Якутенок В.А. Расчёт электрических полей и токов в импульсном МГД-генраторе методом граничных элементов //Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Доклады конференции. Томск, 1998. С. 139-140.
4. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей: В 2т. М.: Мир, 1991.
5. Ильин В.П. Метод конечных разностей и конечных объёмов для эллиптических уравнений. Новосибирск: Изд-во Ин-та математики, 2000. 345 с.
6. Бреев В.В., Губарев А.В., Панченко В.П. Сверхзвуковые МГД-генераторы. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.

МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ МНОГОФАЗНОЙ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ В ПРИЗАБОЙНОЙ ЗОНЕ СКВАЖИН

Квеско Б.Б., Кувшинов М.Н.

Томский политехнический университет
634034 г. Томск, пр.Ленина, 30,
тел/факс (3822) 423954
E-mail: kveskobb@ngf.tomsk.ru

В настоящее время эксплуатация нефтяных скважин зачастую ведется при градиентах давления порядка сотен атмосфер. При данных условиях неизбежны процессы разгазирования нефти (выделения из нефти легких фракций в виде газовых пузырей) и разрушения пород-коллекторов. Указанные факторы ведут к понижению добычи нефти и работе скважинного оборудования в экстремальных условиях, что приводит к их быстрому выходу из строя. Процесс разгазирования приводит к изменению гидродинамического режима течения нефти, т.к. двухфазное, а зачастую трехфазное течение (из-за наличия в нефти воды), имеет свои особенности. Процесс разрушения коллекторов связан с образованием песчаных отложений, которые или выносятся на поверхность, забивая при этом насосы, или образуют песчаные пробки, что приводит к падению продуктивности скважины.

Таким образом в реальных условиях имеет место совместное течение нефти, воды, газовой и твердой фаз. Исследование таких течений в настоящее время слабо изучено. Экспериментальное их исследование представляет значительные сложности и для больших перепадов давления (порядка десятков, а иногда сотен атмосфер на метр) не представляется возможным. В данных условиях очевидна роль математического (компьютерного) моделирования.

Большинство работ в данном направлении основывается на интегральных (инженерных) подходах, которые до настоящего времени являются основными при проектировании систем разработки и определения добывных характеристик скважин.

В последние годы для решения этой проблемы начинают широко применять математическое моделирование на основе усложнённых физико-математических моделей, с учётом реальных расчётных геометрий. Это известные продукты зарубежных фирм («Schlumberger», «Landmark» и др) и ряда отечественных. В то же время ни один из существующих программных комплексов не учитывает разрушение горных пород в окрестности добывающей скважины и совместное течение разгазированной нефти и взвешенных в ней частиц горной породы.

В работе предлагается нестационарная многофазная гидродинамическая модель изменения состояния призабойной зоны нефтяных скважин в условиях изменяющейся структуры горных пород-коллекторов и разгазирования нефти, а также влияния на данное течение взвешенных твердых частиц [1].

С точки зрения гидродинамики всю область можно разбить на три основные подобласти.

Первая подобласть является свободной полостью и расположена в околоскважинном пространстве между обсадной колонной и обрушенными породами. Вторая подобласть представляет собой пористую среду разрушенных слабоуплотненных пород, а третья – область недеформированной породы.

Исходная система уравнений включает:

- уравнения неразрывности:
  - флюида (сплошной фазы: вода, нефть, газ)

$$\frac{\partial}{\partial t} ms_j \rho_j + \operatorname{div} ms_j \rho_j u_j = ms_j J_{ij}; \qquad (1)$$

  - твердой, движущейся фазы (вводится в расчет только при $\sigma_{эф} \geq \sigma_{пр}$, т.е. при разрушенной горной породе)

$$\frac{\partial}{\partial t}(1-m)c_к + \operatorname{div}(1-m)c_к u_к = 0; \qquad (2)$$

- уравнения движения:
  - флюида

$$\frac{\partial}{\partial t} ms_j \rho_j u_j + \operatorname{div} ms_j \rho_j \vec{u}_j^2 = -ms_j \operatorname{grad} p + \\ + \operatorname{div} ms_j \vec{\tau}_j + ms_j \rho_j \vec{g} + ms_j J_{ij}\left(u_{ij} - u_j\right) + R'_{ik} + R_{ij}; \qquad (3)$$

  - твердой, движущейся фазы

$$\frac{\partial}{\partial t}(1-m)c_к u_к + \operatorname{div}(1-m)c_к \vec{u}_к^2 = \\ = -(1-m)\frac{c_к}{\rho_к}\operatorname{grad} p + \frac{1}{\rho_к}\operatorname{div}(1-m)c_r \vec{\tau}_r + \\ + (1-m)c_к \rho_к \vec{g} - R'_{ij}; \qquad (4)$$

- уравнения энергии:
  - флюида

$$\frac{\partial}{\partial t} ms_j c_{pj} T_j + \operatorname{div} ms_j T_j \vec{u}_j = \sum_{j=1}^{N} J_{ji}\left(u_{ij} - u_j\right) - \\ - \lambda_j \operatorname{grad} T_j + \frac{ms_j p}{\rho_j}\frac{d}{dt}\rho_j + \sum_{i=1}^{N} Q_{ji} + Q_{cj} + \\ + \tau_j \operatorname{div} u_j + \sum_{к=1}^{I}\left[R'_{jk}\left(u_к - u_j\right)\right] + \\ \sum_{i=1}^{N}\left[R_{ij}\left(u_i - u_j\right) + J_{ij}\left(u_{ji} - u_j\right)^2/2\right]; \qquad (5)$$

  - твердой, движущейся фазы

$$T = T_0 = const. \qquad (6)$$

В области недеформируемой породы необходимо определить распределение эффективных напряжений в горной породе. Для этого используем соотношение:

$p_{гидр} = \sigma_{эф} + p$, $\sigma_{эф} = (1-m)(\sigma - p)$.

Здесь: $J_{ij} = J_{ji}$ – интенсивность фазовых превращений в единице объема и в единицу времени; m – концентрация непрерывной фазы (флюида); s_j – насыщеность j-й фазы флюида; $c_к$ – насыщенность $к$-й фракции твердой фазы; ρ – плотность; u – скорость фильтрации (среднерасходная скорость); p – давление в непрерывной фазе; τ_{ij} – тензор вязких напряжений флюида; $\tau_к$ – тензор напряжений твердой фазы; $R_{jк}$ – суммарная сила трения флюид – твердая фаза; R_{ji} – сила трения газ – жидкость; T – температура; c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; λ – коэффициент теплопроводности; σ – истинное напряжение в скелете пористой среды.

Реализацию данной модели предполагается проводить на основе трехмерного численного алгоритма, основанного на методе конечных объемов с использованием подхода Патанкара и пригодного для расчета произвольных криволинейных расчетных областей. Важно отметить, что алгоритм позволяет осуществлять расчеты на неортогональных сетках.

Система уравнений, описывающая изучаемое несжимаемое трёхмерное течение, является эллиптической. Для численной реализации таких систем к настоящему времени разработано много методов. Можно отметить MAC метод и его различные модификации, методы искусственной сжимаемости, полностью неявные методы, методы конечных (или граничных) элементов и другие.

В работе предполагается использовать итерационный метод SIMPLE (Semi – Implicit Method for Pressure – Linhid Educations – полунеявный метод для связывающих давление уравнений), предложенный в работе [2] и подробно изложенный для случая декартовых координат в работе [3]. Выбор этого метода связан с тем, что на его основе (или его модификаций SIMPLEC, SIMPLER и т. д.) успешно решён широкий класс прикладных задач, в том числе и в трёхмерной постановке [4, 5].

Дискретизация дифференциальных уравнений в этом методе осуществляется на основе метода конечных объёмов на разнесённых (смещённых) сетках. Для численной реализации используется специальная итерационная процедура с применением метода установления. Суть одной итерации заключается в следующем.

С заданным начальным полем значений давления интегрируются уравнения движения и рассчитываются приближенные значения компонент скорости. Используя их, определяются поправки к полю давления. С помощью этих поправок уточняются значения давления и рассчитываются поправки к компонентам скорости. Эти поправки позволяют рассчитать компоненты скорости на новом временном слое. А затем процесс итераций повторяется до сходимости с требуемой точностью.

В работе метод SIMPLE предполагается реализовать на разнесённой трёхмерной сетке в неортогональных обобщённых координатах. На такой сетке различные уравнения используют свои контрольные объёмы. Эти контрольные объёмы формируются вокруг узловой точки, связанной с конкретной неизвестной величиной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 2. М.: Наука, 1987. 359 с.
2. Patankar S.V., Spalding D.B. A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. Vol. 15. p. 1787-1806.
3. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
4. Syee W., Draaten M.E. Three-dimensional analysis of the flow in a curved hydraulic turbine draft tube // Int. J. for Numerical Methods in Fluids. 1986. vol. 6. p. 861-882.
5. Беляев К.В., Никулин Д.А., Стрелец М.Х. Моделирование трёхмерных процессов вентиляции на основе уравнений Рейнольдса // Математическое моделирование. 1998. Т. 10, № 12. С. 71-85.

ОСАЖДЕНИЕ К-ФАЗЫ В ПРЕДСОПЛОВОМ ОБЪЕМЕ ДУ

Нариманов Р.К.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (832-2) 529-734; e-mail: rin@ftf.tsu.ru

Для численного исследования инерционного осаждения жидких частиц конденсированной фазы в предсопловой области сложной формы двигательной установки, позволяющего получить характеристики накопления к-фазы при воздействии на двухфазный поток произвольно направленных перегрузок, использовалось допущение о возможности использования квазистационарной постановки задачи о движении двухфазной смеси, несжимаемости газовой фазы и отсутствии обратного влияния частиц на газ, что позволяет проводить расчет характеристик осаждения частиц на внутренние поверхности области течения в рассчитанном заранее поле течения газа.

Массы всех частиц или агломератов, траектории которых вышли на поверхность камеры сгорания, считаются выпавшими, и вычисляется их суммарная масса. Таким образом, в данной методике рассматривается только инерционный механизм накопления остатков конденсированных продуктов сгорания.

В расчетах принимался закон горения, определяющий время горения частицы $t_v = D_0^n / k$, где D_0 - начальный диаметр частицы; k - коэффициент горения; n - известный параметр. Изменение диаметра частицы со временем определяется согласно

$$D = D_0(1 - t / t_v)^{1/n}.$$

Проведены исследования влияния размеров частиц, перегрузок ускорения и величины угла поворота сопла на количество выпавших остатков. На рис. 1–3 приведены поля течения газа и траектории движения агломератов в плоскости симметрии (полярный угол φ=0). Обрыв линии траектории показывает момент сгорания частицы металла.

Учет горения агломератов показывает, что они сгорают на расстоянии десятков миллиметров от поверхности топлива с образованием мелких частиц окислов, которые уносятся потоком газа. Как видно из рис. 1, агломераты с начальными радиусами до 150 мкм практически полностью успевают сгорать, не долетев до поверхности утопленного сопла. Если в потоке находятся более крупные агломераты, то происходит их осаждение на профиль, но их массовая доля относительно всего конденсата очень мала. Согласно расчетам, основной вклад в массу выпавшего металла и окислов вносят только агломераты, входящие в поток вблизи глухого конца утопленной части сопла и имеющие начальный радиус не менее 150мкм.

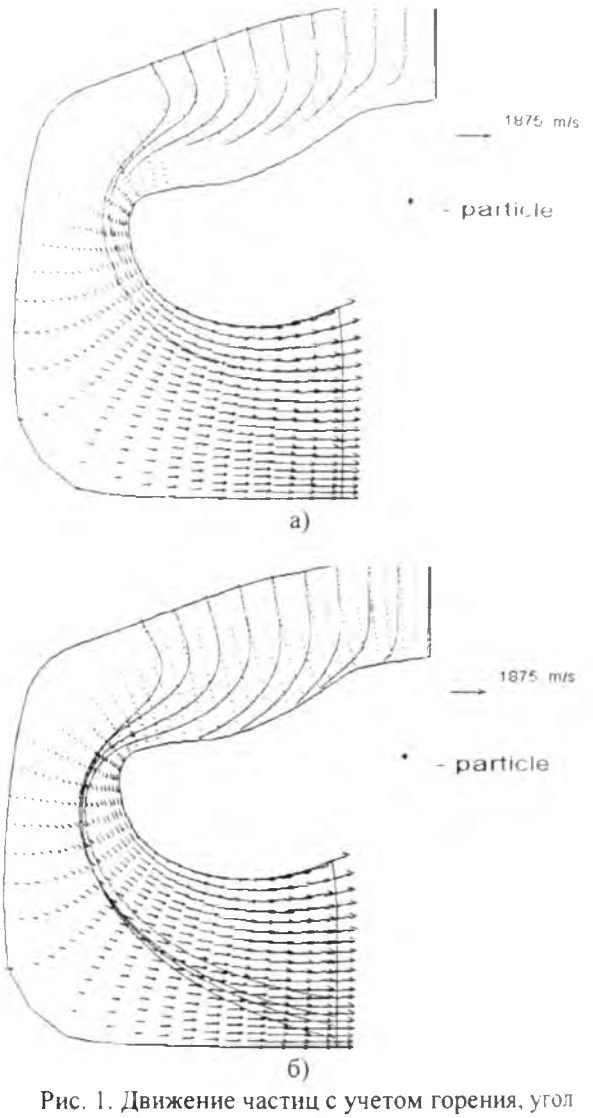
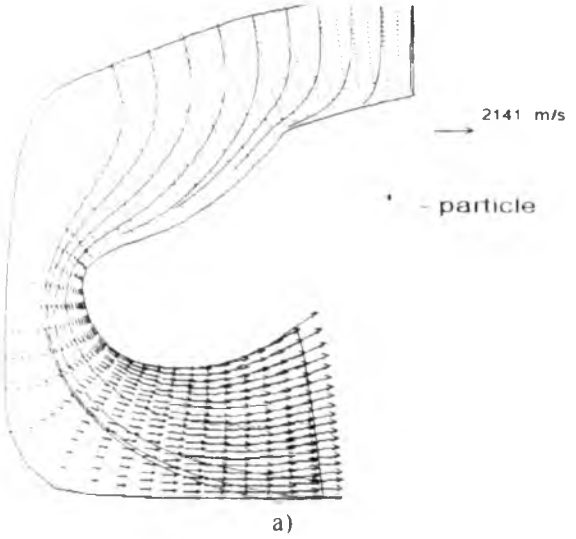


Рис. 1. Движение частиц с учетом горения, угол поворота 0^0: а – 100 мкм; б – 150 мкм, ускорение отсутствует

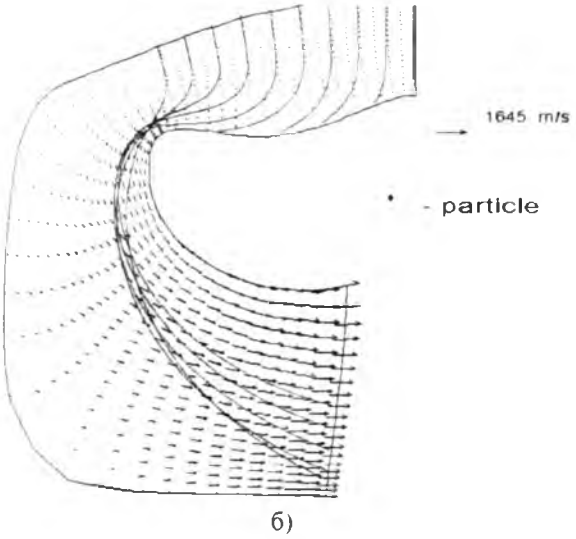
Проведено исследование влияния угла поворота соплового блока на расход осаждения К-фазы на утопленную часть сопла. На рис.2 показаны траектории горящих агломератов при повороте сопла на углы 10^0 и -10^0 относительно оси двигателя. Как видно, поворот сопла на угол -10^0 вызывает усиленное натекание смеси на «носик» утопленной части сопла и увеличение оседания частиц.

На рис. 3 показаны траектории агломератов при наличии продольной (а) и поперечной (б) перегрузки величиной $a=5g$. Следует отметить, что влияние продольной перегрузки с газодинамической точки зрения относительно небольшое и практически не зависит от угла поворота. Изменение осаждения от

величины поперечной перегрузки более сильное, но в реальных условиях последние практически отсутствуют или имеют кратковременный характер.



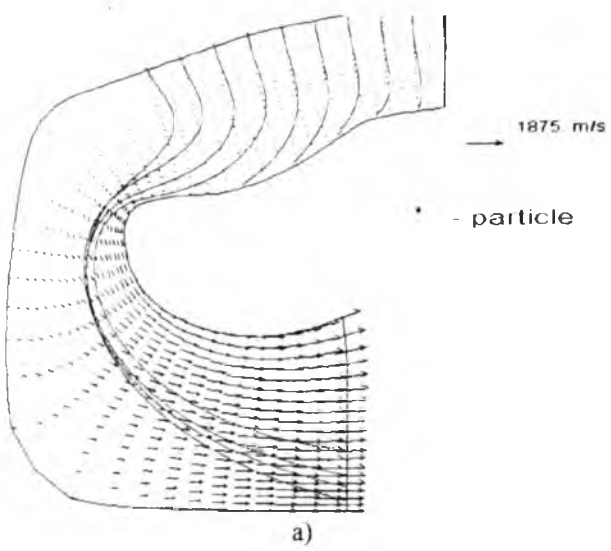
а)



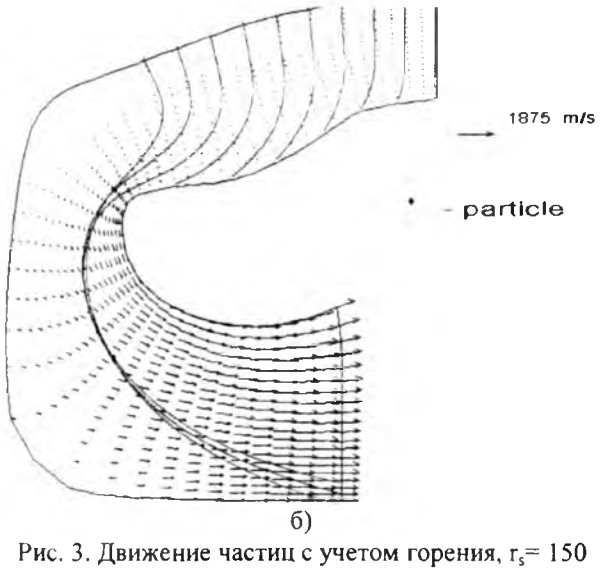
б)

Рис. 2. Движение частиц с учетом горения, r_s=150 мкм, угол поворота: а – 10^0; б – - 10^0, ускорение отсутствует

По мере выгорания топлива область свободного движения частиц над утопленной частью сопла увеличивается. Анализ траекторий движения частиц в этом случае показывает, что эффект инерционного выпадения частиц уменьшается, следовательно, можно сделать вывод, что основная масса остатков продуктов сгорания выпадает на стенки камеры в начальный период работы двигателя, что согласуется с выводами других исследователей.



а)



б)

Рис. 3. Движение частиц с учетом горения, r_s= 150 мкм, ускорение: а – a_x=5g; б – a_y= 5g

Анализ результатов показывает, что перспективные наполнители нового класса с более мелкими дисперсными составами окислителя и горючего будут приводить к улучшению энерготяговых характеристик двигателя.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЯЗКИХ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В МНОГОСВЯЗНЫХ ОБЛАСТЯХ СО ВДУВОМ

Нестеров Г.Н., Аксененко Д.Д.
Федеральный научно-производственный центр «Алтай»
659322, г. Бийск Алтайского края, ул. Социалистическая 1,
телетайп 233413 КЛЕН, факс (3854) 226620, тел. (3854) 304050
E-mail: root@ ontinpo.altai.su

В предыдущих исследованиях [1,2] рассматривалась задача аналитического и численного определения параметров течений в многосвязных областях (МО) со вдувом с некоторых участков границ области. Для МО со вдувом характерны поверхности раздела в поле течения – сепаратрисы, от которых поток растекается в противоположные стороны (рис. 1, S_1S_2 – сепаратриса).

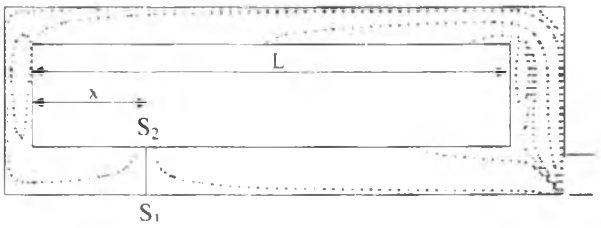


Рис. 1

Температура газа считалась постоянной. В реальных условиях температура вдуваемого газа T_e не равна температуре стенок T_w. Для учета неизотермичности течения численно решается система уравнений Навье-Стокса:

$$(\Delta,\Delta)\Psi=-\Omega;$$

$$\mathrm{Re}\cdot(W,\Delta)\Omega=(\Delta,\Delta)\Omega+n\cdot\frac{\partial\left(\frac{\Omega}{Y}\right)}{\partial Y};$$

$$\mathrm{Pe}\cdot(W,\Delta)\Theta=(\Delta,\Delta)\Theta+n\cdot\frac{\partial\Theta}{\partial Y},$$

где Re, Pe – числа Рейнольдса и Пекле; W – вектор скорости, имеющий компоненты u и v; $\Theta=(T-T_w)/(T_e-T_w)$ – температура газа; ∇ – оператор градиента; (W,∇) – скалярное произведение; $n=0.$ – плоское течение; $n=1.$ – осесимметричное течение; безразмерные величины обозначены прописными буквами, размерные – строчными;

$$(\Delta,\Delta)=\frac{\partial^2}{\partial Z^2}+\frac{\partial^2}{\partial Y^2},\quad \omega=\frac{\partial v}{\partial z}-\frac{\partial u}{\partial y},$$

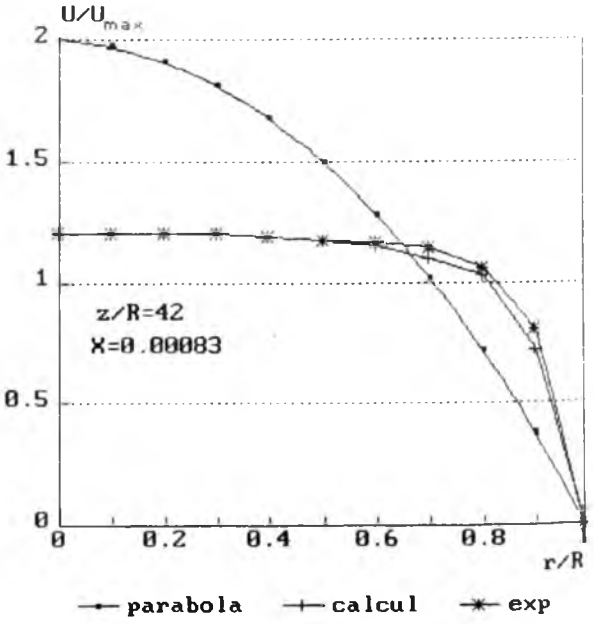
$$y^n\cdot\rho\cdot u=\frac{\partial\Psi}{\partial y},\quad y^n\cdot\rho\cdot v=-\frac{\partial\Psi}{\partial z},$$

ρ – плотность газа.

Для численного интегрирования системы используется метод и конечно-разностная схема, изложенные в работе [3].

При тестировании метода и конечно-разностной схемы рассматривается течение в трубе цилиндрического сечения на начальном гидродинамическом участке, где происходит стабилизация потока. Если во входном сечении трубы имеется некоторое произвольное распределение скорости, то по мере удаления от входа под действием сил вязкости профиль скорости стремится принять форму, соответствующую стабилизированному течению (параболический профиль). Последнее можно рассматривать как предельное состояние, в которое переходит течение на достаточном удалении от входа. Многие исследователи решали задачу о движении жидкости на начальном участке круглой трубы путем непосредственного аналитического интегрирования уравнения движения, вводя в него те или иные упрощения с целью линеаризации. Таким путем задача была впервые решена Буссинеском, результаты которого, уточненные Аткинсоном и Гольдштейном, хорошо согласуются с опытом на достаточном удалении от входа, но неточны вблизи входного сечения. Эта задача рассматривалась также Таргом, Лангхаром и другими. Их результаты более точно описывают изменение скорости по длине трубы. Экспериментальное определение профилей скорости на начальном участке круглой трубы проводили Никурадзе и Решотко [4].

Рис. 2



На рис. 2 показаны параболический профиль, соответствующий стабилизированному течению (parabola), экспериментальные данные (exp) и рассчитанный в данной работе профиль (calcul). Приняты обозначения: z – координата по длине трубы; r R – безразмерный радиус трубы; d - диаметр трубы; X=z/(Re$_d$ d). Число Re составляет ~2.5 10^4. Видно, что на расстоянии 21 калибра от входа в трубу при таких числах Re профиль скорости существенно отличается от параболического, а расчетная модель дает адекватные результаты по скорости потока.

В качестве еще одной тестирующей задачи рассматривается теплообмен при вязком течении в круглой трубе в случае постоянной температуры стенки. На рис. 3 для сравнения с результатами расчетов показаны экспериментальные данные, полученные Рубинштейном [4]. Экспериментальные данные отмечены маркером * .

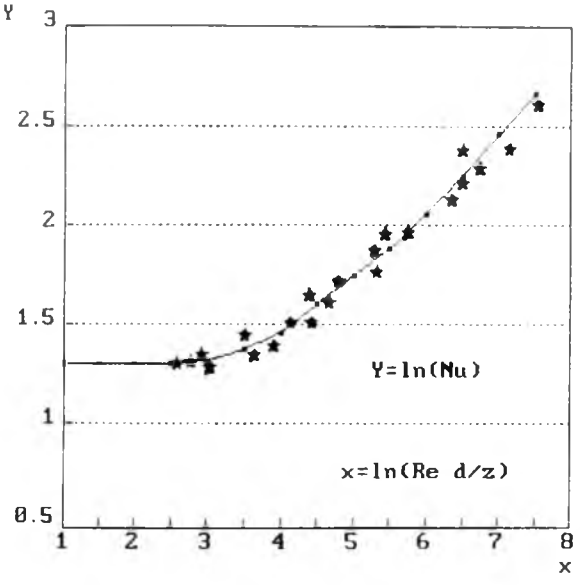


Рис. 3

Видно, что безразмерный коэффициент теплоотдачи – число Нусселья Nu максимально на входе в трубу, уменьшается по длине и на некотором удалении от входа x=ln(Re·d/z)~2.7 происходит стабилизация теплообмена. Расчетные значения, полученные в данной работе, показаны точками и соединены сплошной линией. Отличие опытных и расчетных значений находится в пределах разбросов экспериментальных данных, что говорит об адекватности расчетной модели и удовлетворительном качестве результатов расчетов.

Полученные данные позволили применить метод и конечно-разностную схему для более сложных течений и установить характер влияния неизотермичности течения на положение сепаратрис в многосвязных областях со вдувом. При численном моделировании зависимость динамической вязкости от температуры учитывалась по формуле Сатерленда [5]

$$\mu = \frac{\mu_0 \cdot (273 + C) \cdot (T/273)^{1.5}}{T + C},$$

где μ_0 – вязкость при T_0 = 273 K, T - абсолютная температура, C = const = 117 (для воздуха).

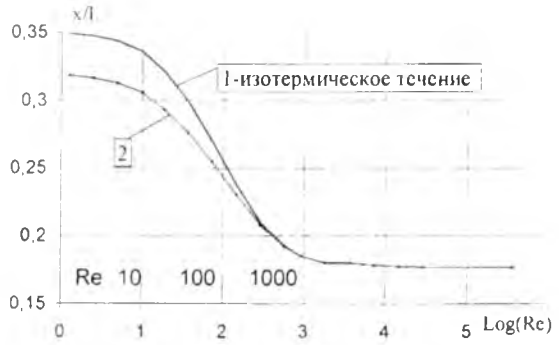


Рис. 4

На рис. 4 показаны зависимости положения сепаратрисы x/L для изотермического (кривая 1) и неизотермического (кривая 2) течений. Данные получены для двухсвязной области (рис. 1) при T_w/T_e =0.1. Из рис. 4 видно, что влияние неизотермичности на положение сепаратрис с ростом числа Рейнольдса (Re>300) практически исчезает. При малых значениях Re необходимо учитывать влияние поля температур на картину течения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нестеров Г.Н., Аксененко Д.Д. Расчет вязких течений в многосвязных областях // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики, Томск, 2002. С.241-242.

2. Нестеров Г.Н., Аксененко Д.Д. Результаты исследований вязких течений в многосвязных областях при вдуве газа с проницаемых границ// XXIII Рос. школа по проблемам науки и технологий. Миасс, 2003. С. 51-52

3. Госмен А.Д., Пан В.М., Ранчел А.К. и др. Численные методы исследования течений вязкой жидкости. М.: Мир, 1972. 324 с.

4. Петухов Б.С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М.: Высшая школа, 1972.415 с.

5. Гинзбург И.П. Аэрогазодинамика. М.: Высшая школа, 1966. 403 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ПРОЦЕССОВ УСРЕДНЕНИЯ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЫ

Рыжих Ю.Н., Шваб А.В.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (832-2) 410621; e-mail:jula@ftf.tsu.ru

Широкое использование процессов смешения и усреднения порошковых материалов на производстве при получении новейших материалов с заданными физическими свойствами привлекает всё большее внимание специалистов к теоретическому и экспериментальному исследованию механизма этих весьма сложных процессов. Трудность в определении полей скорости и концентрации гранулированной среды в пневматических аппаратах порошковой технологии, прежде всего, связана с большой сложностью учета влияния физико-механических свойств порошкового материала. В настоящее время при теоретическом описании процессов смешения и усреднения применяются главным образом подходы, основанные на методах механики сплошных сред, статистической механики и неравновесной термодинамики. Наиболее перспективными, несомненно, являются модели, построенные на основе методов механики сплошных сред, так как позволяют описать основные закономерности динамики сыпучей среды и выявить наиболее важные закономерности процессов смешения и усреднения. Кроме того, знание полей скорости и концентрации гранулированной среды позволяет объективно судить о локальном и интегральном коэффициенте неоднородности смеси в пространстве и времени, что, несомненно, может привести к существенному совершенствованию конструкций аппаратов порошковой технологии.

Рассмотрим динамику движения смеси гранулированных материалов и процесс её усреднения в плоском, вертикальном канале под действием сил тяжести (рис. 1). Интенсификация процесса смешения в рабочей камере обеспечивается наличием поперечных пластин, количество которых зависит от физико-механических свойств сыпучей среды и режимных геометрических параметров смесительного устройства. На входе смесительной камеры подается ключевой компонент (I) и основной (II) смеси (рис. 1). В процессе движения по каналу компоненты смеси перемешиваются, и на выходе получаем смесь заданной концентрации. В данной работе рассматривается процесс усреднения, поэтому будем полагать, что физико-механические свойства обеих компонент одинаковые.

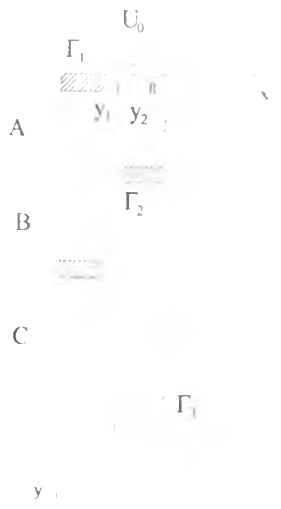


Рис. 1. Исследуемая область.

Для выбора модели динамики гранулированной среды учтём известные опытные данные, свидетельствующие о том, что такую среду можно рассматривать в виде плотного слоя. Последнее означает, что данный материал достиг такой объемной концентрации, при которой все соседние гранулы обязательно контактируют друг с другом. Далее предположим, что объем отдельной частицы ничтожно мал по сравнению с объемом сыпучего тела и что порозность движущейся сыпучей среды по объему слабо меняется, т.е. гранулированную среду можно считать практически несжимаемой. Эти допущения позволяют приближенно считать гранулированный материал сплошной несжимаемой средой. Тогда для описания движения гранулированного материала в качестве рабочей гипотезы можно использовать модель несжимаемой ньютоновской жидкости с учетом эффектов скольжения среды на твердых поверхностях [1]. Кроме того, учтём существование дополнительного сопротивления трения между соседними гранулами, которое вызывает локальное вихреобразование при наличии градиента скорости в зернистой среде. Этот механизм дополнительного сопротивления при динамике гранулированной среды напоминает механизм сопротивления при фильтрации жидкости через пористую среду. По аналогии можно, видимо, положить, что некоторая доля градиента давления расходуется на преодоление местных сопротивлений в потоке гранулированной среды. Положим, что эта доля градиента давления пропорциональна вектору скорости среды $\vec{V}$, аналогично закону Дарси, т.е. положим

$$\frac{1}{\rho}\nabla P = \gamma\vec{V}.$$

С учётом сказанного уравнение переноса импульса можно привести к виду

$$\frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + \left(\vec{V}\nabla\right)\vec{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nu\nabla^2\vec{V} - \gamma\vec{V}; \qquad (1)$$

$$div\vec{V} = 0.$$

Здесь γ – размерная величина. Анализ размерностей позволяет представить её в виде отношения, например, некоторого значения эффективного кинематического коэффициента вязкости сыпучей сре-

ды v_0 и параметра, имеющего размер квадрата длины δ (например, квадрат среднего эффективного размера гранул). Для оценки построенной модели примем в первом приближении наиболее простое условие γ=const, которое, как показывают численные расчёты, является хорошим приближением при динамике хорошо сыпучей гранулированной среды.

В соответствии с работой [1] условие скольжения гранулированной среды находится с помощью независимого эмпирического коэффициента β, значение которого определяет тангенциальную компоненту скорости на твёрдой стенке.

$$(u_s)_w \cdot \beta = \left(\frac{\partial u_s}{\partial n}\right)_w \cdot (1-\beta), \qquad (2)$$

где u_s – тангенциальная компонента скорости, индекс w соответствует значениям параметров на твердой стенке, величина n характеризует направление нормали к стенке. Значение β=0 соответствует условию полного скольжения среды на стенке, а β=1 – условию прилипания среды к стенке. Промежуточные значения коэффициента β соответствуют условию частичного скольжения гранулированной среды. Нормальная компонента скорости на стенке равна нулю в силу условия непроникновения жидкости через твёрдую поверхность.

Таким образом, предлагаемая модель динамики гранулированной среды представляет собой систему уравнений (1), которая содержит три эмпирические постоянные: ν, γ, β.

Решение уравнений (1) проводилось в переменных скорость – давление на разнесенной сетке с помощью метода физического расщепления по времени полей давления и скорости.

Для описания механизма усреднения гранулированных материалов используется уравнение конвективно-диффузионного переноса для концентрации ключевого компонента, которое можно представить в виде

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_x \frac{\partial C}{\partial x} + u_y \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{1}{Pe_d}\left[\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}\right], \qquad (3)$$

где Pe_d – диффузионное число Пекле, составленное с использованием масштабов длины, скорости и коэффициента диффузии, величина которого является дополнительной постоянной, согласующей опытные и расчётные данные. Безразмерный параметр диффузионного числа Пекле характеризует отношение интенсивностей конвективного и диффузионного переноса ключевого компонента в движущемся потоке.

Интегрирование нестационарного уравнения (3) осуществлялось на основе неявной схемы переменных направлений. Значения скоростей компонент смеси в уравнении (3) определялись из решения системы (1) установлением по времени. Рассчитанное поле концентраций ключевого компонента во всём объёме рабочей камеры в данный момент времени позволяет следить за процессом смешения ключевого и основного компонентов гранулированной среды и, следовательно, появляется возможность теоретически оценивать качество смешения или усреднения на основании расчёта локальных и интегральных коэффициентов неоднородности. В самом общем случае коэффициент неоднородности смеси в данный момент времени для всей рабочей камеры можно определить следующей формулой:

$$K = \frac{\sum_{i=0}^{N}\sum_{j=0}^{M}\sum_{k=0}^{L}(C_{i,j,k} - \overline{C})^2}{\overline{C}(1-\overline{C})}, \qquad (4)$$

где $\overline{C}$ – среднее значение концентрации ключевого компонента по всему объёму рабочей камеры, состоящей из $N \cdot M \cdot L$ элементарных, локальных объёмов, в каждом из которых концентрация ключевого компонента определяется значением $C_{i,j,k}$.

Значение K может изменяться в пределах от K=0 до K=1, причём значение K=0 соответствует полному смешиванию, а K=1 – отсутствию какого либо процесса смешивания.

В рассматриваемом случае двумерной задачи и при непрерывной подаче компонентов смеси во входном сечении рабочей камеры, имеет смысл определять коэффициент неоднородности K_y для горизонтальных сечений (y=const; рис. 1), величина которого в соответствии с формулой (4) будет

$$K_y = \frac{\sum_{i=0}^{N}(C_i - C_0)^2}{C_0(1-C_0)} \qquad (5)$$

Здесь для установившегося режима течения, в силу условия сохранения расхода, среднее значение концентрации по сечению канала равно значению концентрации C_0 ключевого компонента во входном сечении рабочей камеры. Значение N характеризует число разбиений рабочей камеры по координате X.

С практической точки зрения качество готовой смеси будет определяться значением коэффициента неоднородности в выходном сечении аппарата, величина которого может быть определена по зависимости (5).

Работоспособность и достоверность предложенной модели (1) проверялась в сопоставлении с опытными данными по движению полистироловых частиц в плоском канале [2]. В частности, на рис. 2 показано рассчитанное распределение вертикальной составляющей скорости в зависимости от горизонтальной координаты при сопоставлении с экспериментальными данными.

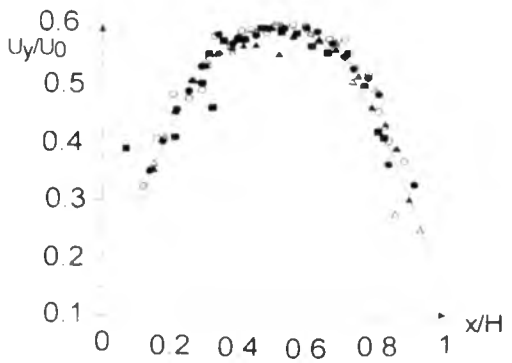


Рис. 2. Сопоставление численного расчета и опытных данных течения полистироловых частиц в вертикальном канале при параметрах потока

Re=10, β = 0.5, γ_* =100.

●, ▲, ■, ○, □, △ – экспериментальные данные;

——— – расчетные данные [2]

На рис. 3 показаны линии тока при обтекании пластин в канале при различных числах Рейнольдса. Из рисунка видно, что при увеличении числа Re растет циркуляционная область течения, в которой появляются отрицательные значения скорости.

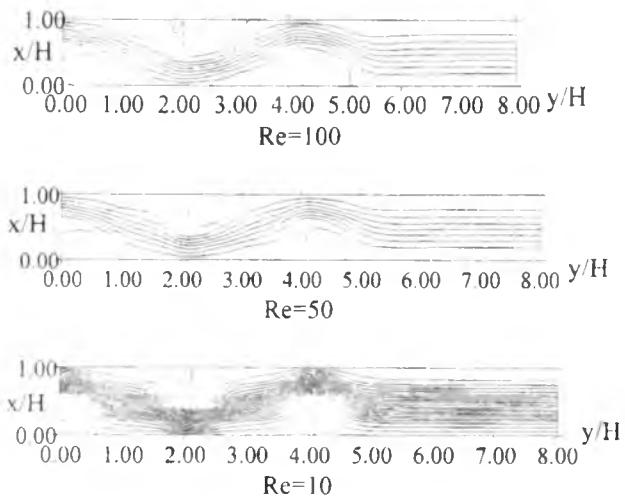


Рис. 3. Линии тока при обтекании пластин в плоском канале для различных чисел Re при параметрах потока γ_*=0, β=1

На рис. 4. представлено распределение концентрации в зависимости от координаты X на различных высотах рабочей камеры (сечения A, B, C, которые показаны на рис. 1). Из рисунка видно как меняется характер распределения концентрации материала по длине канала. На входе в канал наблюдается скачок концентрации, обусловленный начальными условиями, далее по каналу наблюдается смешение ключевого и основного компонентов, что обусловливает выравнивание значений концентрации и свидетельствует о качестве процесса смешивания.

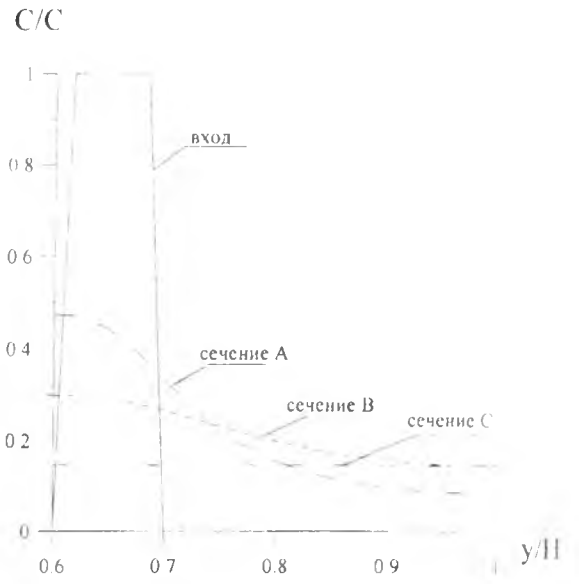


Рис. 4. Распределение концентрации в сечениях канала при параметрах потока

Re=10, β = 0.5, γ_* =100

Предложенная модель гидродинамики и процесса усреднения высококонцентрированных гранулированных материалов позволяет не только получать хорошее согласование опытных и численных данных по распределению интегральных и локальных характеристик течения гранулированных материалов, но и, по-видимому, может быть использована для изучения собственно процесса смешения. В частности, предложенный метод расчёта процесса усреднения позволяет оптимизировать режимные параметры, а также выявлять зоны недостаточного качества процесса смешения и таким образом апробировать новые, более совершенные конструкции смесительных аппаратов порошковой технологии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцева Е.В., Шваб А.В., Рыжих Ю.Н. Моделирование гидродинамики высококонцентрированной гранулированной среды в порошковой технологии //Теплофизика и аэромеханика. Новосибирск, 2001, Т. 8, №4. С. 551-561.
2. Механика гранулированных сред. Теория быстрых движений/ Пер. с англ. М.: Мир, 1985. 280 с.

РУЧНОЙ ПНЕВМОПЕРЕГРУЗЧИК ЗЕРНИСТЫХ И ПЫЛЕВИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Романдин В.И., Танков Н.К., Грязев А.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529489, факс (3822) 529706

E-mail: powder@niipmm.tsu.ru

Для транспортирования сыпучих материалов широкое применение получило пневмотранспортное оборудование различных классов и систем, применяемое в технологических, транспортных, погрузоразгрузочных и складских работах.

Общеизвестны преимущества пневматических устройств перед другими видами транспортного оборудования.

Пневмотранспортные установки обеспечивают возможность перемещения сыпучих материалов по сложной траектории, забор материала из различных и труднодоступных мест, выдачу его в различных точках, надёжную защиту от атмосферных воздействий и необходимые санитарно-гигиенические условия труда обслуживающего персонала.

Это оборудование отличается простотой эксплуатации, легкостью управления, возможностью автоматизации процессов транспортирования и использования дистанционного управления.

Предлагаемое устройство относится к группе струйных насосов с центральным соплом, но по сравнению с традиционными конструкциями имеет ряд существенных отличий. Собственно говоря, всё устройство представляет собой инжекторную насадку на гибкий участок транспортного продукта провода весом всего в несколько килограммов. В качестве энергоносителя к соплу инжектора подводится сжатый воздух от компрессорной установки с помощью гибкого шланга. Забор сыпучего материала осуществляется через входной конфузорный участок инжектора за счёт вакуума, возникающего в результате эжекционного воздействия струи сжатого воздуха, выбрасываемого из сопла. Разгон сыпучего материала и дальнейшая его подача в транспортный трубопровод осуществляются через смесительный участок инжектора и следующего за ним диффузора, в котором осуществляется частичное преобразование кинетической энергии движущегося газа в статическое давление.

Несмотря на сравнительно низкий КПД, предлагаемый пневмоперегрузчик незаменим в целом ряде производственных ситуаций благодаря простоте конструкции, малым габаритам и весу, отсутствию трущихся и вращающихся деталей, а также благодаря возможности осуществлять перегрузочные работы на необорудованных площадках и по временно сооруженным трубопроводам, включающим в себя гибкие резинотканевые рукава. Конструкция инжекторной насадки представлена на рис. 1.

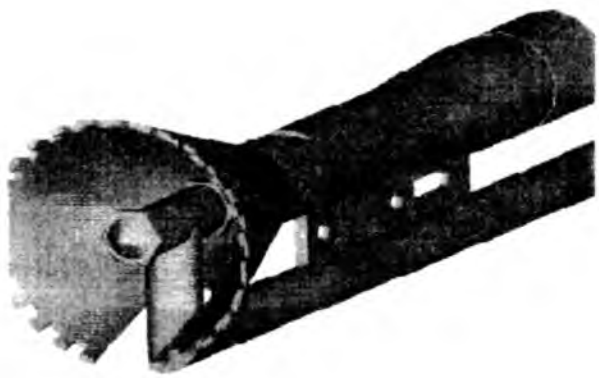


Рис. 1. Инжекторная насадка

Газодинамические и геометрические параметры струйного насоса определяются точно так же, как и для газоструйного эжектора [1]. Для расчёта достижимых параметров газоструйного насоса необходимо задать весовую конструкцию твёрдой фазы в газовом потоке и определить общие потери давления в транспортном трубопроводе, включая потери давления в газоочистных устройствах (циклоны, рукавные фильтры, ротационные отделители и др.).

Для порошкообразных материалов весовую концентрацию можно принять, как для цемента, учитывая приведённую дальность транспортирования $L_{пр}$ [2].

Полное сопротивление транспортного трубопровода или общие потери давления можно выразить следующим выражением [2]:

$$H_{полн} = \left[K\mu\lambda \frac{\rho_в V_в^2 L_{пр}}{2g d_{тр}} + \rho_в' \mu h + K_p \mu \frac{\rho_{вх} V_{вх}^2}{2g} \right] \times 10^{-4},$$

Первое слагаемое данного выражения характеризует потери давления на трение в транспортном трубопроводе или путевые потери $H_{п}$, второе – на подъём материала $H_{под}$, третье потери давления в загрузочном устройстве на ввод материала в трубопровод $H_{вх}$.

K – опытный коэффициент сопротивления ВНИИстройдормаша для стальных трубопроводов. Для порошкообразных материалов при скорости воздуха 16–22 м/сек и концентрацией смеси μ =1–4 принимают $K = 0{,}5 \div 1{,}5$;

$L_{пр}$ - приведенная длина трубопровода с учетом длины эквивалентной отводам $L_{э.к}$. Для пылевидных материалов и поворотах с учетом 90^{0} значения приведены в табл. 1.

Таблица 1

$R/d_{тр}$	4	6	10	20
$L_{э.к}$ (м)	4-8	5-10	6-10	8-10

Здесь $d_{тр}$ – внутренний диаметр трубопровода, мм;

R – радиус поворота, мм;

$V_{в}$ – скорость воздуха на выходе из трубопровода, м/с;

λ – коэффициент трения чистого воздуха о стенки трубы; для гладких стальных труб

$$\lambda = 0{,}246\,\mathrm{Re}^{-0{,}22};\quad \mathrm{Re} = \frac{V_{в} d_{тр}}{\gamma},$$

где Re – критерий Рейнольдса;

γ – коэффициент кинематической вязкости воздуха; для стандартного воздуха γ =14,9 10^{-6} м^2/с;

$\rho_{в}$ – удельный вес воздуха на вертикальном участке кг/м^3;

h – высота подъёма материала, м;

$\rho_{вх}$ и $\gamma_{вх}$ – удельный вес и скорость воздуха на входе в трубопровод при начальном давлении P_0, определяемые по формулам:

$$\rho_{вх} = \rho_{в} \frac{H_{п} + H_{под} + 1}{P_0},\ \text{кг/м}^2;$$

$$V_{вх} = V_{в} \frac{P_0}{H_{п} + H_{под} + 1},\ \text{м/с};$$

$\rho_{в}$ – удельный вес воздуха на выходе из трубопровода, кг/м^3;

$K_{р}$ – коэффициент сопротивления загрузочного участка; по данным многих авторов, $K_{р} = 1{,}0 \div 2{,}1$ (меньшее значение следует принимать для материалов с меньшим объёмным весом).

Технические характеристики пневмоперегрузчика приведены в табл. 2.

Таблица 2

Производительность (по глинозёму с весовой концентрацией μ =2,0), кг/ч	500
Производительность (по электрокорунду с весовой концентрацией μ =3,0), кг/ч	700
Рабочее давление сжатого воздуха, МПа	0,35 0,4
Расход сжатого воздуха, м^3/ч	180
Максимально достижимый вакуум при откачивании воздуха из замкнутой ёмкости, %	90
Диаметр рабочего сопла, мм	8
Диаметр транспортного трубопровода, мм	50
Приведенная дальность транспортирования включая высоту подъема на 4 м, м	116
Коэффициент эжекции по чистому воздуху	0,5
Полное сопротивление транспортного трубопровода, включая сопротивление газоочистных устройств, МПа	0,03

Двухгодичная эксплуатация ручного пневмоперегрузчика показала, что сквозной износ смесительной камеры инжектора и его выходного диффузора наступает при перекачивании 30 т электрокорунда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Успенский В.А., Кузнецов Ю.М. Струйные вакуумные насосы. М.: Машиностроение, 1973.
2. Воробьев А.А., Матвеев А.И., Носко Г.С. и др Пневмотранспортные установки. Л.: Машиностроение, 1969.
3. Калинушкин М.П. Пневмотранспортное оборудование: Справочник. М.: Машиностроение, 1986.
4. Соколов Е.Я., Зингер Н.М. Струйные аппараты. М.: Энергоатомиздат, 1989.

ОСОБЕННОСТИ НИЗКОСКОРОСТНОГО ПНЕВМОТРАНСПОРТА СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ ПО СТУПЕНЧАТОМУ ТРУБОПРОВОДУ

Смоловик В.А., Росляк А.Т.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г.Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529489, факс (3822) 529347
E-mail: pavlov @ niipmm.tsu.ru

Для пневмотранспорта с низкой скоростью и при высокой концентрации сыпучего материала характерно преимущественное использование потенциальной энергии расширения газового потока. Поэтому при перемещении порошковых материалов на большие расстояния или по трубопроводам сложной пространственной конфигурации степень расширения газа довольно велика, что приводит соответственно к значительному увеличению скорости с неизбежным нарушением заданной структуры потока и опасностью закупорки трубопровода.

В общем случае "надежная" длина транспортирования по трубопроводу постоянного диаметра во многом зависит от физико-механических свойств перемещаемых материалов, главной характеристикой которых является коэффициент внутреннего трения f, определяемый известным стандартным методом. В связи с этим для расчета пневмотранспортного потока удобно пользоваться величиной степени загруженности трубопровода $\chi = \rho_{см}/\rho_{н}$, где $\rho_{см}$ и $\rho_{н}$ соответственно плотность смеси и материала в насыпном состоянии. В исследованном диапазоне длин магистралей 25 < L < 240 м и величины коэффициента внутреннего трения 0,4 < f < 0,7 справедлива опытная зависимость

$$\chi = (0{,}022 - \lg f)\tilde{L}^{-0{,}41}, \qquad (1)$$

где $\tilde{L} = L/L_{ст}$ с принятой "стандартной" длиной $L_{ст} = 100.м$.

Таким образом, транспорт сплошным плотным слоем, когда $\chi = 1$, ограничивается незначительными расстояниями. Вместе с тем перемещение материала в виде отдельных сгустков высокой концентрации нашло широкое применение, поскольку реализуются несомненные преимущества низкоскоростных режимов движения материала. Ограничение длины транспортирования в виде отдельных порций связано не только с высокой степенью расширения несущей среды, но и с необходимостью подвода в трубопровод дополнительного воздуха.

Обеспечить транспортирование на большие расстояния с низкой скоростью оказывается возможным в расширяющемся (ступенчатом) трубопроводе, что подтверждается практикой, когда подбор ступенчатости осуществляется опытным путем [1]. Однако использовать эти данные для проектирования установок с учетом физико-механических свойств сыпучего материала и пространственной конфигурации транспортных линий не представляется возможным.

Для расчета расширяющегося трубопровода необходимо получить соотношение между переменной расчетной величиной статического давления несущей среды и площадью поперечного сечения трубопровода, что целесообразно осуществить с использованием уравнений энергии и постоянства расхода смеси. Это оказалось возможным при предположении, что движущаяся двухкомпонентная смесь является квазиоднородной и характеризуется определенной псевдовязкостью, а процесс изотермичен [2]. При этих условиях уравнение энергии может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{dp}{\rho} + u\,du + g\,dx\sin\alpha + A_{см} = 0, \qquad (2)$$

где $A_{см}$ – работа сил трения единицы массы смеси, которая находится через критерий Эйлера $Eu_{см}$ по внутреннему трению смеси и трению ее о стенки канала

$$A_{см} = Eu_{см}\frac{u_{см}^2}{D}dx. \qquad (3)$$

Здесь p, ρ и u – соответственно статическое давление, плотность и скорость несущей среды; $u_{см}$ – скорость смеси; D – внутренний диаметр трубопровода на участке dx.

Поскольку целью выполнения расширяющегося трубопровода является сохранение скорости смеси, то совместное решение уравнений энергии и расхода смеси с учетом выражения (3) будет иметь вид

$$\frac{ds}{s} = Eu_{см}\frac{u_{см}^2}{Da^2}dx + \frac{g\,dx\cdot\sin x}{a^2}, \qquad (4)$$

где s – площадь поперечного сечения трубопровода, a – скорость распространения звука в двухкомпонентной среде, которая зависит не только от универсальной газовой постоянной R и температуры T, но и от массовой концентрации твердой составляющей смеси μ:

$$a = \sqrt{\frac{RT}{1+\mu}}. \qquad (5)$$

Для изотермического потока скорость звука постоянна. Критерий Эйлера в уравнении (4) находится в функции критерия Рейнольдса [2].

На практике выполнение непрерывно

расширяющегося трубопровода технически осуществить трудно, поэтому целесообразно его выполнять ступенчатым из труб стандартных размеров. В этом случае на рассматриваемой ступени диаметр трубы D, а также критерий Эйлера остаются постоянными. Интегрируя уравнение (4) в пределах рассчитываемого i-го участка, имеем

$$\ln\frac{s_1}{s_2} = Eu_{см}\frac{u_{см}^2}{Da^2}\Delta x_i + \frac{g\,\Delta x_i \cdot \sin\alpha}{a^2}. \quad (6)$$

Учитывая, что $\Delta x_i \cdot \sin\alpha$ – высота подъема наклонного участка относительно горизонтальной плоскости, для горизонтальных линий второй член правой части уравнения (6) равен нулю.

При расчете величины критерия Эйлера учитываются также затраты на преодоление местных сопротивлений (колен, переключателей) [2].

Если определены величины плотности газа в начале (ρ_1) и в конце расчетного участка (ρ_2), то площадь поперечного сечения этого участка легко определить, используя уравнения расхода компонентов смеси. Из этих уравнений для данного сечения находится отношение средних объемных концентраций материала и несущей среды

$$\frac{\varepsilon_м}{\varepsilon} = \frac{\mu}{k}\cdot\frac{\rho}{\rho_м},$$

где $k = u_м/u$ – коэффициент относительной скорости компонентов, который постоянен по длине расчетного участка. Не изменяется и расходная массовая концентрация μ. Таким образом, для данного материала с плотностью $\rho_м$

$$\frac{\mu}{k\rho_м} = N = const.$$

Для трубопровода с изменяющимся поперечным сечением от s_1 до s_2 объемная концентрация материала также будет изменяться, а степень изменения сечения определится через плотность газа и $\varepsilon = 1 - \varepsilon_м$

$$\frac{s_2}{s_1} = \frac{\rho_1\varepsilon_1}{\rho_2\varepsilon_2}.$$

Учитывая вышесказанное, получим

$$\frac{s_2}{s_1} = \frac{\rho_1(1+N\rho_2)}{\rho_2(1+N\rho_1)}. \quad (7)$$

Экспериментальное исследование проведено на установке с длиной транспортной линии 25 м со сложной конфигурацией и одним переходом от диаметра 50 мм к диаметру 58 мм. Измерение характеристик и визуальные наблюдения через прозрачные участки трубопровода за характером движения различных сыпучих материалов позволили сделать вывод об улучшении стабильности транспорта при тяжелых режимах.

Для апробирования разработанного метода расчета принят вариант транспорта шпата на расстояние 360 м с тремя поворотами под углом 90° в горизонтальной плоскости и производительностью 50 т/ч. Трубопровод был разделен на пять расчетных секций, на каждой из которых определялись величины степени загруженности, средняя истинная объемная концентрация материала, плотность воздуха в начале секции, средние параметры смеси (плотность, скорость, псевдовязкость). По заданной производительности и найденной степени загруженности на последней секции определен требуемый расход воздуха и поперечное сечение этой секции. Последовательный расчет указанных параметров позволил по формуле (7) найти диаметры каждой расчетной секции.

Результаты расчета показывают, что при перемещении материала по трубопроводу со ступенчатым увеличением диаметра и постоянной скоростью истинная объемная концентрация уменьшается, в связи с чем уменьшаются степень загрузки трубопровода, псевдовязкость и плотность смеси, но несколько увеличивается скорость смеси. Расчетные данные изменения степени загрузки и скорости смеси с увеличением диаметра трубопровода представлены на рис.1.

Рис. 1 Степень загрузки и скорость смеси "шпат-воздух" при пневмотранспорте по ступенчатому трубопроводу длиной 360 м.

Следует отметить, что параметры смеси носят формальный характер и использованы для реализации предложенного авторами метода, позволяющего рассчитывать не только сопротивление прямолинейных труб при низкоскоростном пневмотранспорте, но и местные сопротивления, а также транспорт по трубам с изменяющимся диаметром [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1.Wypych P.W., Reed A.R. The advantages of stepping pipelines for the pneumatic transport of bulk solids // Powder handling and Processing. 1990, vol.2, № 3, С. 217 – 221.

2.Смоловик В.А., Росляк А.Т. Основы расчета низкоскоростного пневмотранспорта при высокой концентрации сыпучего материала// "Теоретические основы химической технологии". 2004, т.38, №2, С. 202-208.

РАСЧЕТ ВЯЗКОГО ТЕЧЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОМ МГД-ГЕНЕРАТОРЕ

Солоненко В.А.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529581
E-mail: vik@niipmm.tsu.ru

В связи с быстрым развитием ракетно-космической техники в 1960-е годы широкое развитие получили исследования низкотемпературной плазмы, плазмодинамики, магнитной гидродинамики. Именно с этими исследованиями и связано появление таких устройств, как магнитогидродинамические (МГД) генераторы электрической энергии.

Сложность изготовления и высокая цена конструкций подобного рода приводят к ограничениям на натурные эксперименты и испытания. Очень хорошей заменой в данном случае может быть численное моделирование процессов, происходящих внутри устройств, подобных МГД-генераторам.

Данная работа посвящена рассмотрению плоского двумерного сверхзвукового течения газа в канале фарадеевского МГД-генератора.

Течение сжимаемого газа описывается уравнениями Навье–Стокса, в которых дополнительно присутствуют правые части, отвечающие за электромагнитное взаимодействие. В плоском случае для двух пространственных переменных они запишутся в виде

$$\frac{\partial \vec{q}}{\partial t}+\frac{\partial \vec{F}}{\partial x}+\frac{\partial \vec{G}}{\partial y}=\vec{H},$$

где векторы $\vec{q},\vec{F},\vec{G}$ имеют стандартный вид, представленный в [1]. Правая часть при этом имеет вид

$$\vec{H}=\begin{bmatrix}0\\ j_y B_z\\ -j_x B_z\\ \vec{j}\cdot\vec{E}\end{bmatrix}.$$

Дифференциальное уравнение, описывающее распределение потенциала электрического поля в канале МГД-генератора в декартовых координатах, запишется, как это представлено в [2]:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)-\frac{\partial(\lambda\beta)}{\partial x}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial y}+$$
$$+\frac{\partial(\lambda\beta)}{\partial y}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial x}=$$
$$=\frac{\partial}{\partial x}(\lambda vB+\lambda\beta uB)+\frac{\partial}{\partial y}(\lambda\beta vB-\lambda uB),$$

где β – параметр Холла, σ – скалярная проводимость плазмы, $\lambda=\dfrac{\sigma}{1+\beta^2}$ [2, 3].

Численное решение подобной проблемы является очень трудоемкой процедурой. Поэтому на данном этапе была поставлена задача о взаимодействии невязкого газа, описываемого уравнениями Эйлера, и электромагнитного поля. Кроме того, была решена задача о течении вязкого газа в канале для ламинарного случая. Обобщение на турбулентный режим и последующий учет влияния электромагнитных эффектов предполагается осуществить чуть позднее.

Для численной реализации уравнений движения удобнее перейти к обобщенным координатам ξ,η, поскольку расчетные границы области не совпадают с координатными линиями в системе координат x, y.

Одной из широко используемых разностных схем для решения сжимаемых уравнений является явная схема Мак-Кормака [1, 4]. Эта схема представляет собой двухшаговый алгоритм второго порядка точности по пространству и времени.

Уравнение потенциала мы будем решать другим методом, называемый методом конечных объемов [1]. Данный метод был выбран нами по той причине, что он способен работать с областями неправильной формы. Это позволяет избежать необходимости перехода к обобщенным координатам, как это было сделано для решения системы уравнений газовой динамики, т.к. для уравнений, содержащих вторые производные, подобный переход будет громоздким и сложным.

Для случая невязкого течения в канале МГДГ геометрия канала, начальные условия были взяты из [2]. Модель течения вязкого газа проверялась на ставшей уже классической задаче о взаимодействии косого скачка уплотнения с пограничным слоем [4, 5].

Результаты расчета представлены на следующих рис. 1–5. На рис. 1 изображено распределение давления по длине канала в плоскости симметрии, на анодной и катодной стенках. Это распределение, которое носит неравномерный характер, получается при перепаде напряжения на электродах в 600 В. При увеличении перепада напряжения разность значений давления и компонент скорости на анодной и катодной стенках канала уменьшается. На рис. 2 и 3 представлено распределение E_y и потенциала φ в расчетной области. Нужно отметить, что для этой задачи проводилась только качественная оценка результатов.

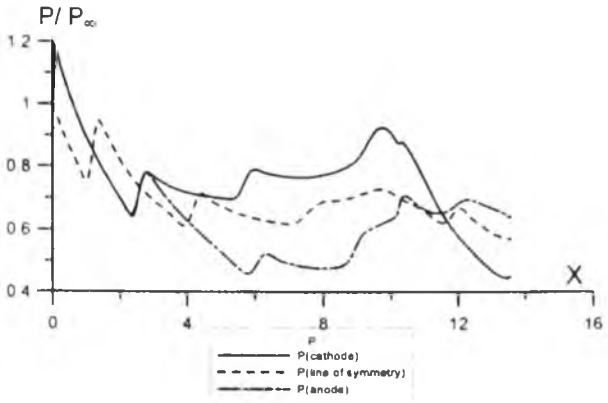


Рис. 1

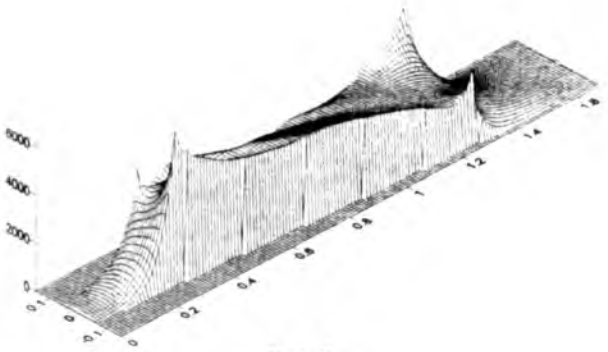


Рис. 2

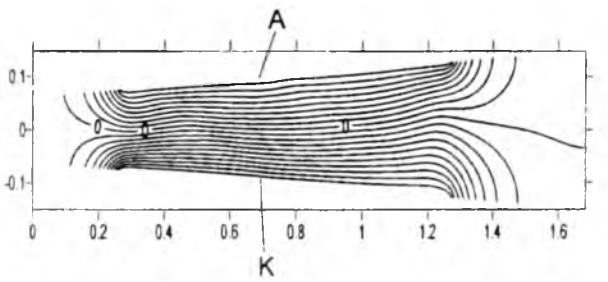


Рис. 3

На рис. 4, 5 представлены результаты, характеризующие правильность работы алгоритма решения задачи о течении вязкого газа в канале. Здесь изображены распределения коэффициента трения и безразмерного давления на твердой поверхности в окрестности области взаимодействия падающей ударной волны и развитого пограничного слоя. На рис. 4 точками отмечены границы отрывной области, измеренные экспериментально и представленные в работах [4, 5]. Вне области отрыва совпадение экспериментальных данных и ранее проведенных расчетов с результатами, представленными в данной работе, хорошее и на рисунках не изображено.

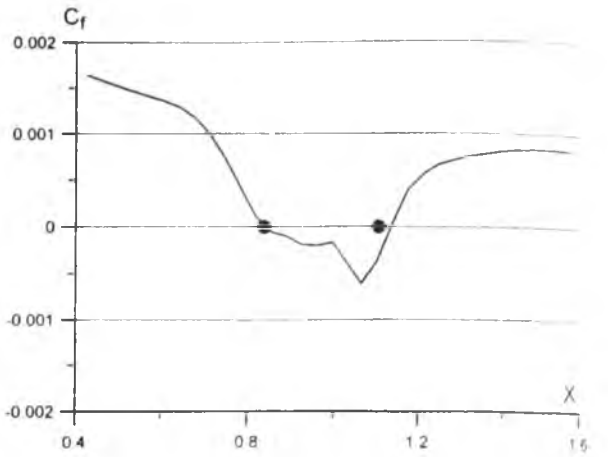


Рис. 4

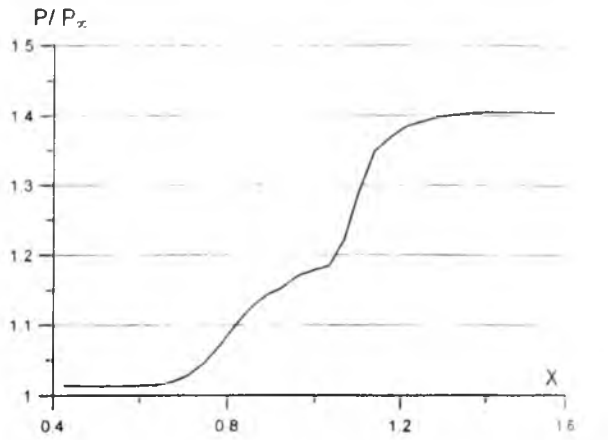


Рис. 5

Таким образом, полученные на данном этапе работ промежуточные результаты для расчета взаимодействия невязкого сверхзвукового потока с электромагнитным полем качественно согласуются с ранее проведенными работами, а для задачи вязкого течения удалось добиться также и хорошего количественного согласования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. М.: Мир, 1991. 552 с.

2. Виноградова Г.Н., Лунин А.Л., Панченко В.П., Широносов В.А. Математическое моделирование нестационарных пространственных течений в сверхзвуковых МГД-генераторах. М., 1993. 44 с. Препринт ИАЭ-5685/16.

3. Васенин И.М., Васенина Т.В., Глазунов А.А. Исследованиевание газодинамических процессов при двухфазном течении в МГД-генераторах. Томск, 1999. 48 с.

4. Мак-Кормак Р.В. Численный метод решения уравнений вязких сжимаемых течений. // Аэрокосмическая техника. 1983. Т. 1, № 4. С. 114–123.

5. Толстых А.И. Компактные разностные схемы и их применение в задачах аэрогидродинамики. М.: Наука, 1990. 230 с.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА МОДУЛЯ ПОЛЕЗНОЙ НАГРУЗКИ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ С СИСТЕМОЙ ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЯ НА ОСНОВЕ ЖИДКОСТНОГО КОНТУРА

Ткаченко А.С., Щербакова И.В., Кожухов В.П.*

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

E-mail: gla@niipmm.tsu.ru

*НПО прикладная механика

E-mail:kozhuh@npopm.ru

В компоновочно-конструктивной схеме КА с полезной нагрузкой (ПН), расположенной вне негерметичного приборного отсека, все приборы и моноблоки бортового ретрансляционного комплекса (БРК) ПН размещаются на термостатированной трёхслойной сотовой панели. Тепловыделяющее оборудование монтируется, соответственно, на верхней и нижней обшивках трёхслойной сотовой панели ПН. Тепловой режим блоков и устройств БРК обеспечивается системой терморегулирования (СТР) на базе жидкостного контура трубчатого профиля. Жидкостный контур прокладывается внутри трёхслойной сотовой панели ПН и прикленвается через полку к её верхней и нижней обшивкам. Схема прокладки жидкостного контура по верхней и нижней обшивкам трёхслойной сотовой панели ПН представлена на рис. 1.

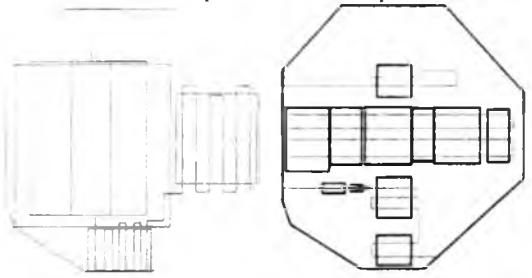


Рис. 1. Схема прокладки жидкостного контура по верхней и нижней обшивкам трёхслойной сотовой панели ПН

Тепловая нагрузка к девятигранной трёхслойной сотовой панели ПН и, в конечном итоге, к жидкостному контуру создается тепловыделяющими устройствами и блоками БРК, установленными на верхней и нижней обшивках. Избыточное тепло за счёт теплопроводности по тонким металлическим обшивкам в продольном и поперечном направлениях отводится через клеевое соединение и полку в жидкостный контур СТР по трассе его прокладки, а также перераспределяется за счёт кондуктивного теплообмена через анизотропный сотовый заполнитель (взаимооблучение и переизлучение между приборами не учитывается).

Теплофизическая модель трёхслойной сотовой панели ПН, несущей теплонагруженные приборы и моноблоки БРК, принимается состоящей из следующих элементов:

- верхняя металлическая обшивка;
- нижняя металлическая обшивка;
- сотовый заполнитель, скрепленный с обшивками клеевым соединением;
- трубопровод с жидким теплоносителем, расположенный на верхней и нижней обшивках под приборами.

При математическом моделировании процессов кондуктивно-конвективного теплообмена в трёхслойной сотовой панели ПН с СТР на базе жидкостного контура принимаются следующие основные допущения:

1. Пренебрегается градиентом температур по толщине алюминиевых (высокотеплопроводных) тонких обшивок.
2. Сотовый заполнитель рассматривается как сплошная анизотропная (ортотропная) пористая среда с эффективными теплофизическими характеристиками и преимущественным распространением тепла в нормальном направлении по линейному закону. Радиационный теплообмен не учитывается.
3. Теплофизические характеристики всех применяемых для изготовления панели материалов считаются постоянными (независимыми от температуры).
4. Подвод тепла от теплонагруженных приборов и моноблоков БРК к верхней и нижней обшивкам моделируется заданием граничных условий второго рода на посадочных местах приборов.
5. Отвод тепла от теплонагруженных приборов и моноблоков БРК к жидкостному контуру по трассе его прокладки моделируется заданием граничных условий третьего рода.
6. Тепловой неравновесностью стенок трубопровода жидкостного контура и металлической обшивки пренебрегается.

В рамках принятых допущений динамическая тепловая математическая модель в распределённых параметрах девятигранной трёхслойной сотовой панели ПН с СТР на базе жидкостного контура имеет вид

$$\frac{\partial T_m}{\partial t} = a_f \left(\frac{\partial^2 T_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_m}{\partial y^2} \right) + Q_m, \qquad (1)$$

$$\rho_F c_F \frac{\partial T_F}{\partial t} + c_F G_F \frac{\partial T_F}{\partial \xi} = \frac{2\alpha (T_m - T_F)}{r_{y,m}}, \qquad (2)$$

$$\left. \frac{\partial T_m}{\partial n} \right|_{\Gamma} = 0, \qquad (3)$$

$$T_F \Big|_{\xi=0} = T_{F,0}, \qquad (4)$$

$$T_m(x, y, 0) = T_{\text{int}}, \quad (5)$$

$$T_F(\xi, 0) = T_{F,\text{int}}, \quad (6)$$

где T – температура; a – коэффициент температуропроводности; ρ – плотность; c – удельная теплоёмкость; G – плотность потока массы жидкости в трубопроводе; α – коэффициент теплоотдачи от стенок трубопровода к жидкости; r – внутренний радиус трубопровода; t – время; x, y – декартовы координаты; n – нормаль; ξ – маршевая координата по трассе прокладки жидкостного контура; Γ – граница сотовой панели.

Нижние индексы: *int* – начальные условия; *F* – жидкий теплоноситель; $m = 1,2$ относятся к верхней и нижней металлическим обшивкам; 0 – условия на входе в жидкостный контур.

Тепловая математическая модель (1) – (6) замыкается определением источниковых членов Q_m в уравнениях (1), ответственных за теплообмен трёхслойной сотовой панели ПН с СТР на базе жидкостного контура:

$$Q_1 = \frac{1}{\rho_f c_f \delta_{f1}} \left(\sum_i^3 q_{se,i,1} - q_{cond} - q_{F,1} \right), \quad (7)$$

$$Q_2 = \frac{1}{\rho_f c_f \delta_{f2}} \left(\sum_i^8 q_{se,i,2} + q_{cond} - q_{F,2} \right), \quad (8)$$

$$q_{se,i} = \frac{p_{se,i}}{F_{se,i}}, \quad (9)$$

$$q_{cond} = \frac{\lambda_{eff}}{\delta_n} \left(\frac{B_{ifh}}{2 + B_{ifh}} \right) (T_1 - T_2), \quad (10)$$

$$q_{F,1} = \alpha (T_1 - T_F), \quad (11)$$

$$q_{F,2} = \alpha (T_2 - T_F), \quad (12)$$

где δ_f – толщина металлических обшивок; $p_{se,i}$ – рассеиваемая тепловая мощность i-го устройства (прибора); $F_{se,i}$ – площадь посадочного места i-го устройства (прибора); λ_{eff} – эффективный коэффициент теплопроводности сотового заполнителя; δ_n – высота сотового заполнителя; $B_{ifh} = \lambda_k \delta_n / \lambda_{eff} \delta_k$ – критерий Био контактного теплообмена между металлической обшивкой и сотовым заполнителем через клеевое соединение; λ_k – коэффициент теплопроводности клея; δ_k – толщина клеевого соединения.

Численная реализация квазидвумерных нестационарных уравнений теплопроводности в металлических обшивках (1) осуществляется методом конечных разностей по экономичной двухслойной схеме покомпонентного расщепления (дробных шагов) Н.Н. Яненко на фиксированной нерегулярной сетке. Для учёта сложной области интегрирования в виде неправильного девятигранника используется метод фиктивных областей. Численная реализация квазиодномерного нестационарного уравнения энергии жидкого теплоносителя (2) проводится по двухслойной схеме с разностью «против потока». Используются фиксированные неравномерные сетки с точным выделением посадочных мест приборов и моноблоков БРК и трасс прокладки СТР на базе жидкостного контура (включая границы полок).

Результаты численных расчётов представлены на рис. 2,3. Характер расположения изотерм температурных полей, показанных на рис. 2, для верхней обшивки сотовой панели ПН повторяет компоновку приборов и моноблоков БРК со сгущениями в местах наиболее тепловыделяющего оборудования.

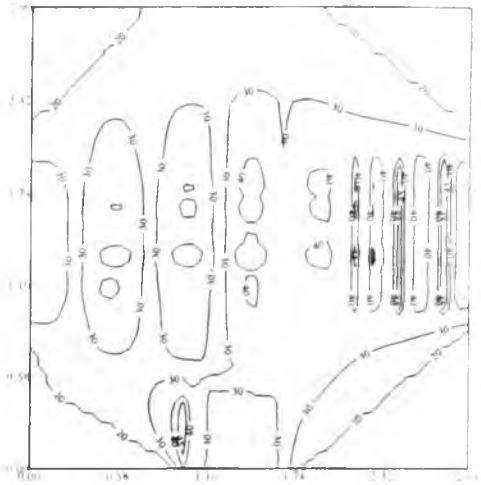


Рис. 2. Изотермы температурных полей на верхней обшивке сотовой панели ПН

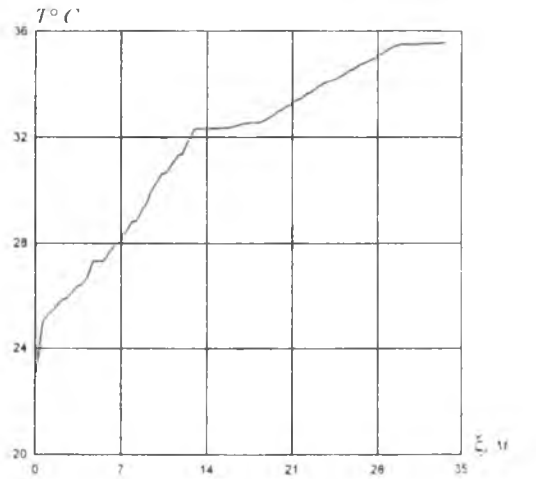


Рис. 3. Изменение по длине температуры жидкости гидротракта СТР сотовой панели ПН

Изменение по длине температуры жидкости гидротракта СТР, проложенного на верхней и нижней обшивке сотовой панели ПН (начиная с выхода из нижнего коллектора), показано на рис. 3. Нагрев жидкости, обусловленный подводом тепла от приборов и моноблоков БРК соответствует общему уровню ПН – 2148.9 Вт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вабищевич П.Н. Метод фиктивных областей в задачах математической физики. М.: Изд-во МГУ, 1991. 156 с.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА СМЕШЕНИЯ В СМЕСИТЕЛЯХ БАРАБАННОГО ТИПА

Шрагер Г.Р., Штоколова М.Н., Якутенок В.А.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
E-mail: m_shtokolova@rambler.ru

В различных технологических процессах, таких как центробежное литье, нанесение покрытий, сепарация, смешение и других, широко применяются смесители барабанного типа. Как отмечается в [1], при смешении композиций в объемных смесителях возможна реализация двух принципиально разных механизмов течения: с возникновением налипающего слоя на стенке аппарата и в отсутствие налипающего слоя. При возникновении налипшего слоя при высокой адгезии композиций ослабевает интенсивность процесса перемешивания и увеличивается количество невыгружаемых остатков после слива композиций из смесителя. Поэтому основными задачами при исследовании процесса смешения в смесителях барабанного типа являются определение формы свободной поверхности жидкости и величины налипшего слоя, а также оценка величины удельной мощности $N_{уд}$, характеризующей интенсивность перемешивания композиций.

В связи с пространственным характером процесса перемешивания, изменением реологических свойств среды во времени и наличием свободной поверхности до сих пор не существует работ, использующих полную математическую постановку задачи исследования процесса смешения в смесителях указанного типа. В настоящей работе моделируется течение высоковязкой несжимаемой жидкости, частично заполняющей горизонтальный цилиндр, вращающийся вокруг собственной оси с постоянной скоростью. Задача рассматривается в плоской постановке, в приближении ползущего движения. Для численного решения задачи строится непрямой вариант метода граничных элементов для задачи о плоском течении вязкой жидкости со свободной поверхностью.

При Re<1 в присутствии силы тяжести течение вязкой жидкости описывается уравнениями Стокса, которые можно записать в виде

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i = 0,\ i,j = 1,2, \qquad (1)$$

где $\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu e_{ij}$ – компоненты тензора напряжений; p – давление; μ – коэффициент динамической вязкости; ρ – плотность; g_i – компоненты вектора ускорения силы тяжести $\vec{g}$; e_{ij} – компоненты тензора скоростей деформаций; v_i – компоненты вектора скорости; x_i – декартовы координаты. К уравнению (1) следует присоединить уравнение неразрывности

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0. \qquad (2)$$

Граничные условия имеют вид

$$v_i(x) = V_i(x),\ x \in S_1;$$
$$t_i(x) = \sigma_{ij} n_j = 0,\ x \in S_2, \qquad (3)$$

где S_2 – свободная поверхность; $S_1 = S \cap S_2$; n_j – компоненты внешней нормали к S_2. Дополнительно свободная граница подчиняется кинематическому условию, которое можно записать в эйлеровой форме следующим образом:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\, gradf = 0, \qquad (4)$$

где $f(x,t)$ – функция, задающая S_2

В качестве начального условия необходимо задавать форму свободной границы в начальный момент времени.

Для перехода к безразмерным переменным вводятся следующие масштабы: для координат – R (характерный размер области, занятой жидкостью), для скорости – V, для напряжений – $\mu V/R$. Тогда уравнение (1) примет вид (сохраняя прежние обозначения для безразмерных переменных)

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + W_i = 0,\ i,j = 1,2, \qquad (5)$$

$W_i = W\,(\vec{g}\cdot\vec{e}_i)/|\vec{g}|$, $W = \rho|\vec{g}|R^2/(\mu V)$, $\vec{e}_i$ – орты декартовой системы координат. Следовательно, кроме геометрических, имеется всего один определяющий параметр – число W, которое, являясь отношением чисел Рейнольдса и Фруда, характеризует соотношение гравитационных и вязких сил в потоке жидкости.

Задача решается с помощью непрямого варианта МГЭ. После нахождения значений скоростей в узлах, принадлежащих свободной границе, рассчитывается её новое положение с помощью кинематического условия (4).

Таким образом, данную задачу можно характеризовать как квазистационарную, т.к. для заданной формы границы находится решение, используемое для нахождения новой формы. Стационарная форма свободной поверхности находилась методом последовательных приближений.

Рассматриваемое течение определяется параметром W, а также коэффициентом заполнения λ, являющимся мерой заполнения цилиндра жидкостью (отношение объемов жидкости и цилиндра). В зависимости от значения W при каждом конкретном λ можно выделить два режима течения. При первом режиме, когда значение W

мало, жидкость покрывает внутреннюю поверхность цилиндра слоем постоянной толщины, т.е. осуществляется течение, близкое к квазитвердому движению При возрастании W увеличивается толщина слоя жидкости на поднимающейся стороне цилиндра и уменьшается на опускающейся. Далее, при достижении некоторого критического значения $W = W^*$, происходит образование наплыва на поднимающейся стороне цилиндра и образование в месте наплыва вихревой зоны. При достаточно больших значениях W практически вся жидкость находится в нижней части цилиндра, и течение разделяется на зону циркуляционного движения внизу и пленочного течения в остальной части потока – второй режим течения. С ростом величины λ критическое значение W^* уменьшается. На основе расчетов течения при различных значениях λ построена зависимость критического значения W^* от λ.

Эволюция свободной поверхности при изменении числа W показана на рис. 1 ($1 - \lambda = 0.2$, $2 - \lambda = 0.3$, $3 - \lambda = 0.4$, $W = 40$). Форма свободной поверхности окружного потока практически совпадает с экспериментальными данными.

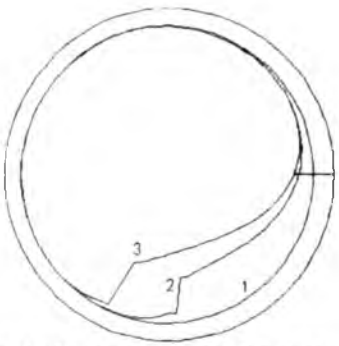


Рис. 1. Формы свободной поверхности

В качестве характеристики интенсивности перемешивания используется величина удельной мощности $N_{уд} = \tau_{ср}\gamma_{ср}$. Проведено исследование характера зависимости величины $N_{уд}$ от скорости вращения цилиндра ω при прочих равных условиях, т.е. неизменных значениях ρ, g, R, μ. Такой зависимости для конкретного коэффициента заполнения λ соответствует зависимость безразмерного комплекса $T = N_{уд}\dfrac{\mu}{(\rho g R)^2}$ от безразмерной переменной $\dfrac{1}{W} = \dfrac{\mu}{\rho g R}\cdot\omega$.

Характер полученных в расчетах зависимостей иллюстрируется рис. 2 (кривая 1 – $\lambda = 0{,}2$; 2 – $\lambda = 0{,}3$; 3 – $\lambda = 0{,}51$).

Наличие максимумов на кривых показывает возможность определения для конкретных данных режима течения с наибольшим значением $N_{уд}$. Таким образом, выбор частоты вращения цилиндра в соответствии с поведением кривых рис. 2 позволяет добиться максимальной интенсивности перемешивания при прочих равных условиях

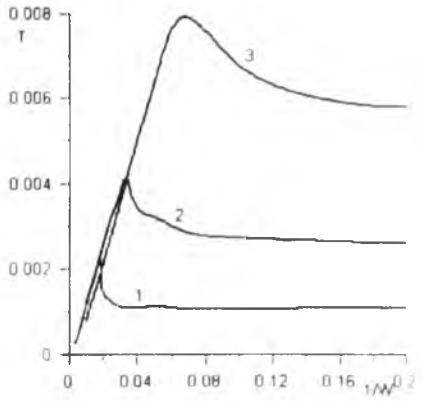


Рис. 2. Зависимость безразмерной величины удельной мощности от безразмерной скорости вращения

Проведены параметрические исследования кинетических и динамических характеристик процесса в зависимости от значений определяющих параметров. Полученные зависимости удельной мощности потока от определяющих параметров удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Достоверность результатов расчета подтверждается также сравнением с данными работ [4] и [5].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 02 01 01246).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования РФ и CRDF в рамках программы BRHE (проект № 016-02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Меркулов В.М., Банзула Ю.Б., Ляханов Ю.А и др Разработка методов оценки адгезии неотвержденных композиций к стенкам объемного смесителя // ФГУП «ФЦДТ «Союз», г. Дзержинский. Отчет №262/181, 2003.

2. Шрагер Г.Р., Козлобродов А.Н., Якутенок В.А. Моделирование гидродинамических процессов при переработке полимерных материалов. Томск. Изд-во Том. ун-та, 1999. 219 с.

3. Бенерджи П., Баттерфилд Р. Методы граничных элементов в прикладных науках. М.: Мир, 1984. 494 с.

4. Ладыженская О.А. Математические вопросы динамики вязкой несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1970

5. Orr F.M., Scriven L.E. Rimming flow: numerical simulation of steady viscous free surface flow with surface tension // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 84. P. 145-165.

6. Haji-Sheich A., Lakchimanarayan R., Lou David Y.S. Continued flow in a partially-filled rotating horizontal cylinder // Trans. ASME: J. Fluid Eng. 1985. Vol. 106, № 5. P. 270-278.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ КАПЛИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ

Штоколова М.Н.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
E-mail: m_shtokolova@rambler.ru

В работе численно исследуется процесс колебаний осесимметричной капли идеальной несжимаемой жидкости под действием поверхностного натяжения в отсутствие гравитации. Пионерскими работами в этом направлении являются труды Рэлея [1] (1879) и Ламба (1932), которые позволили получить линеаризованное решение для малых отклонений капли от сферической формы. В настоящее время данная задача привлекает внимание исследователей в связи с важностью изучения поведения капель в гидрометеорологии, в процессах химической технологии, а также в бесконтейнерной технологии изготовления материалов в космосе.

Задача решается с использованием непрямого варианта осесимметричного метода граничных элементов, алгоритм построения которого приведен ниже.

Постановка задачи

Движение капли невязкой несжимаемой жидкости в вакууме или газе незначительной плотности можно описать математически с помощью уравнения Лапласа для потенциала φ скорости

$$\nabla^2\varphi = 0 . \qquad (1)$$

Потенциал скорости определяется выражениями

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} = u , \frac{\partial\varphi}{\partial z} = v . \qquad (2)$$

Здесь u и v соответственно x- и z-компоненты скорости. Граничное условие на свободной поверхности

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{u^2 + v^2}{2} + \frac{\alpha\kappa}{\rho} , \qquad (3)$$

где κ – кривизна свободной поверхности; ρ – плотность; α – коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Свободная граница изменяется в соответствии с кинематическим условием

$$u = \frac{d\xi}{dt} , \quad v = \frac{d\eta}{dt} . \qquad (4)$$

Здесь (ξ, η) – координаты свободной поверхности. В начальный момент времени капля покоится и имеет форму вытянутого эллипсоида вращения с полуосями a, b, c=a; начальное значение потенциала

$$\varphi = 0. \qquad (5)$$

Метод решения

Для наблюдения изменения профиля свободной поверхности вдоль свободной границы располагается конечное число частиц, движущихся в лагранжевом смысле.

Позиция частицы в момент времени t обозначена координатами ξ, η, а ее потенциал – φ, $(\xi^1, \eta^1), \varphi^1$ – координаты нового положения частицы и новое значение ее потенциала соответственно в момент времени t+Δt. Тогда ξ^1, η^1, φ^1 можно разложить в ряд Тейлора относительно предыдущего положения:

$$\xi^1 = \xi + \Delta t\frac{d\xi}{dt} + \frac{(\Delta t)^2}{2!}\frac{d^2\xi}{dt^2} + \ldots + \frac{(\Delta t)^n}{n!}\frac{d^n\xi}{dt^n} ; \qquad (6)$$

$$\eta^1 = \eta + \Delta t\frac{d\eta}{dt} + \frac{(\Delta t)^2}{2!}\frac{d^2\eta}{dt^2} + \ldots + \frac{(\Delta t)^n}{n!}\frac{d^n\eta}{dt^n} ; \qquad (7)$$

$$\varphi^1 = \varphi + \Delta t\frac{d\varphi}{dt} + \frac{(\Delta t)^2}{2!}\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \ldots + \frac{(\Delta t)^n}{n!}\frac{d^n\varphi}{dt^n} . \qquad (8)$$

После вычисления всех членов в правой части каждого из выражений (6) – (8) легко определить новое положение свободной границы и значение потенциала на ней. При решении задачи используются ряды Тейлора (6) – (8), усеченные до членов третьего порядка малости по Δt. Для нахождения производных от ξ, η, φ по времени применяется непрямой вариант осесимметричного метода граничных элементов.

Осесимметричный метод граничных элементов

Для построения непрямого варианта осесимметричного метода граничных элементов вводятся фиктивные источники неизвестной интенсивности $\psi(\zeta)$ в расчете на единицу поверхности Σ. Координаты ζ_i используются для обозначения точек приложения нагрузки на Σ. Реакцию системы в некоторой точке наблюдения x_i на распределение источников можно найти интегрированием единичных решений по Σ:

$$\varphi(x) = \iint_{\Sigma} G(x,\zeta)\psi(\zeta)d\sigma_\zeta , \qquad (9)$$

$$u(x) = \iint_{\Sigma} F(x,\zeta)\psi(\zeta)d\sigma_\zeta , \qquad (10)$$

где $\varphi(x)$ – потенциал; $u(x)$ – нормальная компонента скорости в точке наблюдения; $G(x,\zeta)$, $F(x,\zeta)$ – фундаментальные сингулярные решения в трехмерном случае для $\varphi(x)$ и $u(x)$ соответственно; $d\sigma_\zeta$ – элемент поверхности.

$$G(x,\zeta) = \frac{1}{4\pi\sqrt{(x-\zeta)_1(x-\zeta)_1}} = \frac{1}{4\pi\sqrt{a - b\cos\theta}} , \qquad (11)$$

где $a = r_x^2 + r_\zeta^2 + (z_x - z_\zeta)^2$, $b = 2r_x r_\zeta$, r – расстояние от точки до оси вращения.

$$F(x,\zeta) = -\frac{\partial G}{\partial r_x} * n_r(x) - \frac{\partial G}{\partial z_x} * n_z(x), \qquad (12)$$

$n_r(x), n_z(x)$ – компоненты нормали в точке x.

В случае осевой симметрии $d\sigma_\zeta = r_\zeta d\Gamma d\theta_\zeta$, и выражения (9), (10) можно проинтегрировать по 0 от 0 до 2π с учетом (11), (12). Тогда выражения для $\varphi(x)$ и $u(x)$ примут вид:

$$\varphi(x) = \int_\Gamma r_\zeta \psi(\zeta) G^*(x,\zeta) d\Gamma, \qquad (13)$$

$$G^*(x,\zeta) = \frac{1}{\pi\sqrt{a+b}} K(m), \qquad (14)$$

$$u(x) = -\int_\Gamma r_\zeta \psi(\zeta) \left[\frac{\partial G^*(x,\zeta)}{\partial r_x} + \frac{\partial G^*(x,\zeta)}{\partial z_x} \right] d\Gamma \qquad (15)$$

$$F_1(x,\zeta) = \frac{1}{2\pi r_x \sqrt{a+b}} \cdot \left(\frac{E(m) * \left[r_\zeta^2 - r_x^2 + (z_x - z_\zeta)^2 \right]}{a-b} - K(m) \right), \qquad (16а)$$

$$F_2(x,\zeta) = -\frac{\partial G}{\partial z_x} = \frac{E(m)(z_\zeta - z_x)}{\pi(a-b)\sqrt{a+b}}. \qquad (16б)$$

Здесь K(m) и E(m) – обозначения полных эллиптических интегралов первого и второго рода [4], $m = \frac{2ab}{a+b}$; $0 \le m \le 1$. Дальнейшая реализация МГЭ заключается в отыскании из выражения (13) неизвестной функции $\psi(\zeta)$ и вычислении с ее помощью $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = u$ из соотношения (15). Для этого свободная граница разбивается на элементы, вдоль которых распределение потенциала считается постоянным. Соотношение (13) записывается в дискретизированной форме для каждого элемента, вычисляется матрица значений G^*, полученная система линейных алгебраических уравнений решается методом Гаусса. Далее, подставляя найденные значения $\psi(\zeta)$ в соотношение (15), также записанное в дискретизированной форме, вычисляем $u(x)$ на всей свободной поверхности. Следует отметить, что при численной реализации алгоритма ввиду невозможности аналитического интегрирования выражений (13) – (16) использовались квадратурные формулы Гаусса. Особенности же, возникающие в случае совпадения точки приложения нагрузки и точки наблюдения, разрешаются аналитически.

Итак, в результате решения задачи (1) – (5) методом граничных элементов получаем значения $\frac{\partial \varphi}{\partial n}$ в узлах на свободной поверхности, значения $\frac{\partial \varphi}{\partial s}$ определяются численно, способом, подробно описанным в [2].

Достоверность результатов определялась путем сравнения с решением Рэлея [1] для малых колебаний, а также с ранее полученными конечно-разностным методом результатами [5]. Так, для начальной деформации капли в виде вытянутого эллипсоида вращения с соотношением полуосей k = 1.01 (рис. 1) вычисленный период составил T = 2.218, что отличается от значения Рэлея (T_P = 2.2214) на 0.15%, а от данных [4] – на 1.7%.

В ходе расчетов наблюдалась аппроксимационная сходимость метода; изменение объема капли не превышало 0.05%.

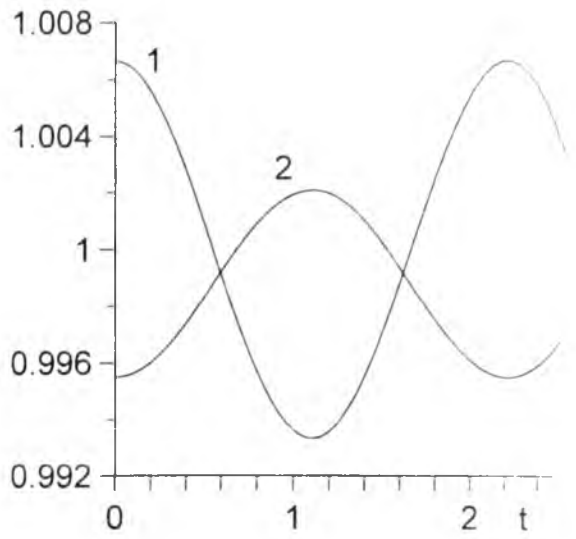


Рис. 1. Изменение положений вершин эллипсоида в течение колебаний: 1 – точка, имеющая в начальный момент времени координаты (0,b,0); 2 – точка, имеющая в начальный момент времени координаты (a,0,0)

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 02 01 01246).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования РФ и CRDF в рамках программы BRHE (проект № 016-02).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рэлей Д. Теория звука. Т. 2. М.: Гостехиздат, 1944. 476 с.
2. Nakayama T. A computational method for simulating transient motions of an incompressible inviscid fluid with a free surface // International journal for numerical methods in fluids, 1990. Vol. 10. P. 683-695.
3. Бреббиа К., Вроубел Л., Теллес Ж. Методы граничных элементов: Пер. с англ. М.:Мир,1987. 524 с.
4. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М. 1979. 832 с.
5. Штоколова М.Н., Якутенок В.А. Исследование колебаний капли невязкой жидкости // Физика и химия высокоэнергетических систем: Сб. избр. докладов. Томск: Изд-во ТГУ, 2003. С. 46-47.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ KS-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ЗАДАЧАХ ДИНАМИКИ АСЗ

Авдюшев В.А., Бордовицына Т.В., Галушина Т.Ю.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529776, факс (3822) 410347

Введение. Исследование движения астероидов, сближающихся с Землей, (АСЗ) представляет собой сложную задачу небесной механики. Орбиты этих объектов имеют ряд особенностей, таких как: большие эксцентриситеты, наличие сближений и пересечений орбит с орбитами больших планет.

Традиционно используемой математической моделью при исследовании движения АСЗ является возмущенная задача двух тел [1]. Как известно, классические уравнения возмущенной задачи двух тел сингулярны в окрестности начала координат и в окрестности сближений с возмущающими телами. Кроме того, классические уравнения неустойчивы по Ляпунову. Использование преобразования Кустаанхеймо–Штифеля (KS) [2] позволяет избавиться от этих особенностей. Однако для многих АСЗ даже уравнения в KS-переменных не удается проинтегрировать на интервале времени несколько тысяч лет.

В данной работе рассмотрены модификации уравнений в KS–переменных, в том числе метод Энке. Исследована эффективность их применения в задачах динамики АСЗ.

Уравнения движения. Уравнения в KS-переменных ($\mathbf{u}$) имеют вид:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2\mathbf{u}}{\mathrm{d}s^2}+\dfrac{h}{2}\mathbf{u}=\dfrac{|\mathbf{u}|^2}{2}\mathbf{L}^{\mathrm{T}}\mathbf{P} \\ \dfrac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}s}=-2(\mathbf{u}',\mathbf{L}^{\mathrm{T}}\mathbf{P}), \\ \dfrac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}s}=|\mathbf{u}|^2, \end{cases} \qquad (1)$$

где $\mathbf{x}=\mathbf{L}(\mathbf{u})\mathbf{u}$; $(-h)$ — полная энергия,

$$\mathbf{P}=\sum_m \mu_m\left(\frac{\mathbf{x}_m-\mathbf{x}}{|\mathbf{x}_m-\mathbf{x}|^3}-\frac{\mathbf{x}_m}{|\mathbf{x}_m|^3}\right),$$

$\mathbf{x}(x_1,x_2,x_3)$ — вектор положения астероида; $\mathbf{x}_m(x_{1m},x_{2m},x_{3m})$ и μ_m — соответственно вектор положения и гравитационный параметр возмущающего тела; t и s — физическое и фиктивное время соответственно.

Рассмотрим также две системы уравнений, получаемых из (1) в результате введения временных (сглаживающих) преобразований

$$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}\nu}=\frac{1}{V},\quad V=\frac{\mu}{|\mathbf{x}|}+\sum_m\frac{\mu_m}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}_m|} \qquad (2)$$

и

$$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}\nu}=\frac{1}{|\mathbf{x}|V}, \qquad (3)$$

где ν — новая независимая переменная.

Численное интегрирование уравнений движения сопровождается потерей точности получаемых решений за счет ошибок округления, обусловленных дефицитом разрядов машинного слова. Наиболее распространенным способом борьбы с этой проблемой является метод Энке [3,4].

Идею Энке можно применить для уравнений в KS-переменных [5], если в качестве опорного выбрать решение невозмущенного гармонического осциллятора

$$\mathbf{u}_K=\boldsymbol{\alpha}_K\cos\frac{E}{2}+\boldsymbol{\beta}_K\sin\frac{E}{2},$$

где E — обобщенная эксцентрическая аномалия, которая связана с фиктивным временем дифференциальным соотношением вида

$$\mathrm{d}E=2\omega\,\mathrm{d}s\ (\omega^2=h/2).$$

В этом случае уравнения движения преобразуются также к виду уравнений возмущенного гармонического осциллятора, и система дифференциальных уравнений Энке в KS-переменных принимает вид

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2\delta\mathbf{u}}{\mathrm{d}E^2}+\dfrac{1}{4}\delta\mathbf{u}=\dfrac{|\mathbf{u}|^2}{8\omega^2}\mathbf{L}^{\mathrm{T}}\left[\mathbf{P}-\dfrac{2\dot{\mathbf{x}}}{|\mathbf{u}|^2}\dfrac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}E}\right], \\ \dfrac{\mathrm{d}\delta\omega}{\mathrm{d}E}=-\dfrac{|\mathbf{u}|^2}{8\omega^2}(\dot{\mathbf{x}},\mathbf{P}), \\ \dfrac{\mathrm{d}\delta\tau}{\mathrm{d}E}=\dfrac{1}{8\omega^3}\left[\mu\left(1-\dfrac{\omega^3}{\omega_K^3}\right)+|\mathbf{u}|^2(\mathbf{x},\mathbf{P})-4\dfrac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}E}(\mathbf{x},\dot{\mathbf{x}})\right], \end{cases}$$

где $\delta\mathbf{u}=\mathbf{u}-\mathbf{u}_K$,

$$\tau_K=t-\frac{\mu}{8\omega_K^3}E+\frac{1}{4\omega^2}(\mathbf{x},\dot{\mathbf{x}}).$$

Методика исследования. Интегрирование уравнений осуществляется методом Эверхарта 19-го порядка с переменным шагом. Движение астероидов рассматривается в гелиоцентрической прямоугольной системе координат, отнесенной к эклиптике и равноденствию 2000.0. В модели сил учтены возмущения от больших планет и Луны, координаты которых на заданный момент времени из фонда координат больших планет DE406 (http://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.html).

Под эффективностью алгоритмов будем понимать качественную характеристику, определяемую точностью и быстродействием. При этом точность (2) Δr оценивается путем сравнения результатов прямого и обратного интегрирования, а в качестве меры быстродействия принимается количество перевычислений функций правых частей дифференциальных уравнений (3) nf. Для исследования эффективности использования различных уравнений движения рассматриваются диаграммы "точность–быстродействие", которые строятся путем вариации параметров

интегратора. Кроме того, для каждого алгоритма оценивается наилучшая достигаемая точность на рассматриваемом интервале. Введена следующая нумерация уравнений:

I. Классические уравнения.
II. KS–регуляризация.
III. KS–регуляризация с преобразованием $ds = l'dt$.
IV. KS–регуляризация с преобразованием $ds = rVdt$.
V. Метод Энке в KS–переменных.

Для исследования эффективности алгоритмов были выбраны астероиды, имеющие большое количество сближений с планетами внутренней группы и Юпитером. Параметры орбит выбранных объектов на начальный момент времени t_0 взяты из каталога Боуэлла (Bowell et. al, 1994) и приведены в табл. 1. В таблице показаны: большая полуось a, эксцентриситет e, наклонение плоскости орбиты к эклиптике i и орбитальный период T.

4. Исследование эффективности алгоритмов

Рассмотрим результаты сравнения эффективности использования различных алгоритмов для исследования движения астероидов, начальные параметры орбит которых приведены в табл. 1.

Астероид 3753 Cruithne движется в окрестности резонанса 1/1 с Землей. На рис. 1 представлена проекция орбиты этого астероида на плоскость эклиптики в гелиоцентрической неподвижной системе координат (a) и в гелиоцентрической системе координат, вращающейся с угловой скоростью Земли (b). На рис. 2 показаны сближения с Землей («•») и Марсом («♂») в пределах 0.1 а.е., где d – планетоцентрическое расстояние. Минимальное сближение с Землей составило $d = 0.0836$ а.е., сближения с Марсом менее тесные.

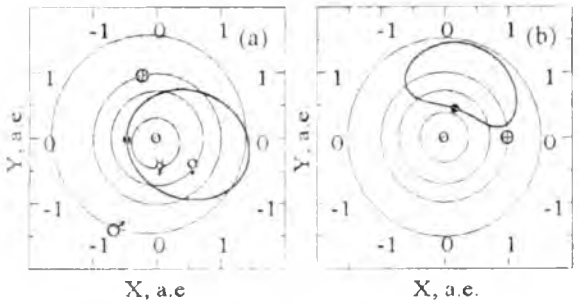


Рис. 1. Орбита астероида 3753 Cruithne

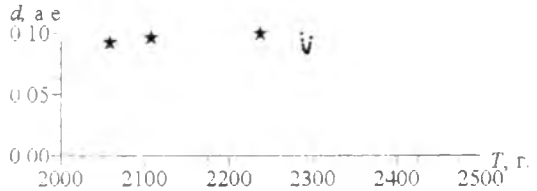


Рис. 2. Сближения астероида 3753 Cruithne с планетами

На рис. 3 показаны диаграммы «точность–быстродействие» для астероида 3753 Cruithne на интервале времени 100 и 1000 оборотов. В табл. 2 представлена наилучшая достигаемая точность для каждого алгоритма. Полученные результаты показывают, что наиболее эффективен для данного объекта метод Энке. Более того, использование метода Энке позволило исследовать движение астероида 3753 Cruithne на интервале времени 5000 лет, в то время как при использовании классических уравнений не удавалось сохранить приемлемую точность на интервале времени более 3500 лет.

Астероид 14827 Hypnos движется в окрестности резонанса 5/2 с Юпитером. На рис. 4 показана проекция орбиты этого астероида на плоскость эклиптики в гелиоцентрической неподвижной системе координат (a) и в гелиоцентрической системе координат, вращающейся с угловой скоростью Юпитера (b). На рис. 5 показаны сближения с Землей. Марсом (a) и Юпитером (b). Минимальное сближение с Юпитером составило $d = 0.6337$ а.е.

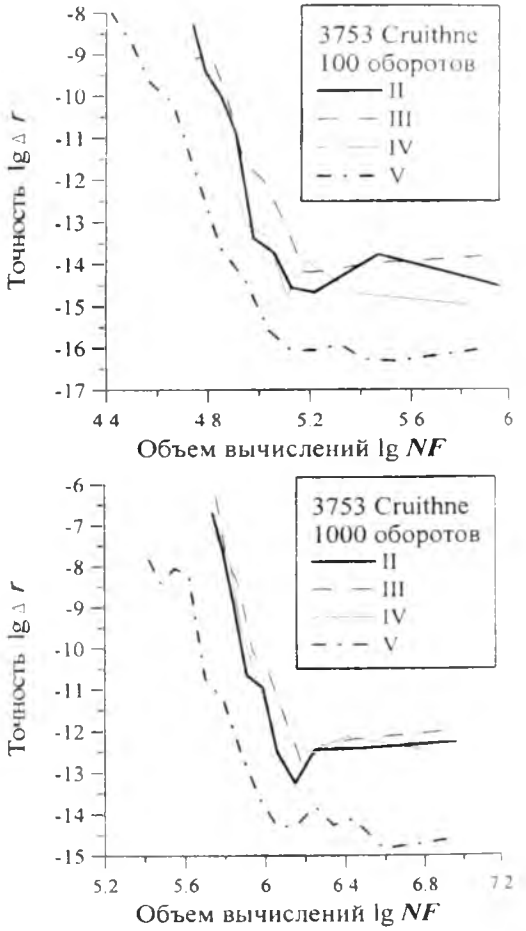


Рис. 3. Диаграммы «точность–быстродействие»

Таблица 1

Параметры орбит астероидов

Объект	t_0, JD	a, а.е.	e	i, град	T, сут
3753 Cruithne	2453000.5	0.9977193	0.5148472	19.81092	364.0
14827 Hypnos	2453000.5	2.84648149	0.66579245	1.981892	1754.1
1991 VG	2453200.5	1.02682449	0.04913364	1.445711	380.1
1994 GV	2453200.5	1.98597422	0.51421195	0.456120	1022.3

Таблица 2

Сравнительная характеристика алгоритмов для 3753 Cruithne: наилучшая достигаемая точность

Уравнения движения	100 оборотов		1000 оборотов	
	Δr, а.е.	$nf\cdot10^{5}$	Δr, а.е.	$nf\cdot10^{-5}$
I	$5\cdot10^{-16}$	1.8	$3\cdot10^{14}$	17.8
II	$2\cdot10^{15}$	1.6	$6\cdot10^{-14}$	14.0
III	$6\cdot10^{15}$	1.5	$1\cdot10^{-13}$	15.5
IV	$1\cdot10^{15}$	6.9	$3\cdot10^{-13}$	16.4
V	$5\cdot10^{17}$	2.6	$1\cdot10^{15}$	38.9

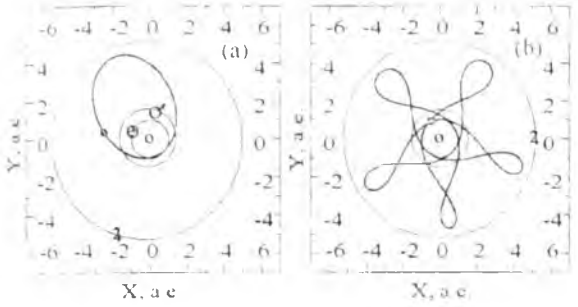


Рис. 4. Орбита астероида 14827 Hypnos

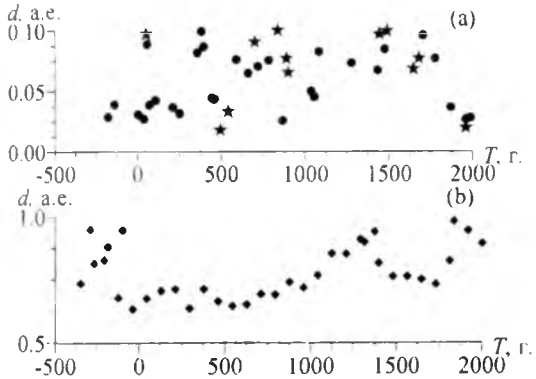


Рис. 5. Сближения астероида 14827 Hypnos с планетами

Результаты сравнения различных алгоритмов при исследовании движения астероида 14827 Hypnos показаны на рис. 6 и в табл. 3. Для этого объекта также наиболее эффективен метод Энке, но с использованием этого метода интервал интегрирования удалось увеличить только на 200 лет.

Орбита астероида 1991 VG почти совпадает с орбитой Земли (рис. 7). 1991 VG регулярно сближается с Землей (рис. 8). Самое тесное сближение составило $d = 0.0351$ а.е.

При исследовании движения астероида 1991 VG метод Энке также позволил добиться наилучшей точности, однако увеличить интервал интегрирования не удалось.

Таблица 3

Сравнительная характеристика алгоритмов для 14827 Hypnos: наилучшая достигаемая точность

Уравнения движения	100 оборотов		1000 оборотов	
	Δr, а.е.	$nf\cdot10^{-5}$	Δr, а.е.	$nf\cdot10^{5}$
I	$1\cdot10^{12}$	7.9	$8\cdot10^{7}$	138.0
II	$9\cdot10^{14}$	24.5	$9\cdot10^{-7}$	97.2
III	$3\cdot10^{12}$	18.4	$9\cdot10^{-7}$	83.0
IV	$2\cdot10^{-2}$	9.0	$6\cdot10^{8}$	88.8
V	$4\cdot10^{15}$	164.3	$2\cdot10^{-8}$	488.0

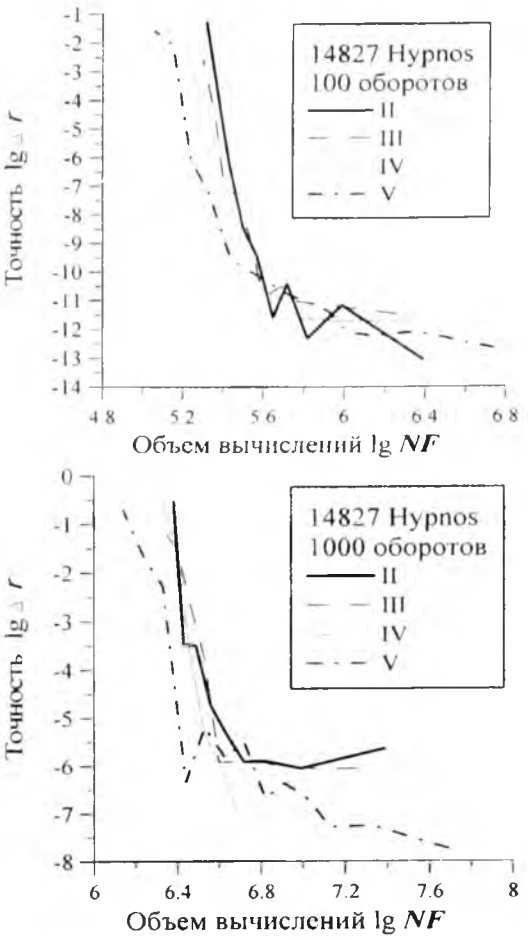


Рис. 6. Диаграммы «точность–быстродействие»

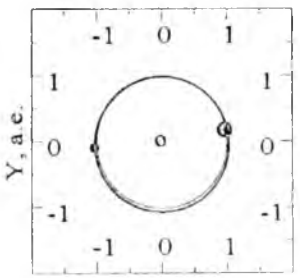


Рис. 7. Орбита астероида 1991 VG

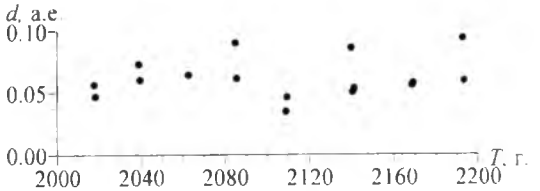


Рис. 8. Сближения астероида 1991 VG с Землей

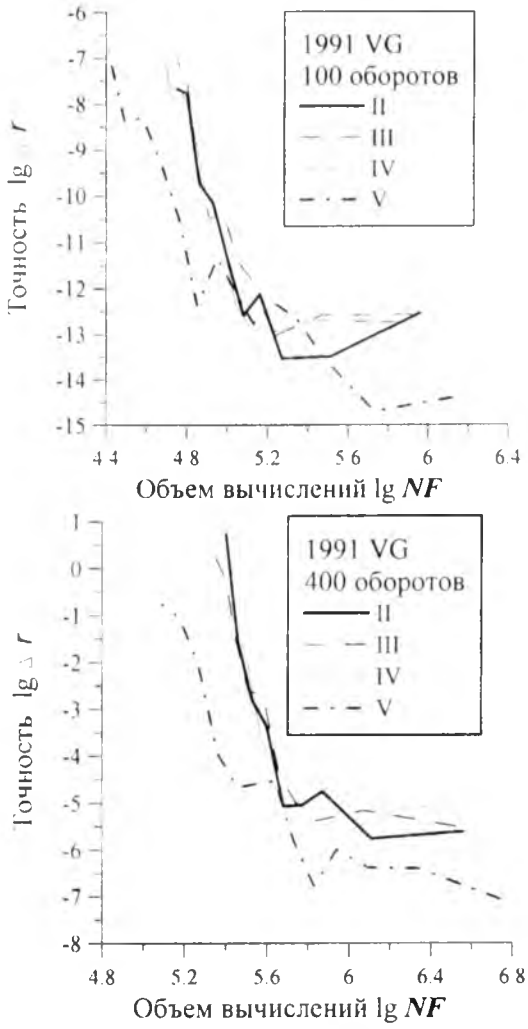


Рис. 9. Диаграммы «точность–быстродействие»

Таблица 4

Сравнительная характеристика алгоритмов для 1991 VG: наилучшая достигаемая точность

Уравнения движения	100 оборотов		400 оборотов	
	Δr, а.е.	$nf\cdot 10^{-5}$	Δr, а.е.	$nf\cdot 10^{-5}$
I	$4\cdot 10^{-14}$	3.8	$6\cdot 10^{-7}$	5.6
II	$3\cdot 10^{-14}$	1.9	$2\cdot 10^{-6}$	12.9
III	$9\cdot 10^{-14}$	1.7	$3\cdot 10^{-6}$	33.2
IV	$1\cdot 10^{-13}$	1.3	$6\cdot 10^{-7}$	6.7
V	$3\cdot 10^{-16}$	40.0	$9\cdot 10^{-8}$	54.4

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Наука, 1968. 800 с.
2. Штифель Е., Шейфеле Г. Линейная и регулярная небесная механика. М.: Наука, 1975. 304 с.
3. Херрик С. Астродинамика. М.: Мир, 1977. т.2. 263 с.
4. Рой А. Движение по орбитам. М.: Мир, 1981. 544 с.
5. Бордовицына Т.В., Быкова Л.Е., Авдюшев В.А. Проблемы применения регуляризирующих и стабилизирующих преобразований в задачах динамики спутников планет и астероидов // Астрономия и геодезия. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. Вып. 16. С. 33-57

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ АМАЛЬТЕИ И ТЕБЫ, БЛИЗКИХ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА

Баньщикова М.А., Авдюшев В.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529776
E-mail: astrodep@niipmm.tsu.ru

В связи с повышением точности современных наблюдений космических объектов возникает необходимость в пересмотре и усовершенствовании их моделей движения. За последнее время было получено много новых высокоточных наблюдений (в основном благодаря ПЗС-средствам) для естественных спутников планет, в частности близких спутников Юпитера.

В данной работе представлена численная модель движения близких спутников Юпитера, способная на длительном интервале времени (порядка 100 лет) с высокой точностью описывать их движение. Модель реализована на примере двух спутников — Амальтеи (JV) и Тебы (JXIV).

Численная модель. В основу модели положены уравнения в прямоугольных координатах, которые интегрировались методом Эверхарта 15-го порядка [1]. В качестве оцениваемых параметров были взяты компоненты начального вектора состояния динамической системы: координаты и компоненты скорости в начальный момент времени. Процесс исправления начального вектора состояния системы выполнялся по современным ПЗС-наблюдениям с использованием метода наименьших квадратов [2]. Дифференциальные коэффициенты (изохронные производные), необходимые для исправления орбиты, вычислялись путем численного интегрирования их дифференциальных уравнений (метод Мультона [3]) совместно с уравнениями движения.

Движение спутников рассматривалось в йовицентрической координатной системе, связанной с экватором Земли J2000. Дифференциальные уравнения движения в этой системе имеют вид

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathbf{x}}{\mathrm{d}t^2} = -\frac{\mu}{r^3}\mathbf{x} + \mathbf{P},$$

с начальными условиями

$$\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}(t_0), \quad \dot{\mathbf{x}}_0 = \dot{\mathbf{x}}(t_0),$$

где $\mathbf{x}$ — вектор положения спутника; t — время (t_0 — начальный момент времени); $r = |\mathbf{x}|$ — радиус-вектор; μ — гравитационная постоянная Юпитера; $\mathbf{P}$ — возмущающие силы.

Возмущающие силы. Движение спутника рассматривалось в поле тяготения сжатой планеты (до гармоники V_6) под действием сил притяжения Солнца, галилеевых спутников и релятивистских сил в рамках задачи Шварцшильда [4].

Возмущающие силы от Солнца и галилеевых спутников вычислялись по формуле

$$\mathbf{P}_P = \mu_P\left(\frac{\mathbf{x}_P - \mathbf{x}}{|\mathbf{x}_P - \mathbf{x}|^3} - \frac{\mathbf{x}_P}{|\mathbf{x}_P|^3}\right),$$

где μ_P и $\mathbf{x}_P$ — гравитационный параметр и вектор положения возмущающего тела соответственно. Для получения координат Солнца использовалась эфемерида DE200. Координаты галилеевых спутников вычислялись по формулам кругового движения

$$x_{G1} = a_G \cos(n_G(t - T_J) + \Phi_G),$$
$$x_{G2} = a_G \sin(n_G(t - T_J) + \Phi_G),$$
$$x_{G3} = 0, \quad (G = \overline{1,4}),$$

где динамические параметры спутников a_G, n_G, T_J, Φ_G взяты из теории Лиске [5].

Для моделирования влияния от несферичности центральной планеты $\mathbf{P}_N$ мы учитывали четыре зональные гармоники V_2, V_3, V_4, V_6, для которых на данный момент достаточно уверенно определены значения их коэффициентов J_2, J_3, J_4, J_6.

Влияние от несферичности вычислялось по формуле

$$\mathbf{P}_N = \frac{\partial V}{\partial \mathbf{x}},$$

где

$$V = -\mu J_2 \frac{b^2}{r^3} L_2(\sin\varphi) - \mu J_3 \frac{b^3}{r^4} L_3(\sin\varphi) -$$
$$- \mu J_4 \frac{b^4}{r^5} L_4(\sin\varphi) - \mu J_6 \frac{b^6}{r^7} L_6(\sin\varphi),$$

где b — экваториальный радиус Юпитера; φ — широта спутника относительно экватора Юпитера; L_2, L_3, L_4, L_6 — полиномы Лежандра. Кроме того, при вычислении φ учитывалась прецессия экватора Юпитера.

Возмущения от релятивистских эффектов в рамках задачи Шварцшильда представлены в следующем виде:

$$\mathbf{P}_R = 4\frac{\mu^2}{c^2 r^4}\mathbf{x} + \frac{\mu}{c^2 r^3}\left[4(\mathbf{x}\cdot\dot{\mathbf{x}})\dot{\mathbf{x}} - \dot{\mathbf{x}}^2\mathbf{x}\right],$$

где c — скорость света.

Численные результаты. Построенная нами численная модель была применена к исследованию движения JV и JXIV спутников Юпитера — Амальтеи и Тебы (таблица).

Динамические характеристики Амальтеи и Тебы

Спутник	Год откр.	a, км	T, сут	i (°)	e
Амальтея	1892	181300	0.498	0.4	0.003
Теба	1979	221900	0.675	0.8	0.015

По ПЗС-наблюдениям спутников, полученным на обсерваториях Palomar Mountain (675), Itajuba (874) и Terskol (B18), после предварительной от-

браковки наблюдений было проведено улучшение начального вектора состояния динамической системы.

На рис. 1 представлены (невязки) разности наблюденных и вычисленных данных (O–C) для прямого восхождения ($\Delta\alpha\cos\delta$) и склонения ($\Delta\delta$). В соответствии с полученными невязками среднеквадратические ошибки составили: для Амальтеи 0.09", для Тебы 0.15", что говорит о хорошей согласованности модели с наблюдательными данными.

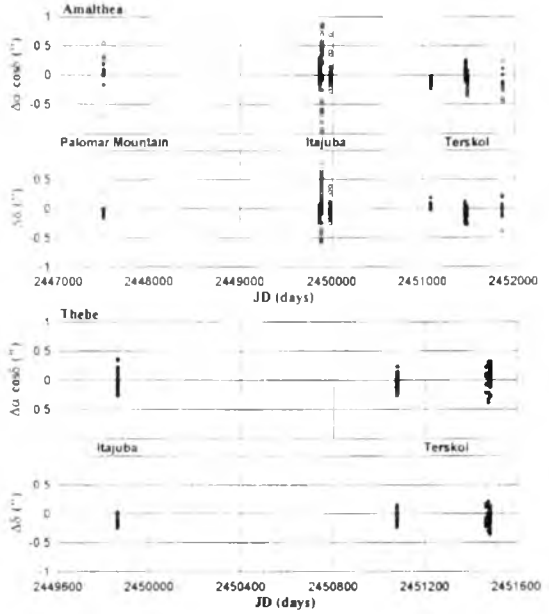


Рис. 1. Невязки O–C (для отбракованных наблюдательных данных — ○, для используемых — ●)

На основе новых начальных данных была выполнена оценка точности численной модели и влияния возмущающих факторов на движение Амальтеи.

Для получения этих оценок мы заменили реальные наблюдения на фиктивные, полученные из представления наблюдений в α и δ новой улучшенной орбитой. Затем мы вычисляли невязки, отключая в модели те или иные возмущающие силы.

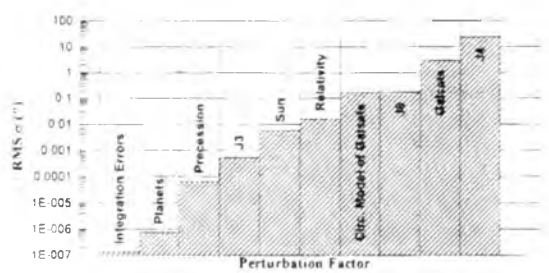


Рис. 2. Влияние возмущающих факторов на орбитальное движение Амальтеи

В качестве меры влияния возмущающих сил была выбрана полученная по этим невязкам их среднеквадратическая величина, которая представлена на рис. 2 для различных возмущающих факторов. В виду чрезмерно большой среднеквадратической величины возмущений от второй зональной гармоники на рисунке она не представлена

Оценки влияния даны (в порядке возрастания) для ошибки интегрирования, больших планет, прецессии экватора Юпитера, гармоники J_3, Солнца, релятивистских эффектов, упрощенного представления движения галилеевых спутников, гармоники J_6, галилеевых спутников, гармоники J_4.

На рис. 2 представлен один интересный результат, связанный с представлением движения галилеевых спутников, которое необходимо для вычисления их гравитационного влияния на исследуемый спутник. Дело в том, что использование аналитических теорий (типа Лиске) для представления движения спутников-гигантов в данном случае весьма проблематично, поскольку это существенно снижает быстродействие численного моделирования. В связи с этим возникает соблазн упростить имеющуюся теорию. На рисунке представлена ошибка, связанная с упрощением представления движения галилеевых спутников (Circ. Model of Galsats), когда вместо действительного их движения рассматривается круговое. Из приведенных данных видно, что при наличии наблюдений с точностью до 0.1" использование круговой модели галилеевых спутников вполне допустимо.

Из рисунка также видно, что влияние больших планет (Planets) существенно меньше влияния других возмущающих факторов, и на данный момент, учитывая уровень точности современных наблюдений, этот фактор вообще можно не учитывать.

Наконец, следует отметить, что точность интегрирования орбитального движения (Integration Errors) достаточно высока и вполне приемлема для решения поставленной нами задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Everhart E. Implicit Single–Sequence Methods for Integrating Orbits // Cel. Mech. 1974. Vol. 10. P. 35–55.
2. Эльясберг П.Е. Определение движения по результатам измерений М.: Наука, 1986. 416 с.
3. Бордовицына Т.В., Быкова Л.Е. Теория движения и эфемериды на 1979–2000 годы. Томск, 1978. 122 с.
4. Брумберг В.А. Релятивистская небесная механика. М: Наука, 1972. 384 с.
5. Lieske J.H. Galilean Satellites Ephemerides E–5 // Astron. Astrophys. 1998. Vol. 129. P. 205–217.

РАСЧЕТ НДС КОНСТРУКЦИИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА В РАМКАХ ИНТЕГРИРОВАННОЙ МНОГОУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ

Барашков С.В., Деруга А.П.*, Кожухов В.П., Светашков А.А.***, Светашков П.А.***

НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете
634050, г. Томск, Ленина, 36, тел. (3822)529488, факс (3822)410347
*Красноярская архитектурно-строительная академия
660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 82, тел.(3912)446940, факс (3912)445860
** НПО «Прикладная механика им. М.Ф.Решетнева»
г. Железногорск Красноярского края, факс (3919)7 26535
****Томский политехнический университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40, тел. (3822) 529488, факс (3822) 529347

Вычислительный комплекс, входящий в ИМС «ГРАДИЕНТ-2» и предназначенный для расчетов термоупругого НДС приборных отсеков космических аппаратов негерметичного и герметичного исполнений, включает в себя следующие основные модули:

– подпрограмму расчета термоупругого НДС негерметичного приборного отсека;

– подпрограмму расчета МПН ККС КА с СТР на базе жидкостного контура;

– подпрограмму расчета НДС панелей БС.

Математическую модель и алгоритм расчета температурных полей напряжений, деформаций и перемещений рассмотрим на примере негерметичного приборного отсека. Отличие разработанного алгоритма численной реализации для задачи расчета температурных напряжений и деформаций от численного алгоритма, реализованного в [1], состоит в использовании прямых методов решения уравнений, аппроксимирующих на заданных конечно-разностных сетках искомые поля перемещений, напряжений.

Приборный отсек представляет собой систему связанных между собой трехслойных пластин с сотовым заполнителем (рис. 1).

Рис.1.Конструкция приборного отсека

Обшивки постоянной толщины, сотовый заполнитель однородный, постоянной толщины. Материал обшивок однородный, изотропный. Заполнитель ортотропный, его усредненные физические коэффициенты определяются с учетом условий задачи и в соответствии с [1]. Тангенциальные напряжения σ_x^c, σ_y^c, τ_{xy}^c и модули упругости в заполнителе принимаются нулевыми:

$$E_x^c = 0,\ E_y^c = 0,\ G_{xy}^c = 0, \qquad (1)$$

а остальные усредненные физические коэффициенты E_z^c, G_{xz}^c, G_{yz}^c, μ_{zx}^c, μ_{zy}^c определяются в соответствии с площадью, занимаемой в сечении материалом [1] .Панели жестко склеены. Расчетная схема отсека содержит две составляющих: модель трехслойной плиты с сотовым заполнителем и модель соединений плит в одну пластинчатую систему. Кроме того, соглашение о представлении внешних (температурных) воздействий.

Учитывая особенности расчета пластин и оболочек, используют упрощенные уравнения, полученные из уравнений пространственной задачи теории упругости за счет простейшей – линейной – аппроксимации искомых функций по толщине (по нормали к срединной поверхности). Линейное приближение определяется двумя значениями функции в двух разных точках или значением функций и ее производной в одной и той же точке. За неизвестные можно принять перемещения на верхней и нижней поверхностях пластины (оболочки) или перемещения и их производные по толщине в центре (на срединной поверхности). Учитывая особенности конструкции и следуя [1] и [2], модель трехслойной плиты представим полями перемещений срединных (точнее базисных) поверхностей нижней и верхней обшивок (рис. 1.1, *а*, *б*) и вариационным принципом Лагранжа о минимуме потенциальной энергии системы – энергия деформирования сотового заполнителя.

Здесь принято, что обшивки состоят из изотропного материала с модулем упругости E, модулем сдвига G и коэффициентом Пуассона μ. Энергия обшивки определяется тангенциальными деформациями $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \gamma_{xy}$ и деформациями

поперечного сдвига γ_{xz}, γ_{yz} (в отличие от [2], где принята гипотеза Кирхгофа $\gamma_{xz} = 0, \gamma_{yz} = 0$ и учтена энергия изгибных деформаций). Энергией изгибных деформаций обшивки пренебрегаем, так как ее искривление (например, κ_x) практически такое же, как и всего трехслойного пакета, разница, связанная с растяжением или сжатием заполнителя ε_z^c, пренебрежимо мала. Изгиб пакета вызывает тангенциальную деформацию обшивки с энергией. При $h = 1$ мм, $h^c = 50$ мм соотношение энергий $\mathcal{Э}^{\tau} / \mathcal{Э}^{и} = 7500$. Поэтому пренебрежение $\mathcal{Э}^{и}$ в жесткостных характеристиках пакета дает погрешность, значительно меньшую погрешности математической модели.

Жесткость обшивок на поперечный сдвиг в [2] принята бесконечной ($\gamma_{xz} = 0, \gamma_{yz} = 0$) с целью упрощения уравнений. Но в этой модели Кирхгофа – Лява увеличенные шаблоны сеточных уравнений (5×5 узлов) и вдвое большая заполненность матрицы ненулевыми элементами, чем в модели с учетом деформаций поперечного сдвига с шаблонами 3×3 узла.

В нашей расчетной схеме проще, наоборот, учитывать ненулевые деформации сдвига, тогда в энергии деформирования плиты нет вторых производных, и матрица сеточных уравнений (матрица жесткости плиты) вдвое меньше заполнена ненулевыми коэффициентами. В тонких плитах и оболочках система сеточных уравнений при учете деформаций сдвига плохо обусловлена, и это аргумент за принятие гипотезы Кирхгофа о прямых нормалях. Рассматриваемая трехслойная композиция имеет значительную толщину и вопроса о плохой обусловленности не возникает.

Энергия деформирования нижней обшивки представляется в виде

$$\mathcal{Э}_1(u^н, u^в) = \mathcal{Э}_1^{\tau} + \mathcal{Э}_1^{\sigma} + \mathcal{Э}_1^{и}. \qquad (2)$$

Так же выглядит энергия верхней обшивки $\mathcal{Э}_{\Pi}^{в}$. Формулой (3)

$$\mathcal{Э}_1^c(\mathbf{u}^н, \mathbf{u}^в) = \iint_{\Omega}\Big[E_z^c h^c \varepsilon_z^{c\,2} + G_{xz}^c h^c \gamma_{xz}^{c\,2} + G_{yz}^c h^c \gamma_{yz}^{c\,2} \Big] d\Omega \qquad (3)$$

представлена энергию деформирования сотового заполнителя.

Здесь принято, что обшивки состоят из изотропного материала с модулем упругости E, модулем сдвига G и коэффициентом Пуассона μ. Энергия обшивки определяется тангенциальными деформациями ε_x, ε_y, γ_{xy} и деформациями поперечного сдвига γ_{xz}, γ_{yz} (в отличие от [1], где принята гипотеза Кирхгофа $\gamma_{xz} = 0, \gamma_{yz} = 0$ и учтена энергия изгибных деформаций). Согласно вариационному принципу Лагранжа требуется минимизировать энергетический функционал $\mathcal{Э}(\mathbf{u})$, где $\mathbf{u} = \{U, V, W, \vartheta_x, \vartheta_y, \varepsilon_z\}$. Минимизация функционала сводится к решению вариационной задачи $\delta\mathcal{Э}(\mathbf{u}) = 0$.

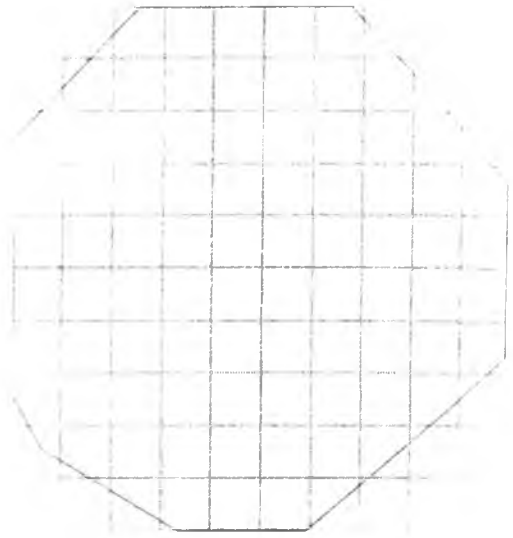


Рис. 2. Расчётная область для ПН

По разработанной подпрограмме подсистемы ПС-4А были проведены расчеты напряженно-деформированного состояния модуля полезной нагрузки (ПН) в виде трехслойной сотопанели неправильной девятигранной формы с размещенными на обшивках приборами и моноблоками БРК и СТР на базе жидкостного контура. Учет физико-механических свойств несущей сотопанели ПН проведен на основе модели, принятой при расчете негерметичного приборного отсека. Геометрический анализ конструкции позволил принять без существенных изменений математическую модель, использованную при расчете негерметичного приборного отсека. Принят следующий алгоритм расчета. Расчетная область покрывается прямоугольной сеткой. При данном разбиении часть узлов попадает за пределы расчетной области. При учете законтурных узлов использовано следующее допущение: ячейка прямоугольной области считается принадлежащей контуру, если хотя бы половина ее площади находится внутри девятиугольника (рис. 2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кожухов В.П., Светашков А.А., Халимов С.Б., Елкин К.Е. Математическая модель и расчет температурных деформаций приборного отсека космического аппарата // Избранные доклады международной конференции «Всесибирские чтения по математике и механике». Т. 1. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1997. С. 141-144.

2. Абовский Н.П., Деруга А.П. Основные результаты и направления развития вариационно-разностного метода в расчетах сложных оболочечно-стержневых конструкций// Пространственные конструкции в Красноярском крае. Межвузовский сборник. Красноярск: Изд-во КПИ; КИСИ, 1989. С. 13-26.

СХОДИМОСТЬ МЕТОДА МНОЖИТЕЛЕЙ ЛАГРАНЖА ПРИ УЛУЧШЕНИИ ОРБИТ

Батурин А.П.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г.Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529776, факс (3822) 529347
E-mail: bat@niipmm.tsu.ru

При улучшении орбит в небесной механике применяются, главным образом, методы безусловной минимизации, среди которых основным является метод наименьших квадратов. В данной работе рассматривается модификация этого метода с добавлением некоторого условия, накладываемого на минимизируемую функцию. В общем виде такую задачу можно решить с помощью известного в математике метода множителей Лагранжа. Поэтому будем называть предлагаемую модификацию методом множителей Лагранжа. Впервые этот метод был применен для несколько других целей в работе [1], где он использовался для получения точек уровенной поверхности (изоповерхности) минимизируемой функции метода наименьших квадратов. В данной работе проводится сравнение областей сходимости этого метода и обычного метода наименьших квадратов при улучшении орбит астероидов, наблюдавшихся на коротких дугах.

Задача улучшения орбиты методом наименьших квадратов заключается в минимизации суммы квадратов невязок $\Phi(q)$:

$$\Phi(q) = \sum_{i=1}^{n} [l_i^{(O)} - l_i(q)]^2 \to \min, \qquad (1)$$

где $l^{(O)} = (l_1^{(O)}, \ldots, l_n^{(O)})$ – вектор наблюдений; $l(q) = (l_1(q), \ldots, l_n(q))$ – вектор вычисленных значений наблюдаемых параметров; $q = (q_1, \ldots q_6)$ – вектор определяемых параметров (начальных условий), в качестве которого обычно используются прямоугольные координаты и компоненты скорости объекта; n – число наблюдений. Минимумом $\Phi(q)$, т.е. решением задачи (1) является значение $(n-6)\sigma_0^2$, где через σ_0 обозначена среднеквадратическая ошибка представления наблюдений.

Задача минимизации (1) сводится к решению нелинейной системы уравнений:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial q} = 0,$$

которая обычно решается методом Ньютона–Рафсона, известного также под названием "метода дифференциальных поправок" [2], по следующей итерационной схеме:

$$q^{(j+1)} = q^{(j)} - \left\{ \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial q^2} \right)^{-1} \frac{\partial \Phi}{\partial q} \right\}_{q^{(j)}}, \qquad (2)$$

где в выражениях для вторых производных от Φ отброшены слагаемые, содержащие вторые изохронные производные.

Рассмотрим модификацию задачи (1) с добавлением условия, накладываемого на функцию $\Phi(q)$:

$$\begin{cases} \Phi(q) = \sum_{i=1}^{n} [l_i^{(O)} - l_i(q)]^2 \to \min, \\ F(q) = \Phi(q) - K = 0, \end{cases} \qquad (3)$$

где K – некоторая константа.

Задача (3) на первый взгляд может показаться переопределенной: зачем искать минимум функции $\Phi(q)$, если она равна константе K? Однако в действительности эта задача подразумевает, что K является заданным заранее наименьшим значением функции $\Phi(q)$, и требуется найти соответствующий ему вектор $\bar{q}$. Константа K задается в виде $K = (n-6)\sigma^2$, где n – число наблюдений, а для σ можно выбрать произвольное значение, близкое к нулю. Однако его следует выбирать большим или равным σ_0, иначе, как это очевидно, задача (3) не будет иметь решения. Поэтому лучше задавать σ с небольшим запасом. В данной работе было принято $\sigma = 5''$.

Как известно, решение задачи (3) сводится к безусловной минимизации функции Лагранжа:

$$L(q, \lambda) = \Phi(q) + \lambda F(q) \to \min, \qquad (4)$$

которая, в свою очередь, сводится к решению нелинейной системы уравнений:

$$\frac{\partial L(q, \lambda)}{\partial (q, \lambda)} = 0. \qquad (5)$$

Система (5) решается методом дифференциальных поправок по следующей итерационной схеме:

$$\begin{pmatrix} q \\ \lambda \end{pmatrix}^{(j+1)} = \begin{pmatrix} q \\ \lambda \end{pmatrix}^{(j)} - \left\{ \left(\begin{array}{c|c} \dfrac{\partial^2 \Phi}{\partial q^2}(1+\lambda) & \dfrac{\partial \Phi}{\partial q} \\ \hline \left(\dfrac{\partial \Phi}{\partial q}\right)^T & 0 \end{array} \right)^{-1} \begin{pmatrix} \dfrac{\partial \Phi}{\partial q}(1+\lambda) \\ \Phi(q) - K \end{pmatrix} \right\}_{(q,\lambda)^{(j)}}, \qquad (6)$$

где j – номер итерации. Здесь, как и в (2), отброшены слагаемые со вторыми изохронными производными.

Определим параметр Δd, характеризующий размеры области сходимости. Начальное приближение $q^{(0)}$ для итерационных схем (2) и (6) выбиралось на луче, проведенном из точки наблюдения (Земли) по направлению того наблюдения $(\alpha_{ср}, \delta_{ср})$, которое находится наиболее близко к середине мерного интервала, причем три компоненты скорости в $q^{(0)}$ полагались равными нулю. Положение объекта на этом луче определяется расстоянием d от Земли. Таким образом, $q^{(0)}$ вычисляется по формулам:

$$\begin{cases} q_1^{(0)} = d\cos\delta_{cp}\cos\alpha_{cp} + g_1, \\ q_2^{(0)} = d\cos\delta_{cp}\sin\alpha_{cp} + g_2, \\ q_3^{(0)} = d\sin\delta_{cp} + g_3, \\ q_4^{(0)} = q_5^{(0)} = q_6^{(0)} = 0, \end{cases} \qquad (7)$$

где $g = (g_1, g_2, g_3)$ – вектор гелиоцентрических координат Земли. Параметр $\Delta d = d_к - d_н$ (рис. 1) является отрезком луча, в пределах которого можно выбирать $q^{(0)}$, чтобы итерационный процесс (2) или (6) был сходящимся.

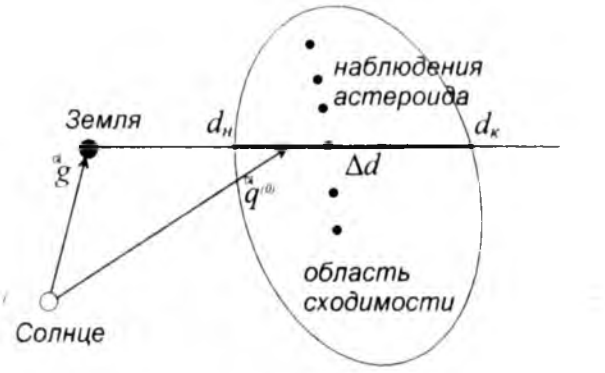


Рис. 1.

Для сравнения размеров областей сходимости для методов (2) и (6) использовался ряд астероидов, наблюдавшихся на небольшой дуге – около месяца и меньше. Для каждого астероида определялись интервалы Δd, в пределах которых процессы (2) и (6) сходятся. Результаты этих исследований представлены в таблице.

Сравнение размеров областей сходимости метода наименьших квадратов и метода множителей Лагранжа.

Астероид	Метод наименьших квадратов			Метод множителей Лагранжа		
	$d_н$	$d_к$	Δd	$d_н$	$d_к$	Δd
2000 WL7	2.1	29	27	1.5	43	41
2000 YV137	0.6	1.8	1.2	0.5	2.6	2.1
2003 EH1	1.3	1.5	0.2	0.8	1.6	0.8
2003 UN284	10	83	73	7	119	112
2003 WC25	Расходится			1.3	2.4	1.1
2003 WP7	0.07	0.2	0.1	0.01	0.3	0.3
2003 XG	Расходится			1.0	3.8	2.8
2003 YQ94	0.6	1.9	1.3	0.5	3.2	2.7

Здесь все значения $d_н$, $d_к$ и Δd приведены в астрономических единицах.

Сравнение колонок Δd в таблице показывает, что интервал сходимости метода множителей Лагранжа во всех случаях больше, чем у обычного метода наименьших квадратов.

Проведенное исследование позволяет заключить, что наложение простого ограничения на минимизируемую функцию приводит к увеличению области сходимости метода дифференциальных поправок. Имеют место даже случаи, как это видно из таблицы для астероидов 2003 WC25 и 2003 XG, когда для обычного метода наименьших квадратов вдоль заданного направления сходимости вообще нет, в то время как для метода множителей Лагранжа область сходимости существует. Поэтому можно рекомендовать применение такого способа улучшения орбит в случаях слишком грубого начального приближения $q^{(0)}$, что повысит вероятность попадания $q^{(0)}$ в область сходимости.

Следует заметить, что метод множителей Лагранжа, как и любой другой способ условной минимизации, дает не абсолютный минимум, а условный, который всегда больше абсолютного. Поэтому решение, полученное методом множителей Лагранжа, требует дальнейшего уточнения с помощью обычного метода наименьших квадратов. Таким образом, метод множителей Лагранжа можно рассматривать как способ получения более точного начального приближения $q^{(0)}$ в случаях, когда оно сразу не попадает в область сходимости метода наименьших квадратов.

Второй вывод заключается в том, что способ задания начального приближения $q^{(0)}$ в виде (7) может быть приемлем для астероидов, наблюдавшихся на короткой дуге. При достаточно большой величине интервала Δd его можно использовать вместо методов определения предварительной орбиты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черницов А.М., Батурин А.П., Тамаров В.А. Исследование алгоритмов определения изоповерхностей целевой функции метода наименьших квадратов // Изв. вузов. Физика. 2003. №12. С.44 – 51.

2. Аоки М. Введение в методы оптимизации. М.: Наука, 1977. 560 с.

АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДОЛЬНОЙ И ПОПЕРЕЧНОЙ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ НЕУПРАВЛЯЕМЫХ СНАРЯДОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ТЕЛЕМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРЕНИЙ

Береговских Н.А., Котик И.П., Хилов А.В.
РФЯЦ-ВНИИЭФ
607190, г. Саров, пр. Мира, 37
тел.(83130) 40960, факс (83130)
E-mail:tilkunova@dep16.vniief.ru

В данном сообщении будет представлен способ определения продольной угловой скорости ω_{x1}, поперечной угловой скорости $\omega_п$ и ее верхней $\overline{\omega}_п$ и нижней $\underline{\omega}_п$ огибающих, по результатам измерений перегрузок (ускорений).

Перечисленные выше параметры динамики движения могут быть использованы для определения аэродинамических характеристик симметричного снаряда [1].

Суть определения продольной угловой скорости заключается в следующем: если установить в плоскости, перпендикулярной продольной оси снаряда, датчики перегрузки n_{y1} (или n_{z1}) в двух точках, расположенных на линии, параллельной оси OY_1 (или OZ_1) связанной системы координат (рис. 1), то из анализа системы уравнений для составляющих вектора перегрузки, действующей в произвольной точке снаряда, имеем [2]:

$$\left.\begin{aligned} n_{x1}^j &= n_{x1}^0 - \frac{1}{g}\left[\dot{\omega}_{y1}\cdot z_1^j - \dot{\omega}_{z1}\cdot y_1^j + W\cdot\omega_{x1} - \omega^2\cdot x_1^j\right],\\ n_{y1}^j &= n_{y1}^0 - \frac{1}{g}\left[\dot{\omega}_{z1}\cdot x_1^j - \dot{\omega}_{x1}\cdot z_1^j + W\cdot\omega_{y1} - \omega^2\cdot y_1^j\right],\\ n_{z1}^j &= n_{z1}^0 - \frac{1}{g}\left[\dot{\omega}_{x1}\cdot y_1^j - \dot{\omega}_{y1}\cdot x_1^j + W\cdot\omega_{z1} - \omega^2\cdot z_1^j\right], \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

где

$$\omega^2 = \omega_{x1}^2 + \omega_{y1}^2 + \omega_{z1}^2;$$

$$W = \omega_{x1}\cdot x_1^j + \omega_{y1}\cdot y_1^j + \omega_{z1}\cdot z_1^j;$$

j= A или B – точка установки чувствительного элемента датчика.

Получим следующие выражения для определения продольной угловой скорости:

$$\left.\begin{aligned} \omega_{x1}^2 + \omega_{z1}^2 &= \frac{g}{\Delta y_1^{AB}}\cdot\Delta n_{y1}^{AB},\\ \omega_{x1}^2 + \omega_{y1}^2 &= \frac{g}{\Delta z_1^{AB}}\cdot\Delta n_{z1}^{AB}, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

где $\Delta n_{y1}^{AB} = n_{y1}^A - n_{y1}^B$, $\Delta y_1^{AB} = y_1^A - y_1^B$,

$\Delta n_{z1}^{AB} = n_{z1}^A - n_{z1}^B$, $\Delta z_1^{AB} = z_1^A - z_1^B$.

При движении симметричного снаряда угловые скорости ω_{y1} и ω_{z1} изменяются периодически, принимая в некоторые моменты времени значения, равные нулю. В эти моменты величины Δn_{y1}^{AB} и Δn_{z1}^{AB} соответствуют своим минимальным значениям. Откуда следует, что для оценки квадрата продольной угловой скорости ω_{x1}^2 необходимо использовать нижнюю огибающую $\underline{\Delta n_{y1}}$ (либо $\underline{\Delta n_{z1}}$) зависимости Δn_{y1} (Δn_{z1}) и тогда

$$\left.\begin{aligned} \omega_{x1}^2 &= \frac{g}{\Delta y_1^{AB}}\cdot\underline{\Delta n_{y1}^{AB}},\\ \omega_{x1}^2 &= \frac{g}{\Delta z_1^{AB}}\cdot\underline{\Delta n_{z1}^{AB}}. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

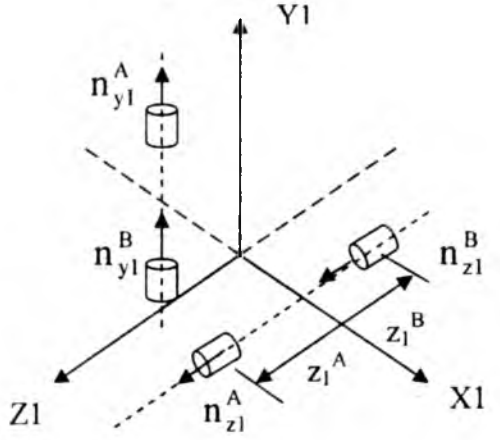


Рис. 1

Для оценки поперечной угловой скорости снаряда $\omega_п$ необходимо установить два акселерометра или интегратора продольной перегрузки на прямой, параллельной продольной оси снаряда (рис.2).

Тогда из уравнения (1), записанного для двух точек A и B, получим выражения для определения либо $\omega_п^2$, либо $\int\omega_п^2\cdot dt$:

а) в случае установки двух акселерометров

$$\omega_п^2 = \frac{g}{\Delta x_1^{AB}}\cdot\Delta n_{x1}^{AB}; \quad (4)$$

б) в случае установки двух интеграторов продольной перегрузки

$$\int\omega_п^2\cdot dt = \frac{\Delta I}{\Delta x_1^{AB}}, \quad (5)$$

где $\Delta x_1^{AB} = x_1^A - x_1^B$ – расстояние между акселерометрами;

$\Delta n_{x1}^{AB} = n_{x1}^A - n_{x1}^B$ – разность перегрузок между двумя акселерометрами;

ΔI разность интегралов между двумя интеграторами;

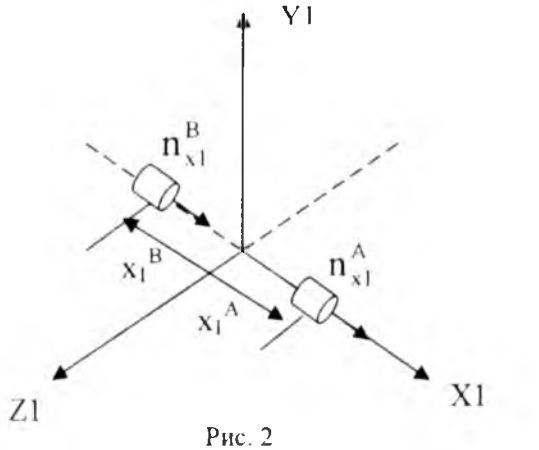


Рис. 2

Выразим через верхнюю и нижнюю огибающие поперечной угловой скорости:

$$\int \omega_n^2 \cdot dt \approx \int \frac{\overline{\omega_n^2} + \underline{\omega_n^2}}{2} dt = \int \frac{\overline{\omega_n^2}(1+k^2)}{2} dt, \quad (6)$$

где $k = \frac{n_{д}}{n_{п}}$

Из соотношений (4) – (6) получаем выражения для определения верхней и нижней огибающих поперечной угловой скорости симметричного снаряда:

а) в случае установки двух акселерометров

$$\overline{\omega_n} = \frac{g}{\Delta x_1^{AB}} \cdot \overline{\Delta n_{x1}^{AB}}; \quad (7)$$

$$\underline{\omega_n} = \frac{g}{\Delta x_1^{AB}} \cdot \underline{\Delta n_{x1}^{AB}}; \quad (8)$$

б) в случае установки двух интеграторов перегрузки

$$\overline{\omega_n} = \frac{2 \cdot \frac{d}{dt}(\Delta I)}{\Delta x_1^{AB} \cdot (1+k^2)}, \quad (9)$$

$$\underline{\omega_n} = k \cdot \overline{\omega_n} \quad (10)$$

Поперечная перегрузка (n_n), действующая в центре масс снаряда, определяется по формуле

$$n_n^0 = \sqrt{n_{y1}^{0\,2} + n_{z1}^{0\,2}}, \quad (11)$$

где n_{y1}^{0}, n_{z1}^{0} – проекция поперечной перегрузки n_n на ось OY1 и OZ1 соответственно.

Перегрузки n_{y1}^{0} и n_{z1}^{0} при установке датчиков согласно рис. 3, определяются по формуле

$$n_{f_1}^0 = \frac{f_1^A \cdot n_{f_1}^B - f_1^B \cdot n_{f_1}^A}{f_1^A - f_1^B}, \quad (12)$$

где $f_1 = y_1, z_1$

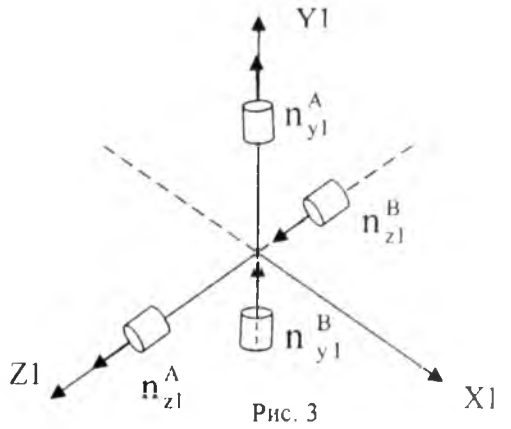


Рис. 3

Для частного случая, когда датчики перегрузки установлены симметрично, $f_1^A = f_1^B$ (рис. 4). n_{f1}^{0} определяются по формуле

$$n_{f_1}^0 = \frac{1}{2}\left(n_{f_1}^A + n_{f_1}^B\right). \quad (13)$$

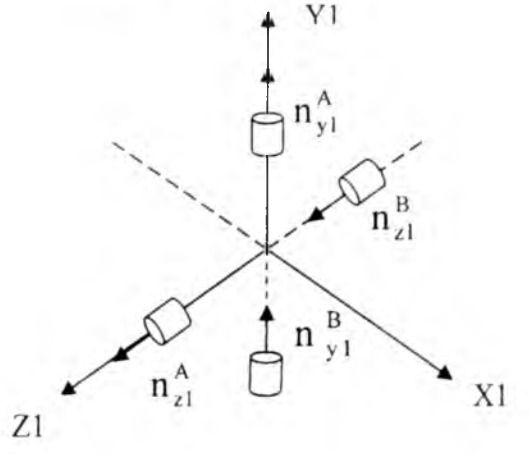


Рис. 4

При периодическом законе изменения n_n^0 можно найти ее период колебания или полупериод колебания снаряда (τ) и затем частоту колебания снаряда:

$$\Omega = \frac{1}{2\tau}. \quad (14)$$

Приведенные выше схемы установки акселерометров целесообразно применять при малых габаритах снаряда, большой продольной угловой скорости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лебедев А.А., Чернобровкин Л.С. Динамика полета. М.: Машиностроение, 1973. С. 465 – 597.
2. Некрасов А. И. Курс теоретической механики. Т. 1. М.: 1956. С. 363 – 371.

ОБЩАЯ БАЗА ДАННЫХ ИНТЕГРИРОВАННОЙ МНОГОУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ ПОЛУЧЕНИЯ ПРОЕКТНЫХ ОЦЕНОК КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Бовсуновский А.Б., Бутов В.Г., Васенина Т.В., Кожухов В.П.*, Косенко В.Е.*, Кувшинов Н.Е., Макаренко К.В., Ящук А.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529259, факс (3822) 529347
E-mail: niipmm@mail.tomsknet.ru
*НПО «Прикладная механика»
E-mail: kozhyh@nponm.ru

Общая база данных (БД) интегрированной многоуровневой системы (ИМС) Градиент имеет наименование APPARAT. База данных создана в MS Visual FoxPro 6.0 и является реляционной БД. БД APPARAT состоит из головного файла apparat.dbc, файлов таблиц с расширением .dbf, файлов индексов таблиц с расширением .CDX.

Целью разработки любой базы данных является хранение и использование информации о какой-либо предметной области. Основное назначение БД APPARAT – хранения и использование различных данных о космических аппаратах (КА), а также интеграция работы прикладных программ (подсистем) которые производят оценочные расчеты и оптимизацию КА. Работа с БД организована по принципу КЛИЕНТ–СЕРВЕР. В качестве КЛИЕНТА выступает каждая из подсистем ИМС. Подсистемы обращаются к БД, считывают данные, отрабатывают, а затем записывают информацию в БД или в файлы результатов.

БД ИМС имеет сложную структуру. Это объясняется, во-первых, тем, что сам КА имеет сложную структуру. Во-вторых, тем, что с БД работают несколько подсистем, которые рассчитывают различные параметры КА или его узлов (батарей солнечных, модулей, панелей).

При проектировании БД КА был разложен на отдельные типы объектов, соответствующие конструктивным элементам: прибор, панель, сотозаполнитель, труба, клей, материал (обшивки, трубы, сотозаполнителя) и т.д. и для каждого типа объекта была создана таблица. Какие свойства объекта нужно хранить в таблицах? Это определялось типом объекта, тем, какие подсистемы будут работать с таблицами, а также информационными потоками между подсистемами. При стратегическом планировании БД учитывались требования на данные всех подсистем, которые будут работать с БД, а не только тех, которые работают с БД в настоящем варианте Градиента. Такой подход избавляет от необходимости переписывать уже имеющиеся приложения (подсистемы) при добавлении в ИМС новой подсистемы.

Далее эти разрозненные данные были объединены путем:

a) создания таблицы UNITS, в которой хранится структурная схема объекта;

b) установления связей между таблицами.

Для поддержания связей между таблицами БД на уровне СУБД FoxPro для каждой таблицы создано уникальное индексное поле (первичный ключ), в котором хранится номер записи. А некоторые таблицы имеют еще неуникальные индексные поля, так называемые внешние ключи.

У таблицы UNITS имеется уникальный индекс unit_id. Индексное поле whatisit предназначено для связи с таблицей CODUNIT. Таблица CODUNIT содержит пронумерованный список типов узлов спутника. В таблицу UNITS в поле whatisit заносится только номер типа узла.

Структурная схема КА реализована в таблице UNITS в виде дерева узлов. На рис. 1 в поле 'owner' стоит индекс собственника узла.

Рис. 1. Дерево узлов КА

Связь таблицы UNITS с другими таблицами осуществляется через индексное поле what_id. В зависимости от типа узла поле what_id ссылается на запись в таблице, в которой хранятся данные о приборах, панелях и т.д.

Рис. 2. Схема БД

На рис. 2 показаны связи между таблицами. В БД ИМС используется один вид связи: один ко многим. Связь между таблицами устанавливает отношения между совпадающими значениями в ключевых полях, в БД APPARAT эти поля имеют одинаковые имена в обеих таблицах.

СУБД FoxPro позволяет выбирать стратегию поддержания ссылочной целостности между связанными таблицами.

Например, разработчик подсистемы ПС-10 (конструирования КА из типовых узлов) выбрал для поддержания целостности данных между таблицами, с которыми он работает стратегию Cascade–каскадного обновления связанных записей. Это значит, что любое изменение значения первичного ключа родительской таблицы приведет к автоматическому обновлению внешнего ключа дочерней таблицы. При удалении записи в родительской таблице принята стратегия Restrict, запрещающая удаление записей, если в дочерней таблице имеются связанные записи.

Доступ к данным, хранящимся в таблицах БД в различных видах (числовом, текстовом, графическом и т.д.), из подсистем осуществляется с помощью структурированного языка запросов (SQL). БД регистрируется на драйвере MS Visual FoxPro как источник данных ODBC (открытый интерфейс для работы с базами данных). Функции прикладного программного интерфейса ODBC позволяют соединяться с источником и работать с записями БД APPARAT. Все запросы в подсистемах были протестированы в командном окне FoxPro.

В некоторых подсистемах работа с БД организована через фундаментальную библиотеку классов (MFC) MS Visual C++ 6.0.

Одна из подсистем ИМС предназначена для автоматизации заполнения таблиц базы данных числовой и текстовой информацией, вывода на печать содержимого таблиц (импорта числовой и текстовой информации), импорта геометрической информации, используемой расчетными подсистемами, архивации рассчитанных вариантов. В силу особенностей технического решения задач подсистемы она разделена на три программы:

a) программа наполнения, обслуживания и печати содержимого таблиц БД,

b) программа импорта/экспорта геометрических моделей,

c) программа создания системы архивов проектной документации.

При вызове программы наполнения, обслуживания и печати содержимого таблиц БД по умолчанию загружается диалоговое окно для работы с таблицей UNITS (рис. 3).

В левой части рис. 3 визуализировано дерево узлов КА, которое в таблице UNITS имеет вид, изображенный на рис. 1. По командам пункта меню Таблицы (рис. 3) вызываются диалоговые окна для работы с той или иной таблицей БД.

Рис. 3. Диалоговое окно для работы с таблицей UNITS

Основная работа с таблицей UNITS организована через контекстное меню. В зависимости от типа узла (панель, прибор, модуль) вызываются различные контекстные меню. Если выбранный тип узла может иметь дочерние узлы, то вызывается контекстное меню, в котором через команду меню "Добавить" к выбранному узлу можно добавить различные узлы. На рис. 4 показан вызов меню для узла типа "панель".

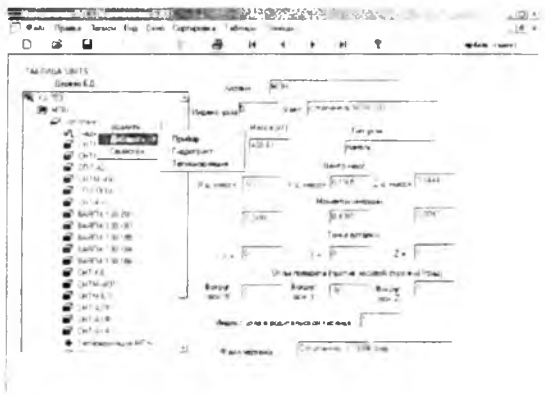


Рис.4 Вызов контекстного меню для типа узла "панель"

Работа с другими таблицами (за исключением таблицы UNITS) организована через меню или панель инструментов.

Функциональное ограничение на БД APPARAT: БД применима только для ИМС Градиент.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сигнор Р., Стегман М.О. Использование ODBC для доступа к данным. М.: Бином, 1995. 379 с.
2. Григорьев Ю.А., Ревунков Г.И. . Банки данных. М.: Изд-во МГТУ имени Н.Э. Баумана, 2002 318 с.

НОВАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ИСЗ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Бордовицына Т.В., Батурин А.П., Авдюшев, Васильева П.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
Тел. (3822) 529776, факс (3822) 529547
E-mail:bord@niipmm.tsu.ru

Настоящая работа посвящена описанию модифицированного программного комплекса «Численная модель движения ИСЗ», разработанного ранее в НИИ ПММ при ТГУ и используемого в ряде научных и учебных организаций России. Комплекс предназначен для прогнозирования движения ИСЗ различных классов орбит на значительных интервалах времени. Вносимые модификации касаются уточнения моделей действующих на ИСЗ сил и астрономических постоянных в соответствии с Соглашениями IERS 1996 [1].

Новая версия программного комплекса позволяет использовать в процессе интегрирования уравнения движения, записанные в трех формах: в прямоугольных координатах, в форме Энке [2] и в рамках метода неконсервативной стабилизации Баумгарта [2,3]. Одновременно с уравнениями движения в прямоугольных координатах могут интегрироваться уравнения для изохронных производных. В статье приведены примеры, позволяющие судить о возможностях применения настоящего программного комплекса. Одна из версий комплекса доступна по адресу http://212.192.100.117. Работа выполнена при поддержке государственных контрактов № 40.022.1.1.1108 и 40.022.1.2.1109.

Дадим краткое описание структуры комплекса.

Запишем уравнения движения центра масс ИСЗ в прямоугольной инерциальной системе координат, связанной с центром Земли, в виде

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathbf{x}}{\mathrm{d}t^2}+\frac{\mu}{r^3}\mathbf{x}=\left[ABCD\right]\frac{\partial U}{\partial \mathbf{x}}+\mathbf{P}. \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{x}=\left(x_1,x_2,x_3\right)^{\prime}$ – вектор положения объекта, t – физическое время, μ – гравитационный параметр центрального тела, r – модуль вектора положения. Возмущающее ускорение, стоящее в правой части уравнений движения, разделено на два слагаемых. Первое слагаемое содержит все возмущающие ускорения, связанные с геопотенциалом, а второе — все прочие возмущающие ускорения.

Произведение матриц $ABCD$ задает переход из инерциальной системы координат во вращающуюся, жестко связанную с Землей. Преобразования систем координат приведено в соответствие с Соглашением IERS (1996) [1].

Следуя методу Энке [2], вычтем из системы уравнений возмущённого движения (1) систему уравнений невозмущённого (кеплеровского) движения

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathbf{x}_K}{\mathrm{d}t^2}+\frac{\mu}{r_K^3}\mathbf{x}_K=\mathbf{0},$$

которая интегрируется аналитически. В результате получим уравнения в отклонениях координат от кеплеровской орбиты:

$$\frac{\mathrm{d}^2\delta\mathbf{x}}{\mathrm{d}t^2}+\frac{\mu}{r^3}\mathbf{x}-\frac{\mu}{r_K^3}\mathbf{x}_K=\left[ABCD\right]\frac{\partial U}{\partial \mathbf{x}}+\mathbf{P}, \qquad (2)$$

где индекс K обозначает переменные невозмущенного движения. В уравнениях (2) $\delta\mathbf{x}$ — малые величины, поэтому разность двух близких больших величин

$$\frac{\mu}{r^3}\mathbf{x}-\frac{\mu}{r_K^3}\mathbf{x}_K$$

будет вычисляться с неудовлетворительной точностью. Эту особенность можно устранить, введя специальное преобразование [2]. После преобразования уравнения Энке принимают окончательный вид

$$\frac{\mathrm{d}^2\delta\mathbf{x}}{\mathrm{d}t^2}+\frac{\mu}{r^3}(f\mathbf{x}+\delta\mathbf{x})=\left[ABCD\right]\frac{\partial U}{\partial \mathbf{x}}+\mathbf{P}, \qquad (3)$$

где f с заданной точностью определяется конечной суммой ряда

$$f(q)=-3+\frac{15}{2}q-\frac{105}{6}q^2+\ldots,$$

причем

$$2q=\frac{2(\mathbf{x}_k,\delta\mathbf{x})+(\delta\mathbf{x},\delta\mathbf{x})}{r^2}.$$

Представление уравнений в форме Энке позволяет при численном итегрировании существенно экономить разрядную сетку компьютера и эта форма записи рекомендуется при высокоточном краткосрочном прогнозировании движения.

Для долгосрочного прогнозирования можно использовать уравнения движения, стабилизированные по Баумгарту [3,4].

В методе Баумгарта стабилизация осуществляется посредством введения дополнительных стабилизирующих членов в дифференциальные уравнения движения, и уравнения принимают вид

$$\begin{cases}\dfrac{\mathrm{d}\mathbf{x}}{\mathrm{d}t}=\mathbf{x}-\gamma\cdot\Delta C\cdot\dfrac{\mu\mathbf{x}}{r^3}\cdot S,\\[2ex] \dfrac{\mathrm{d}\dot{\mathbf{x}}}{\mathrm{d}t}=f(\mathbf{x},t)-\gamma\cdot\Delta C\cdot\mathbf{x}\cdot S,\\[2ex] \dfrac{\mathrm{d}\bar{C}}{\mathrm{d}t}=(\dot{\mathbf{x}},P),\end{cases} \qquad (4)$$

где $\gamma=\mathrm{const}\neq 0$ выбирается эмпирически. Уклонение решения от интегральной поверхности задается величиной ΔC, определяемой соотношениями

$$\Delta C = C(x) - \bar{C} = \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{2} - \frac{\mu}{r} - \bar{C}\,,\ C_0 = C(x_0)\,,$$

$$S = \left(\frac{\mu^2}{r^4} + \dot{\mathbf{x}}^2\right)^{-1}\,,\ r^2 = \sum_{i=1}^{3} x_i^2\,.$$

Очевидно, в этом случае стабилизация тем эффективнее, чем слабее возмущения и чем медленнее меняются параметры опорных интегральных поверхностей.

Модель позволяет учитывать все гравитационные и негравитационные возмущения в движении ИСЗ, причем возмущения, связанные с Землей, вычисляются по рекуррентным алгоритмам кашинг емовского типа [5]. Уравнения движения (3) или (4) интегрируются методом Эверхарта [6] высокого порядка. Методика моделирования распада объектов на орбите описана в нашей работе [6].

Приведем два примера применения представляемого комплекса программ, демонстрирующие возможности комплекса.

Прогнозирование движения среднеобитальных ИСЗ с использованием разложения геопотенциала высокого разрешения. Для исследования возмущений от гармоник геопотенциала были выбраны девять моделей движения ИСЗ, характерно отличающихся высотой полета (табл. 1). Здесь H — высота полета спутника, a — большая полуось орбиты, e — эксцентриситет, i — наклон орбиты к плоскости экватора, T — период обращения спутника. Для более полного представления результатов в настоящий отчет включены три модели из предыдущего отчета. В табл. 1 они занимают первые три строки.

Таблица 1

Параметры движения

H, км	a, км	e	i, °	T,с
300	6678.13629	0.001	62.8	5431
500	6878.13629	0.001	62.8	5676
800	7178.13629	0.001	62.8	6052
1200	7578.13629	0.001	62.8	6565
1600	7978.13629	0.001	62.8	7091
2200	8578.13629	0.001	62.8	7906
3000	9378.13629	0.001	62.8	9038
4100	10738.13629	0.001	62.8	10674
5900	12300.00000	0.040	109 8	13680

Таблица 2

Оценка точности численного моделирования для различных спутников

H, км	Δr, км	H, км	Δr, км
300	$2\cdot10^{-7}$	2200	$4\cdot10^{-7}$
500	$2\cdot10^{-8}$	3000	$3\cdot10^{-7}$
800	$1\cdot10^{-8}$	4100	$2\cdot10^{-7}$
1200	$1\cdot10^{-7}$	5900	$3\cdot10^{-7}$
1600	$2\cdot10^{-7}$	—	—

Как показывают оценки, приведенные в табл. 2, суб-миллиметровая точность интегрирования достигается для всех объектов на заданном интервале времени.

Для получения оценок влияния гармоник высокого порядка проводился численный эксперимент на интервале времени в 10 оборотов спутника. Уравнения движения и параметры интегратора выбирались те же, что и в случае получения оценок точности.

В качестве показателя влияния гармоник высокого порядка был принят вклад каждой следующей группы гармоник 10 порядков относительно предыдущих. Для этого рассчитывались координаты спутника на некоторой сетке исследуемого временного интервала с учетом и без учета указанной группы гармоник, и определялся максимум разностей этих координат. Примеры оценки влияния гармоник от 20 до 360 порядков приведены на рис. 1–3. Здесь же показан уровень численной ошибки метода, за пределами которого учет влияния гармоник геопотенциала становится неопределенным.

Графики позволяют определить границу, до которой целесообразно производить учет влияния возмущений. Эта граница определена ошибкой численного моделирования. Так, для спутника с высотой полета 300 км достаточно взять разложение гравитационного потенциала до 290 порядка. Для спутника с высотой полета 1600 км этот порядок будет равен 60. Для спутников с высотой полета 5900 км достаточно взять порядок, равный 30. Сводный график приведен на рис. 4. Приведенными данными можно пользоваться для выбора числа гармоник, необходимого для достижения заданной точности прогнозирования движения.

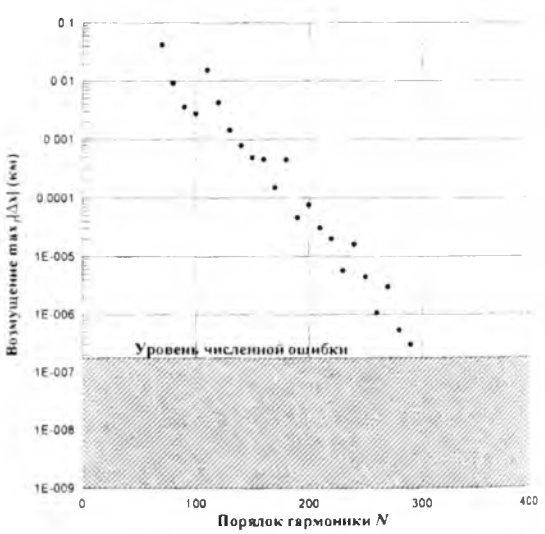


Рис. 1. Оценка влияния высоких гармоник геопотенциала. H =300 км

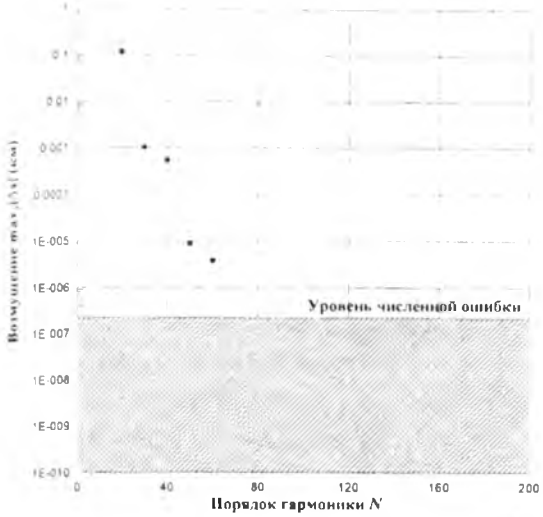


Рис. 2. Оценка влияния высоких гармоник геопотенциала. H=1600 км

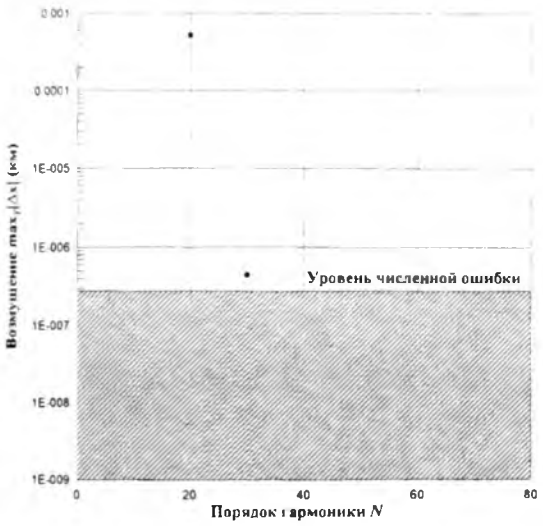


Рис. 3. Оценка влияния высоких гармоник геопотенциала. H=5900 км

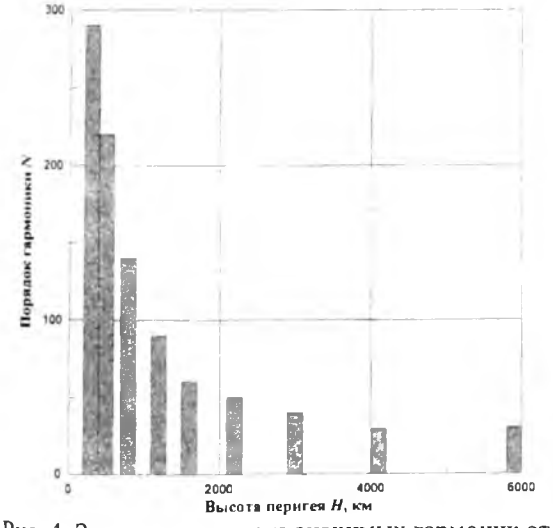


Рис. 4. Зависимость числа значимых гармоник от высоты перигея спутника

Исследования движения и распределения больших совокупностей объектов в околоземном пространстве. Моделирование взрыва осуществляется по нашим программам, изложенным в статье [10]. В качестве объекта исследования выбран спутник Экран -2, параметры которого приведены ниже:

$m = 1750$ кг,

$Q = 35800$ км апогейное расстояние,

$q = 35785$ км перигейное расстояние,

$i = 0^{\circ}.1$,

$a = 35792.5$ км,

$T = 67390.5546979904$ с,

момент запуска 20. 09. 1977,

момент взрыва 23. 06. 1978.

Для моделирования использовались уравнения движения в форме Баумгарта.

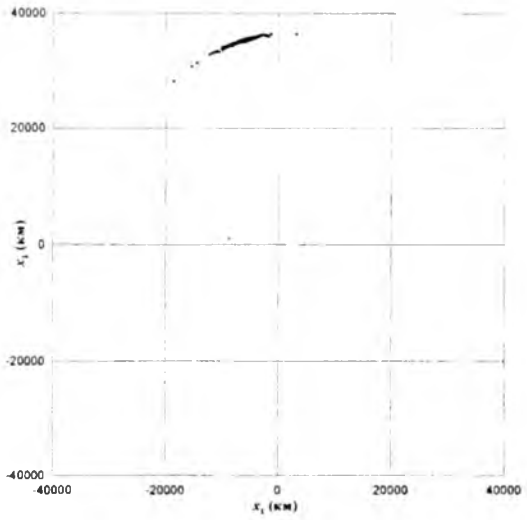


Рис. 5. Разброс фрагментов вдоль орбиты через сутки после взрыва

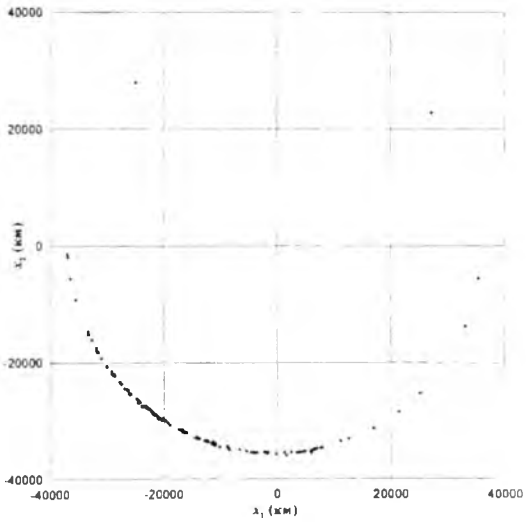


Рис. 6. Разброс фрагментов вдоль орбиты через 6 суток

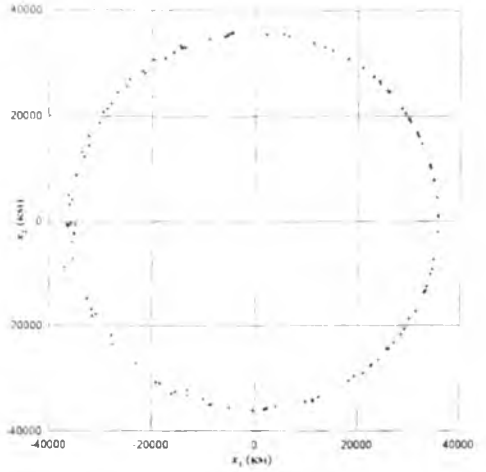


Рис. 7. Разброс фрагментов вдоль орбиты через 1 год

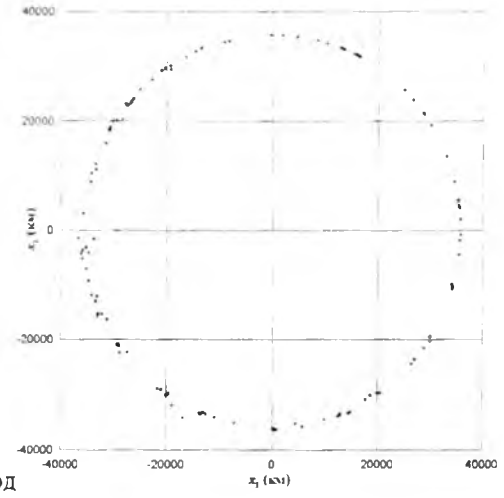


Рис. 8. Разброс фрагментов вдоль орбиты через 5 лет

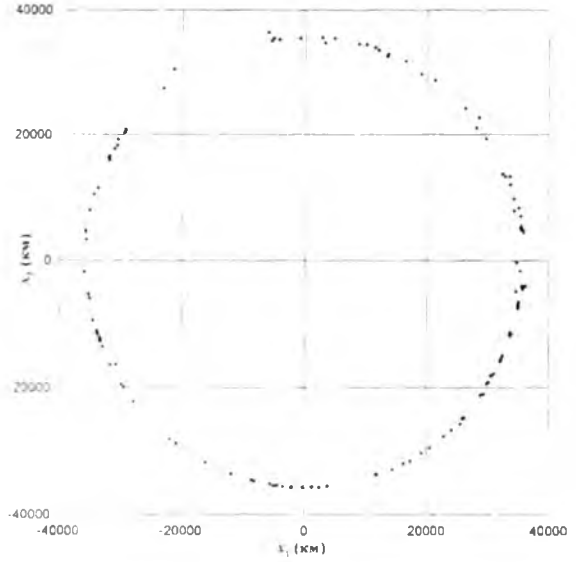


Рис. 9. Разброс фрагментов вдоль орбиты через 25 лет

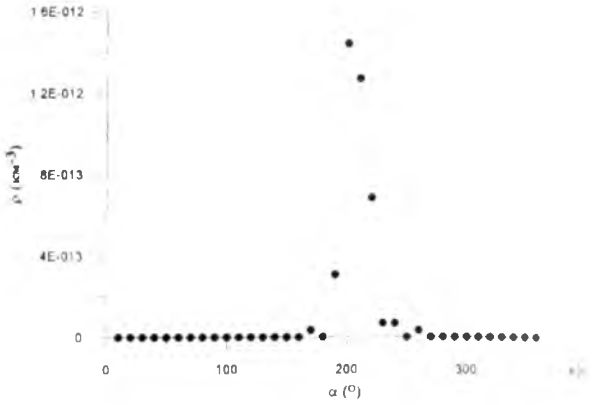


Рис. 10. Распределение плотности фрагментов через сутки

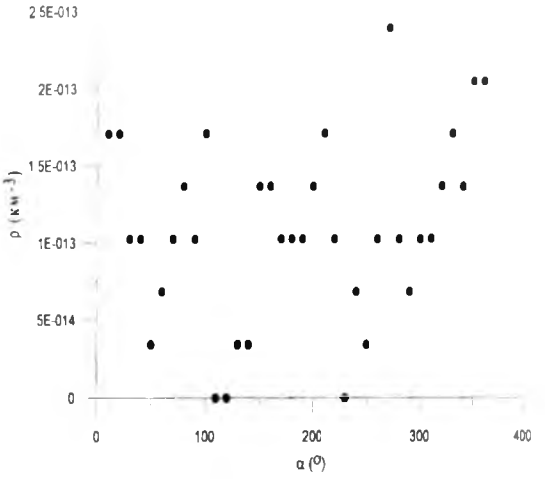


Рис. 11. Распределение плотности фрагментов через 25 лет

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Conversation IERS. 1996.
2. Брауэр Д., Клеменс Дж. Методы небесной механики М.: Мир, 1964. 514 с.
3. Baumgarte, J. Stabilization of Constraints and Integrals of Motion in Dynamical Systems // Comp. Math. Appl. Mech. Eng. 1972. Vol. 1. P. 1-16.
4. Avdushev V.A. Numerical Stabilization of Orbital Motion // Cel. Mech. V. 87(4). 2003. P. 383-409.
5. Canninguam L.E. On the Computation of the Special Harmonic Terms Needed During the Numerical Integration of the Artificial Satellite // Cellest.Mech. 1970. Vol. 2. P. 207-216.
6. Everhart E. Efficient Integrator of Very High Order and Accuracy with Appendix Listing of RADAU. Denver: Univ. of Denver. 1974. 20 p.
7. Бордовицына Т.В., Дружинина И В. Математическое моделирование динамических параметров потока частиц, образовавшихся в результате распада космического аппарата на околоземной орбите // Околоземная астрономия (космический мусор). М.: Изд-во Космосинформ. 1998. Вып. 2. С. 102-117.

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛИБРАЦИОННЫХ ДВИЖЕНИЙ АСЗ ВБЛИЗИ СОИЗМЕРИМОСТЕЙ 4/1 И 5/1 С ЮПИТЕРОМ.

Быкова Л.Е., Полулях М.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050 г. Томск, пр. Ленина,36

тел.(3822) 529776, факс (3822) 529347

E-mail:astrodep@niipmm.tsu.ru

В данной работе приведены результаты численного исследования орбитальной эволюции астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ) и движущихся в окрестности резонансов 4/1 и 5/1 с Юпитером. Список объектов, подлежащих исследованию, был составлен по значениям большой полуоси, полученным на основании орбитальных элементов из каталога Е.Боуэлла на 18.09.2003 г. (ftp. ftp.lowell.edu/pub/elgb/astorb.dat). В этот список были включены все объекты из общего числа АСЗ, попадающие в резонансные области, соответствующие рассматриваемым резонансам. Границы резонансных областей вначале рассчитывались по аналитическому алгоритму [1], а затем уточнялись в процессе численного моделирования задачи. Для всех АСЗ, попавших в резонансную область, была рассмотрена орбитальная эволюция и детально исследованы либрационные движения около точной соизмеримости. Расчеты проводились численным интегрированием уравнений движения АСЗ методом Эверхарта [2] на интервале времени (2000 г., 3000 г.) с учетом возмущений от всех больших планет и Луны. Уравнения движения и методика исследования подробно описаны в работе [3]. Оценка погрешности решения, получаемая интегрированием «вперед-назад», показала, что для данных объектов не удается получить эволюцию с приемлемой точностью на интервалах времени порядка нескольких тысяч лет, поэтому исследования проводились на интервале в 1000 лет.

Таблица 1

АСЗ в окрестности резонанса 4/1 с Юпитером

Название АСЗ	α, "\сут	Название АСЗ	α, "\сут
1991 BA	(-35, -19)	2001 FE7	(-23, 15)
1997 GG3	(-8, -3)	2001 VF75	(-14, 18)
1998 QA62	(-3, 8)	2001 XX103	(-16, 20)
1998 WD31	(-10, 17)	2002 AP3	(9, 24)
1999 NB5	(-3, -15)	2002 BA1	(-5, 9)
(38071)	(-8, -19)	2002 DH2	(-15, 20)
(34613)	(-7, 12)	2002 GF1	(-5, 10)
2000 JF5	(-20, 14)	2002 HP11	(-5, 11)
2000 WJ10	(-10, 0)	2002 PE43	(-4, -11)
2000 WS28	(-12, 17)	2002 RX211	(-4, 3)
2001 BK16	(-6, 11)	2002 XP90	(-6, -16)

Таблица 2

АСЗ в окрестности резонанса 5/1 с Юпитером

Название АСЗ	α, "\сут	Название АСЗ	α, "\сут
(1981) Midas	(-3, 8)	(54686)	(4, 7)
1998 MQ	(-4, -1)	2001GS2	(-1, 5)
1999 YT	(4, 7)	(54789)	(-1, 7)
2000 AB6	(-12, -8)	2001 PK9	(0, 12)
2000 CP101	(5, 10)	2001 SN289	(-2, 14)
2000 DK79	(-1, 7)	2001 UD18	(-12, 8)
2000 EC104	(-8, -4)	2001 UN16	(-15, -35)
2000 RD53	(-13, -5)	2002 CD14	(-3, 10)
2000 VM2	(-7, 12)	2002 LS32	(-7, 0)
2001 BO61	(-4, 13)	2002 MN	(-43, -39)
2001 CB32	(-4, 4)	2002 UQ12	(16, 23)

Выше в табл. 1, 2 приведены перечни исследуемых объектов, а также резонансная щель [4]

$$\alpha = k_1 \cdot n_a - k_2 \cdot n_J \qquad (1)$$

для каждого астероида. Здесь n_a, n_J — средние движения астероида и Юпитера соответственно, k_1 и k_2 — целые числа.

(В таблицах не для всех астероидов приведены их полные обозначения: астероиду с номером 38071 соответствует полное обозначение (38071) 1999 GU3, 34613 – (34613) 2000 UR13, 54686 – (54686) 2001 DU8, 54789 – (54789) 2001 MZ7).

Исследования орбитальной эволюции показали, что не все АСЗ из списков, приведенных в табл. 1, 2, захвачены в резонанс. В связи с этим рассмотренные астероиды можно разделить на три группы. Для первой группы АСЗ характерно движение то внутри, то вне резонансной области, и они не проходят через значение точной соизмеримости. Хотя эти астероиды во все время движения находятся в окрестности резонанса, нельзя считать, что они захвачены в резонанс. АСЗ второй группы достигают значения точного резонанса, но имеют большую амплитуду либраций около значения точной соизмеримости, что приводит к неустойчивой геометрической конфигурации "астероид–планета". Астероиды первой и второй группы составляют большинство объектов из перечня. И, наконец, третью группу составляют астероиды, которые захвачены в резонанс. К ним относятся АСЗ: 1998 WD31, 2000 UR13, 2000 BK16, 2001 VF75, 2001 XX103, 2002 BA1, 2002 GF1, находящиеся в резонансе 4/1, и 2000 VM2, 2001 GS2, 2001 MZ7, 2002 LS32 – в ре-

зонансе 5:1. Для всех этих астероидов характерна небольшая или средняя амплитуда либраций и устойчивая геометрическая конфигурация "астероид–Юпитер"

Для иллюстрации поведения АСЗ, захваченных в резонанс, на рис. 1, 2 приведены графики эволюции резонансной щели α (1) для астероида 2002 BA1 (резонанс 4:1) и 2000 VM2 (резонанс 5:1) на интервале времени в 1000 лет. На рисунках через T обозначено время в тыс. лет.

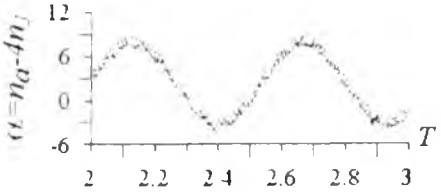


Рис. 1. АСЗ 2002 BA1 (резонанс 4/1)

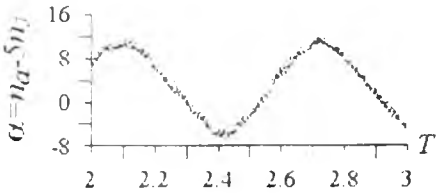


Рис. 2. АСЗ 2000 VM2 (резонанс 5/1)

На рис. 3, 4 показаны проекции орбит этих же астероидов на плоскость эклиптики в гелиоцентрической системе координат, вращающейся с орбитальной угловой скоростью Юпитера (здесь Солнце и Юпитер помечены астрономическими значками, расстояния до больших планет – пунктирными линиями). Орбиты астероидов даны в течение нескольких периодов либрации около точной соизмеримости на интервале времени (2000 г., 3000 г.).

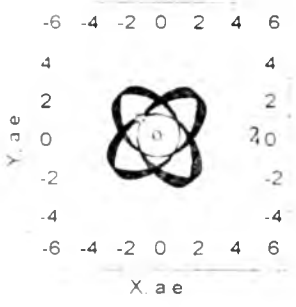


Рис. 3. АСЗ 2002 BA1 (резонанс 4:1)

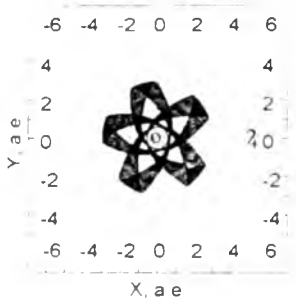


Рис. 4. АСЗ 2000 VM2 (резонанс 5/1)

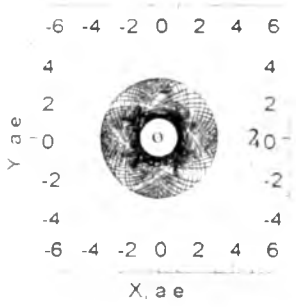


Рис. 5. АСЗ (38071) 1999 GU3 (резонанс 4/1)

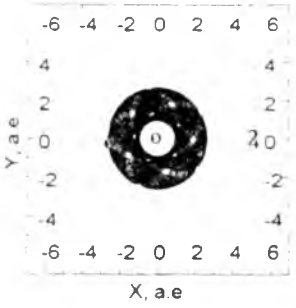


Рис.6. АСЗ 2000 AB6 (резонанс 5/1)

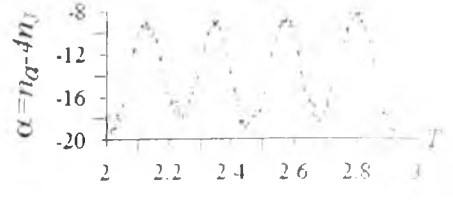


Рис. 7. АСЗ (38071) 1999 GU3 (резонанс 4:1)

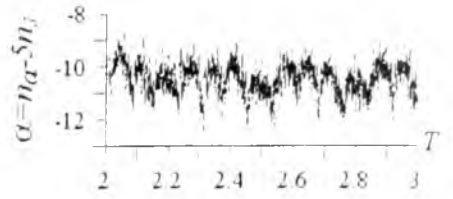


Рис. 8. АСЗ 2000 AB6 (резонанс 5:1)

Для сравнения, на рис. 5–8 приведены те же данные об орбитах астероидов, движущихся в окрестности резонанса, но не захваченных в резонанс. На рис. 5, 6 показаны проекции орбит астероидов на плоскость эклиптики во вращающейся системе координат, на рис. 7,8 – эволюция α (1) на интервале времени 1000 лет.

Как показали исследования, астероиды, приведенные в качестве примеров (рис. 1 – 8), испытывают тесные сближения с большими планетами внутренней группы (в пределах 0.1 а.е.) на интервале времени (2000 г., 3000 г.). Для астероида 2002 BA1 такое сближение происходит с Марсом (минимальное расстояние d = 0.0639 а.е.), а для астероида 2000 VM2 имеет место сближение с Венерой (минимальное расстояние d = 0.0606 а.е.). Астероид (38071) 1999 GU3 имеет тесные сближения с Землей: (d = 0.0041 а.е.) и Марсом (d = 0.0176 а.е.). Астероид 2000 AB6 имеет также сближения с Землей d = 0.0057 а.е. и Марсом d = 0.0094 а.е.

Следует отметить, что все исследования проводились для номинальных орбит АСЗ. Окончательные выводы о захвате этих астероидов в резонанс можно будет сделать при рассмотрении областей возможных движений этих объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдульмянов Т.Р. Либрационные орбиты астероидов вблизи соизмеримостей средних движений в модели обобщенного идеального резонанса: дис. к.ф.-м.н. Казань: КГУ, 2002. 106 с.
2. Everhart E. Implicit Single Sequence Methods for Integrating Orbits // Cel. Mech. 1974. Vol. 10. P. 35–55.
3. Быкова Л.Е. Численные исследования либрационных движений АСЗ вблизи соизмеримостей 2/1 и 7/3 с Юпитером. // Изв. вузов. Физика. 2003. №12 (Приложение "Небесная механика и прикладная астрономия"). С. 52-61.
4. Гребеников Е.А., Рябов Ю.А. // Резонансы и малые знаменатели в небесной механике. М.: Наука, 1978. 128 с.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕКУРРЕНТНЫХ АЛГОРИТМОВ КАННИНГЕМА И ХОЛШЕВНИКОВА ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ОТ ГЕОНОТЕНЦИАЛА

Дубас О.М.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529776
E-mail: astrodep@niipmm.tsu.ru

Гравитационное поле Земли оказывает основное влияние на движение искусственных спутников планеты. Поэтому при моделировании движения ИСЗ вычисление гравитационного влияния Земли является, пожалуй, одной из главных составных частей динамической модели.

На практике потенциал представляется в виде разложения по сферическим функциям. Для нахождения производных от потенциала применяют различного рода рекуррентные алгоритмы. Наиболее широко известным является алгоритм Каннингема [1]. В последнее время появился новый алгоритм, предложенный Холшевниковым [2] , который является модификацией алгоритма Каннингема.

Целью нашей работы было сравнение обоих алгоритмов по скорости работы на ЭВМ при условии, что точность обоих алгоритмов должна быть одинаковой.

Алгоритм Каннингема .

В алгоритме Каннингема используется потенциал Земли в виде

$$U = \text{real}\, fM_0 \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=1}^{n} r_0^n \left(C_{n,m} - iS_{n,m} \right) V_{n,m},$$

где r_0 - некоторая линейная величина для земного экваториального радиуса; $C_{n,m}$ и $S_{n,m}$ являются безразмерными константами.

Шаровую функцию $V_{n,m}$ вычисляют по следующим рекуррентным соотношениям:

для $n = m$

$$V_{n,n} = (2n-1)\frac{x+iy}{r^2} V_{n-1,n-1};$$

для $n \neq m$

$$(n-m)V_{n,m} = (2n-1)\frac{z}{r^2} V_{n-1,m} - \frac{n+m-1}{r^2} V_{n-2,m}.$$

Для нахождения производной потенциала нам необходимо использовать рекуррентные соотношения для производной от шаровой функции.

Эти соотношения выглядят следующим образом для m>0:

$$\frac{\partial V_{n,m}}{\partial x} = -\frac{V_{n+1,m+1}}{2} + \frac{(n-m+2)!}{2(n-m)!} V_{n+1,m-1},$$

$$\frac{\partial V_{n,m}}{\partial y} = \frac{iV_{n+1,m+1}}{2} + \frac{i(n-m+2)!}{2(n-m)!} V_{n+1,m-1},$$

$$\frac{\partial V_{n,m}}{\partial z} = -\frac{(n-m+1)!}{(n-m)!} V_{n+1,m}.$$

Если m=0, то формулы представляются в следующем виде:

$$\frac{\partial V_{n,m}}{\partial x} = -\frac{V_{n+1,m}}{2} - \frac{V^*_{n+1,1}}{2},$$

$$\frac{\partial V_{n,m}}{\partial y} = -\frac{iV_{n+1,m}}{2} - \frac{V^*_{n,n+1}}{2},$$

где

$$V^*_{n,m} = \frac{(n+m)!}{(-1)^m (n-m)!} V_{n,m}.$$

Производные от потенциала мы можем вычислить по формуле

$$\frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}} = \text{Real} fM_0 \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=1}^{n} r_0^n \left(C_{n,m} - iS_{n,m} \right) \frac{\partial V_{n,m}}{\partial \mathbf{r}},$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}\{x, y, z\}$.

Алгоритм, предложенный Холшевниковым.

Для представления потенциала в виде

$$U = \text{real} fM_0 \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=1}^{n} r_0^n \left(C_{n,m} - iS_{n,m} \right) V_{n,m}$$

введем обозначения

$$V_{n,m} = X_{n,m} + iY_{n,m}.$$

Тогда мы получим следующее представление потенциала:

$$U = fM_0 \sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n} r_0^n (C_{n,m} X_{n,m} + S_{n,m} Y_{n,m}).$$

Для $X_{n,m}$ и $Y_{n,m}$ существуют рекуррентные соотношения вида:

для n=m

$$X_{n,m} = \frac{2n+1}{r^2}\left[xX_{n-1,m-1} - yY_{n-1,m-1} \right],$$

$$Y_{n,m} = \frac{2n+1}{r^2}\left[xY_{n-1,m-1} + yX_{n-1,m-1} \right];$$

для $n \neq m$:

$$(n-m)X_{n,m} = (2n-1)\frac{z}{r^2} X_{n-1,m} - \frac{n+m-1}{r^2} X_{n-2,m},$$

$$(n-m)Y_{n,m} = (2n-1)\frac{z}{r^2} Y_{n-1,m} - \frac{n+m-1}{r^2} Y_{n-2,m};$$

Воспользовавшись тем, что градиент от потенциала есть шаровая функция, представим его в виде

$$\mathrm{grad}U = fM_0 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{n} r_0^n (A_{n,m}^k X_{n,m} + B_{n,m}^k Y_{n,m}).$$

Переменная k изменяется от 1 до 3. $A^k{}_{n,m}$ и $B_{n,m}^k$ линейно зависят от $C_{n,m}$ и $S_{n,m}$ следующим образом:

$$A_{n,m}^1 = \frac{\partial A_{n,m}}{\partial x} = -\frac{1+\delta_{1,m}}{2}(1-\delta_{0,m})C_{n-1,m-1} + \nu C_{n-1,m+1},$$

$$B_{n,m}^1 = \frac{\partial B_{n,m}}{\partial x} = -(1-\delta_{0,m})\left[-\frac{1-\delta_{1,m}}{2}S_{n-1,m-1} + \nu S_{n-1,m+1}\right],$$

$$A_{n,m}^2 = \frac{\partial A_{n,m}}{\partial y} = -\frac{1-\delta_{1,m}}{2}(1-\delta_{0,m})S_{n-1,m-1} + \nu C_{n-1,m+1},$$

$$B_{n,m}^2 = \frac{\partial B_{n,m}}{\partial y} = -(1-\delta_{0,m})\left[-\frac{1+\delta_{1,m}}{2}C_{n-1,m-1} + \nu C_{n-1,m+1}\right],$$

$$A_{n,m}^3 = \frac{\partial A_{n,m}}{\partial x} = -(n-m)C_{n-1,m},$$

$$B_{n,m}^3 = \frac{\partial B_{n,m}}{\partial x} = -(n-m)S_{n-1,m},$$

где $\nu = \dfrac{(n-m)(n-m-1)}{2}$.

В результате , в данном алгоритме производные от потенциала представляются в ином виде:

$$\frac{\partial U}{\partial x} = fM_0 \sum_{n=0}^{\infty} r_0^n \sum_{m=1}^{n} \left(A_{n,m}^1 X_{n,m} + B_{n,m}^1 Y_{n,m}\right),$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = fM_0 \sum_{n=0}^{\infty} r_0^n \sum_{m=1}^{n} \left(A_{n,m}^2 X_{n,m} + B_{n,m}^2 Y_{n,m}\right),$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} = fM_0 \sum_{n=0}^{\infty} r_0^n \sum_{m=1}^{n} \left(A_{n,m}^3 X_{n,m} + B_{n,m}^3 Y_{n,m}\right).$$

Численные результаты.

Для того чтобы сравнить скорость работы обоих алгоритмов были составлены две программы на языке TURBO PASCAL 7.0. В качестве характеристики скорости было использовано процессорное время. Сравнение было произведено до восьмого порядка. В результате мы получили, что время работы алгоритмов Каннингема и Холшевникова одинаково. По-видимому, это объясняется тем, что различие в количестве вычислительных операций для обоих алгоритмов незначительно.

Единственное преимущество алгоритма Холшевникова состоит в том, что в нем отсутствуют операции с комплексными числами. Это важно, когда мы работаем с языками программирования, в которых не предусмотрены операции с комплексными числами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cunningham L. E. On the computation of the spherical harmonic terms needed during the numerical integration of the orbital motion of an artificial satellite // Celect. Mech. 1970. №2. 2 270-216.

2. Холшевников К. В. Простейшая форма представления градиента гравитационного потенциала небесных тел // Физика космоса: Труды 33-й Международной студенческой научной конференции 2-6 февраля 2004 г. Екатеринбург: Изд-во УрГУ, 2004 С. 222-230.

РЕГУЛЯТОР ДАВЛЕНИЯ БЛОКА ПОДАЧИ КСЕНОНА СИСТЕМЫ КОРРЕКЦИИ СОВРЕМЕННЫХ СПУТНИКОВ СВЯЗИ

Ладыгин А.П., Двирный В.В.
ФГУП «НПО прикладной механики имени академика М.Ф. Решетнева»
662972, Красноярский край, г. Железногорск, ул. Ленина, 52,
тел. (39197) 28008, 64911, факс (39197) 22635
E-mail: npopm@npopm.ru

К современным КА связи предъявляются высокие требования, прежде всего, по сроку активного существования (до 15 лет в настоящее время) и повышенному количеству стволов ретранслятора на единицу массы повышенной точности ориентации. Такие требования обусловили необходимость разработки пневмоавтоматики малой массы и размеров, повышенного ресурса и надежности. В НПО ПМ разработан редуктор давления (рис. 1) блока подачи ксенона системы коррекции КА.

Почти во всех современных пневмосистемах регуляторы давления являются одним из основных агрегатов. К таким системам относятся: системы наддува топливных баков, наддува и охлаждения кабин и приборных отсеков, питание сжатым газом рулевых машин и других агрегатов автоматики. В нашем случае это БПК, который предназначен для подачи ксенона с заданными величинами давления, расхода и температуры в двигательные блоки системы коррекции КА.

Исходные данные:

Рабочее тело – ксенон.

Давление на входе в редуктор давления (РД) – десятки атмосфер.

Температура рабочего тела (на входе в РД) – от 20 до 50°С.

Расход рабочего тела – несколько мг/с.

Давление на выходе РД в расходном режиме – около атмосферы.

Масса – не более 0,15 кг.

Условия эксплуатации: окружающая среда – вакуум при давлении $1 \cdot 10^{-13}$ мм. рт. ст.

Расчет РД был проведен по следующим пунктам:

- расчет дросселирующего сечения регулятора и хода клапана, выбор конструктивной схемы;
- определение характеристик пружины исходя из удельной нагрузки на клапан;
- расчет возможности регулировки настроечного давления;
- определение соответствия расходов воздуха и ксенона при испытаниях РД.

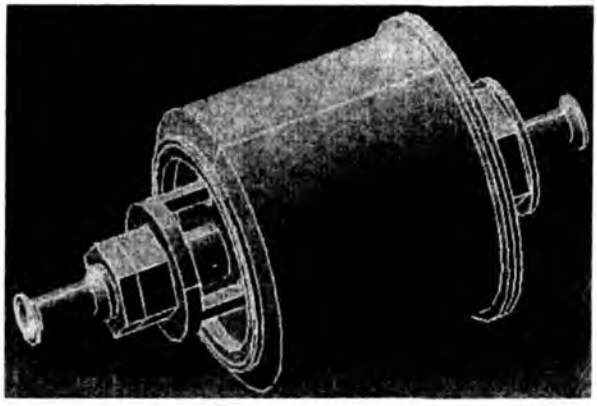


Рис. 1. Трехмерная модель РД.

В процессе нагружения корпуса редуктора не допустимы остаточные деформации, поэтому необходим расчет на прочность корпуса редуктора давления.

Механические инерционные нагрузки, ввиду малой массы деталей редуктора, незначительны (составляют менее 1% от нагрузок, создаваемых давлением) и не учитываются. Расчетным случаем для всех деталей является случай нагружения внутренним избыточным давлением. В качестве расчетной схемы принимается тонкостенная цилиндрическая защемленная оболочка, нагруженная внутренним давлением. Эквивалентное напряжение вычисляется по IV теории прочности (Мизеса).

Подстановка числовых значений в формулу дает:

σ_{max} = 36,65 М Па;

запас прочности: $\eta = \dfrac{\sigma_т}{\sigma_{max}} = \dfrac{200}{36,65} > 5.$

Расчет корпуса с помощью конечно-элементной модели (рис. 2) в MSC Nastran for Windows 2001 дал следующие результаты.

Максимальные напряжения составляют 43,44 МПа.

Максимальные перемещения – 0,00371 мм, условно изображены на рис. 3.

Запас прочности: $\eta = \dfrac{\sigma_т}{\sigma_{max}} = \dfrac{200}{43,44} > 4,6.$

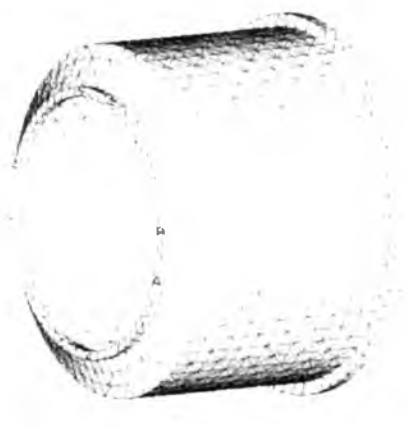


Рис. 2. КЭМ корпуса

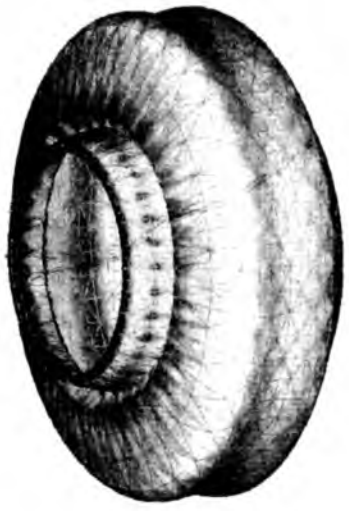


Рис. 3. Напряженно-деформированное состояние корпуса

Условия эксплуатации, САС КА, а также требования по надежности предъявляют к материалам жесткие требования. Поэтому был произведен анализ материалов для элементов конструкции РД.

Работа РД как динамической системы была исследована на устойчивость, с помощью системы дифференциальных уравнений (СДУ), решенных численным методом по имеющейся программе написанной в "Visual Basic".

Практическое выполнение расчётов на устойчивость затрудняется рядом факторов. В первую очередь, следует отметить трудность определения расчетным путем демпфирующих сил.

В связи с этим уточнение параметров демпфирующих устройств и других элементов, влияющих на устойчивость, производится при экспериментальной отработке конструкции, которую в настоящее время проходит редуктор давления. Проверка на устойчивость должна производиться при крайних значениях температур и расходов газа, а также при воздействии на регулятор вибрационных перегрузок, если они имеют место в реальных условиях работы.

Однако программа позволяет выяснить качественное влияние конструктивных параметров РД и параметров системы регулирования на устойчивость, что даёт возможность учитывать их при проектировании и экспериментальной отработке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ 21482 – 76. Сильфоны однослойные измерительные металлические.
2. Голубев М. Г. Газовые регуляторы давления. М., 1964.
3. Магазинова Л.М. Поликарбонат в машиностроении. М.: Машиностроение, 1971.
4. ГОСТ 10219 – 77. Ксенон. Технические условия.
5. Эдельман А.И. Топливные клапаны жидкостных ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1970. 224 с.
6. Прочность, устойчивость, колебания: Справочник/ Под редакцией Биргера И.А. М.: Машиностроение, 1962.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ СОТОВОГО ПАКЕТА ПРИ ВЫРЫВЕ ЗАКЛАДНОГО ЭЛЕМЕНТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЙ МОДЕЛИ

Наговицин В.Н., Шатров А.К., Шендалёв Д.О.

Федеральное государственное унитарное предприятие «Научно-производственное объединение прикладной механики им. академика М.Ф. Решетнёва»

662971, Красноярский край, г. Железногорск, ул. Ленина, 52

тел. (391-97) 2-80-08, факс (391-97) 5-61-46

E-mail: nlb@nppm.ru

В современной космической технике все шире находят применение сотовые конструкции и все острее стоит задача оптимизации их с точки зрения массы и прочности узлов соединения (присоединения к сотовой панели каких-нибудь сосредоточенных масс).

Для обеспечения минимальной массы космического аппарата необходимо добиваться оптимального сочетания параметров элементов конструкции. При проектировании сотовых панелей и закладных элементов оптимизация заключается в подборе высоты сотопакета, толщин обшивок и размера сотозаполнителя, а также подборе закладного элемента на основе расчёта и эксперимента. В связи с этим необходим подробный анализ зависимости локальной нагрузки в местах крепления оборудования от изменения параметров элементов сотопакета и закладного элемента.

В известной авторам технической литературе исследованию поставленой задачи уделяется недостаточно внимания либо эта часть исследований не приводится совсем.

В данной работе проведён анализ зависимости напряжения в сотозаполнителе и обшивках при нагружении закладного элемента из плоскости. При работе была использована подробная модель сотовой конструкции с закладным элементом. Синтез конечно-элементной модели был осуществлён в препроцессоре FEMAP 6.0. Расчёт проводился при помощи UAI NASTRAN 20.0.

Для моделирования обшивок и сотового заполнителя были использованы элементы типа Plate. Закладной элемент и пенокомпаунд смоделированы элементами типа Solid. Для передачи вращательных перемещений между твердотельными и плоскими элементами применены интерполирующие элементы Rigid.

Моделируемый образец представляет собой сотопакет размером 80х80 мм. Высота сотопакета 20 мм. Размер стороны ячейки соты 2,5 мм. Материал обшивок – алюминиевый сплав В95пч, материал сотозаполнителя – алюминиевый сплав АМГ2Н. В центре образца установлен закладной элемент, выполненный из алюминиевого сплава Д16ТПП и нагружаемый нормальной нагрузкой 1000 Н.

Вид закрепления сотопакета был выбран исходя из условий испытания: закрепление по верхней обшивке, ограничение перемещений по направлению приложения нагрузки. На рис. 1

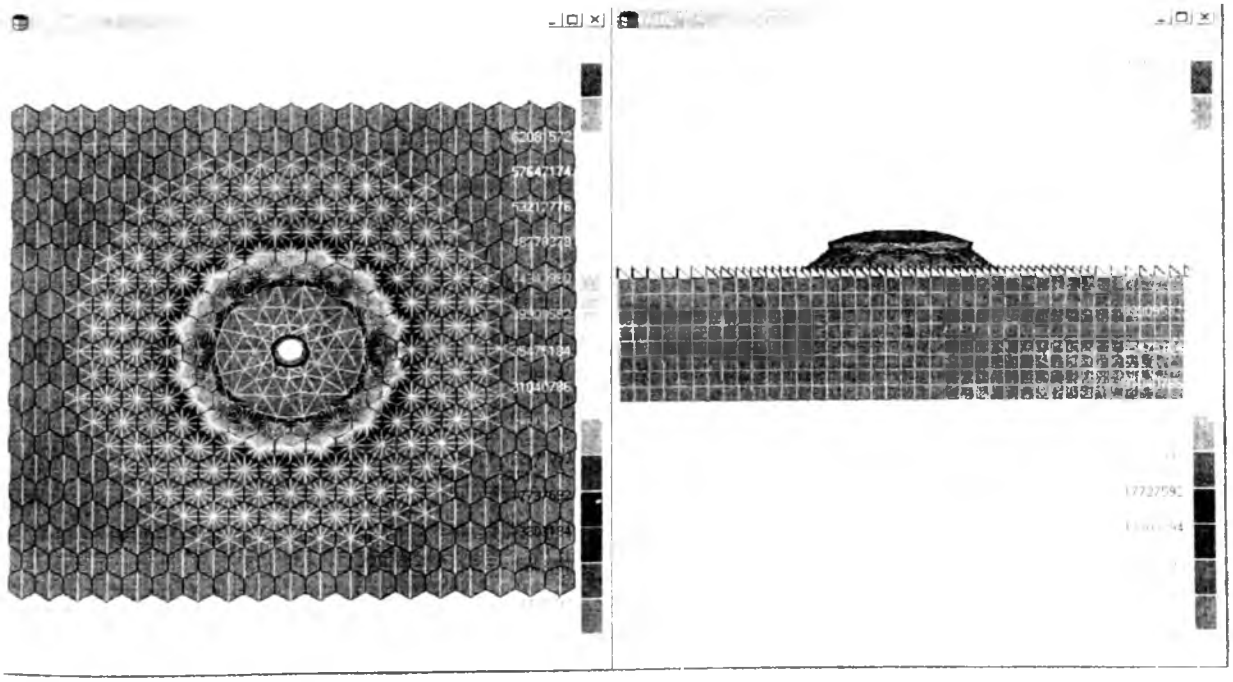


Рис. 1. Напряженно-деформированное состояние сотового пакета

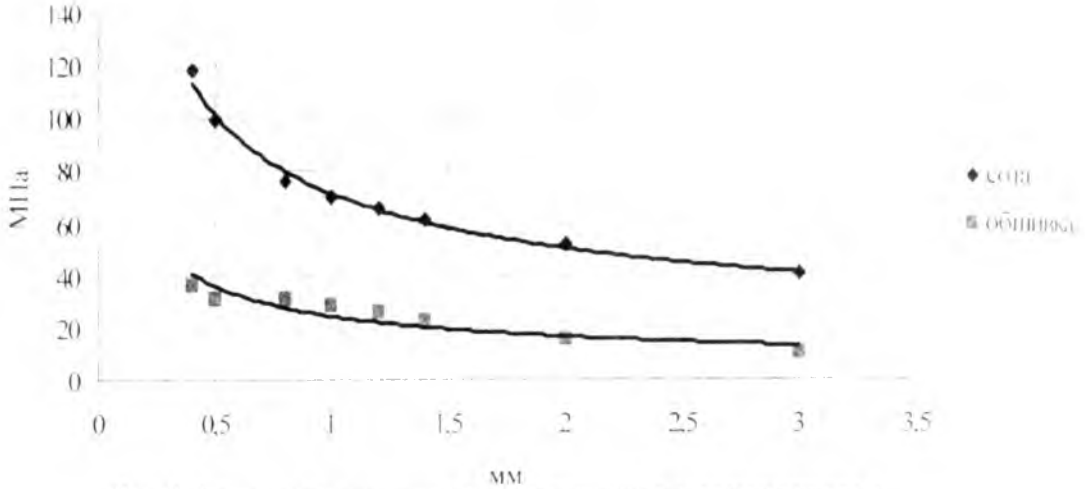


Рис. 2. Зависимость максимальных напряжений в сотозаполнителе и верхней обшивке от толщины обшивок

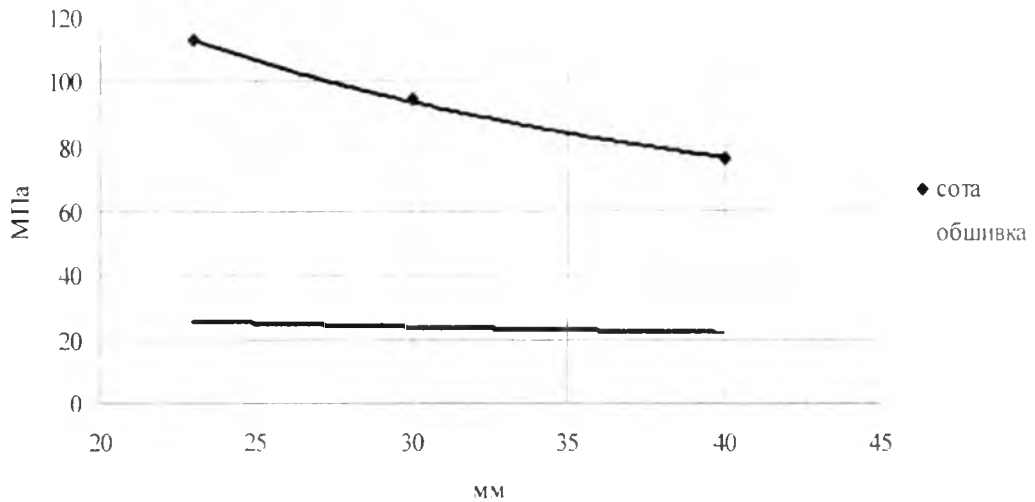


Рис. 3. Зависимость максимальных напряжений в сотозаполнителе от типа сотозаполнителя при толщине обшивок 0,8 мм

приведен вид напряженно-деформированного состояния сотопакета. Для наглядности деформации увеличены.

На рис. 2 приведена полученная из расчёта конечно-элементной модели зависимость максимального напряжения в сотозаполнителе и обшивках от толщины обшивок. Анализ проводился для ряда толщина обшивок от 0,4 до 3мм. Размер ячейки сотозаполнителя 2,5×40 мкм. На графике приведено эквивалентное напряжение по Фон-Мизесу. Распределение сдвиговых напряжений по элементам практически совпадает с распределением эквивалентного напряжения.

График на рис. 2 отражает общую тенденцию повышения напряжения в сотозаполнителе и обшивках с уменьшением толщины последних. Зависимость для обоих рядов данных имеет вид экспоненциальной функции.

Анализ напряженно-деформированного состояния показывает, что максимальные напряжения как в сотозаполнителе, так и в верхней обшивке возникает в районе границы закрепления.

На рис. 3 приведена зависимость максимальных напряжений в сотозаполнителе и верхней обшивке от толщины материала сотозаполнителя. Толщина обшивок сотопакета для всех расчётных случаев равна 0,8 мм.

Расчёт проводился для трёх вариантов сотозаполнителя: с толщиной фольги 23, 30 и 40 мкм и размером грани ячейки соты в 2,5 мм. Анализ зависимостей, приведённых на графике позволяет сделать заключение о слабой зависимости напряжения в обшивке от толщины материала сотозаполнителя.

На основании приведенных выше данных можно сделать вывод, что при подборе сотового пакета необходимо тщательно анализировать его по составляющим компонентам в зависимости от условий работы пакета.

Разработанные модели были использованы для локального анализа несущей способности сотопанелей в ряде коммерческих международных проектов и одобрены европейскими экспертами.

ВОЗМОЖНАЯ СВЯЗЬ АСТЕРОИДА 2003 EH1 С МЕТЕОРНЫМ ПОТОКОМ КВАДРАНТИД

Рябова Г.О., Батурин А.П., Черницов А.М.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г.Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529776, факс (3822) 529347
E-mail: ryabova@niipmm.tsu.ru

Метеорный поток Квадрантид является одним из главных метеорных потоков и наблюдается ежегодно в первых числах января. Ширина потока очень мала и не превышает 0.5° на уровне 0.5 максимального значения (Белькович и др., 1982), что может указывать на относительно недавнее образование потока. Jenniskens et al. (1997), в частности, оценивают его возраст в 500 лет.

До настоящего времени ни одна из комет не может с полной определённостью считаться родительским телом этого потока. Конечно, были многочисленные попытки эту комету (детальный исторический экскурс см. в работе Williams et al., (2004) установить. Наиболее вероятным кандидатом в конце-концов была признана комета 1491 I [1] (Williams & Wu, 1993), а первым предположение о том, что она является родителем Квадрантид, сделал Hasegawa (1979).

В марте 2003 года был открыт астероид 2003 EH1 (MPEC 2003-E27), и Jenniskens (2003) обнаружил, что его орбита очень близка к орбитам потока Квадрантид. Целью настоящей работы было исследование динамики этого астероида и выяснение возможности того, что он является потомком кометы C/1490 Y1.

Наблюдения астероида находятся в очень узком интервале от 6 марта 2003 г. до 23 апреля 2003 г. Всего имеется 46 наблюдений, из которых для вычисления орбиты мы использовали 43. Полученные орбитальные параметры приведены в табл. 1, а в табл. 2 приведены координаты и компоненты скоростей на тот же момент. Очевидно, что для построения действительно надёжной орбиты астероида нужны дополнительные наблюдения.

Таблица 1

Кеплеровы элементы орбиты на эпоху 02.03 2003 (JD = 2452700.0), эклиптика и равноденствие 2000.0

Перигелийное расстояние q (а.е.)	1.192413021494934
Эксцентриситет e	0.618825655016949
Наклон i°	70.797979925938976
Долгота восходящего узла Ω°	282.938331169322761
Аргумент перигелия ω°	171.368842877345834
Средняя аномалия M °	0.982606334330647

Исследование возможности будущих наблюдений астероида 2003 EH1 показало, что в следующий раз его звёздная величина будет ярче чем +23 в июне 2007 г., и ярче чем +22 в феврале 2008 г. Яркость будет нарастать приблизительно до +19 в октябре 2008 г., но к тому времени склонение объекта начнёт резко уменьшаться, и он перейдёт в Южное полушарие.

Таблица 2

Прямоугольные координаты и компоненты вектора скорости на ту же эпоху, экватор и равноденствие 2000.0

x (а.е.)	-2.44769719532104551	10^{-1}
y (а.е.)	1.04485597728169056	10^{+0}
z (а.е.)	5.24293032522123034	10^{-1}
x (а.е./сут)	-6.80858059066954350	10^{-3}
y (а.е./сут)	7.81202788402538376	10^{-3}
z (а.е./сут)	-1.71328371207273330	10^{-2}

Мы решили не ждать до 2008 г., а провести исследование с той орбитой, которую имеем.

Для того чтобы исследовать область возможных движений некоторого небесного тела, часто прибегают к такому приёму: в элементы номинальной орбиты вносят небольшие изменения, не превышающие ошибки этих элементов, затем интегрируют уравнения движения сконструированного таким образом пучка орбит (клонов). При этом, как правило, не учитывают, что ошибки нельзя вносить произвольно, например, только в большую полуось, поскольку полученный таким образом клон может выйти за пределы области ошибок, которая описывается ковариационной матрицей ошибок. Правильную процедуру построения пучка можно найти в (Bordovitsyna et al., 2001; Черницов и др., 1998).

После того как пучок орбит сформирован, уравнения движения каждой из них численно интегрируются от начального момента до любого другого момента. Таким образом, мы получаем область возможных местонахождений объекта в любой момент.

В данном случае было взято 500 орбит; этого вполне достаточно, чтобы получить представление о поведении области возможных движений астероида. Для численного интегрирования был использован интегратор Эверхарта 19-го порядка с переменным шагом. Учитывались возмущения от всех планет и Луны. Координаты планет были взяты из фонда DE406 (JPL planetary Development Ephemeris).

Метеорный поток Квадрантид — это регулярный и мощный поток, который по всем признакам имеет кометное происхождение. С другой стороны, астероид 2003EH1 не проявляет никаких признаков активности. Поиск орбит, близких к орбите 2003EH1, в базе фотографических орбит МЦД МАС дал всего две орбиты, принадлежащих потоку Квадрантид, причём в обоих случаях фазовое расстояние по критерию Саутворта–Хокинса (Southworth, Hawkins,

[1] C/1490 Y1 согласно новой системе обозначений.

1963) превышало 0.2[2]. Это подтверждает вывод о том, что если выбросы пылевых частиц из этого тела и были, то они давно прекратились. Возникает вопрос: не является ли астероид 2003EH1 потомком кометы C/1490 Y1? Рассмотрим эволюцию области возможных движений астероида, которая в данном случае представлена пятьюстами клонами астероида, иными словами, пучком в 500 орбит. Эволюция всех орбит вычислена на тысячу лет назад, однако следует иметь в виду, что эти вычисления действительны не далее чем до 1491 г., если комета и астероид генетически связаны.

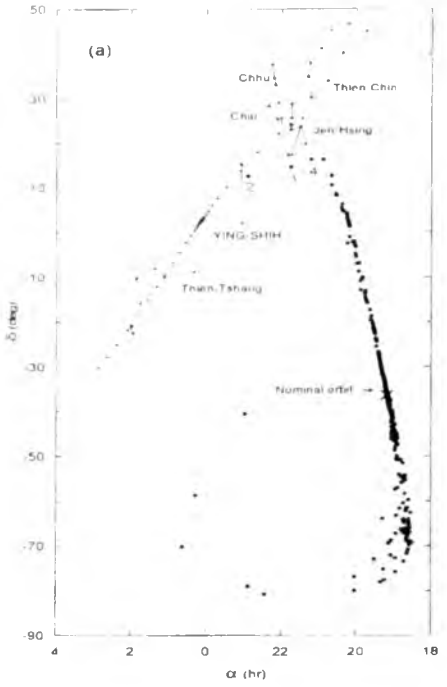


Рис. 1. Положения 500 клонов орбиты астероида 2003 EH1 на 22 января 1491 г. (•). Номинальная орбита обозначена большим крестом. Траектория кометы C/1490 Y1 (+) между 31 декабря 1490 г. (верх) и 15 февраля 1491 г. (низ). Китайские созвездия даны в соответствии с Но (1964), но для J2000

На рис. 1 показаны положения 500 клонов и номинальной орбиты на дату 22 января 1491 года. Они наложены на карту неба, содержащую области, где наблюдалась комета C/1490 Y1, описанные в древних китайских, корейских и японских источниках (Но, 1964). На этой карте показана также траектория кометы, вычисленная по орбите Hasegawa (1979) при e=0.77. Видно, что номинальная орбита находится слишком низко на небе, но некоторые из клонов попадают в область траектории кометы.

На рис. 2 показаны траектории орбит этих четырёх клонов. Две из них почти параллельны траектории кометы. Однако даты прохождения определённых участков неба не совпадают. Различие в самом лучшем случае составляет 12 сут. Попытка представить наблюдения одной орбитой (в рамках чисто гравитационной задачи) потерпела неудачу, поскольку ошибки оказались чрезмерно велики. Тем не менее орбиты кометы и астероида настолько близки, что генетической связи исключить нельзя. Вполне возможны такие сценарии: после 1491 г. комета, просуществовав какое-то время в активном виде, угасает; это событие может происходить как спокойно, так и с распадом ядра. К сожалению, комета наблюдалась только в одном появлении, поэтому нет возможности получить параметры негравитационного ускорения.

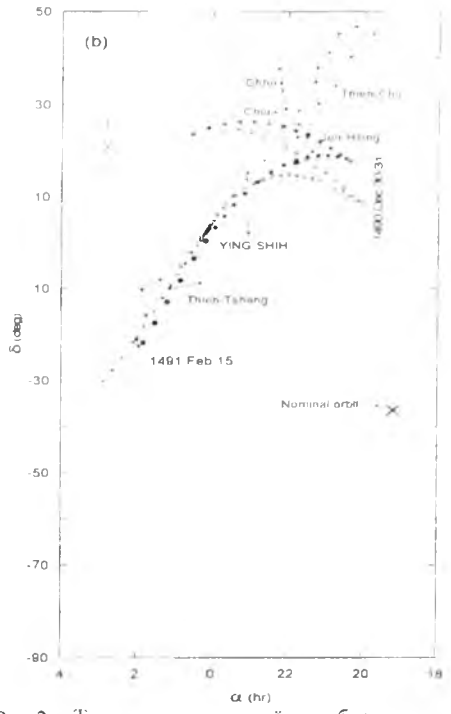


Рис. 2. Траектории четырёх избранных клонов на интервале 31.12.1490 – 15.02.1491

Мы кратко рассмотрели некоторые аспекты эволюции астероида 2003 EH1 и его возможную генетическую связь с кометой C/1490 Y1. Оказалось, что орбиты очень близки, и такая связь не исключена. Попытка объединить орбиты без учёта негравитационных эффектов не удалась, чего и следовало ожидать. Предварительное исследование показало, что орбита астероида очень близка к орбитам метеороидного потока Квадрантид, хотя не находится в самом потоке. Этот вывод сделан из анализа орбит метеороидов, *наблюдавшихся на Земле*, поэтому нуждается в уточнении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Белькович О.И., Судейманов Н.И., Тохтасьев В.С. // Метеорное вещество в межпланетном пространстве. Москва, Казань, 1982. С. 121

Черницов А.М., Батурин А.П., Тамаров В.А. // Астрон. вестн. 1998. Т.32, №5. С. 459.

Bordovitsyna T., Avdyushev V., Chernitsov A. // Cel. Mech. Dyn. Astron. 2001. Vol. 80. P 227

Jenniskens P. et al. // Astronom. Astrophys. 1997. Vol. 327. P. 1242.

Jenniskens P. // IAU Circ. 2003. December 08.

Hasegawa I. // PASJ. 1976. Vol. 31. P. 257.

Ho P.Y. // Vistas Astron.. 1964. Vol. 5. P. 127.

Southworth R.B., Hawkins G.S. // Smithson. Contr. Astroph. 1963. Vol. 7. P. 261

Williams I.P., Wu Z. // MNRAS. 1993. Vol. 264. P. 659.

Williams I.P., Ryabova G.O., Baturin A.P., Chernitsov A.M. // MNRAS. 2004 (Submitted).

[2] Для данной выборки, содержащей более 4000 орбит, граничное значение критерия должно быть существенно меньше 0.2.

ФИЛОСОФИЯ КВАЛИФИКАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ПРИ ВИБРАЦИОННЫХ ИСПЫТАНИЯХ

Соловьева Т.Н., Шатров А.К.

НПО «Прикладная механика» им. академика М.Ф. Решетнева
662971, Красноярский край, г. Железногорск, ул. Ленина 52,
тел. (39197) 5-86-40, факс (39197) 5-61-46
E-mail: sti@npopm.ru

При проектировании космических аппаратов (КА) важным этапом являются вибрационные испытания спутников, которые проводятся с целью показать, что спутник способен выдержать нагрузки при старте ракеты-носителя (РН), а также доказать, что конечно-элементная модель (КЭМ) спутника является представительной.

Во время запуска космический аппарат подвергается статическим и динамическим нагрузкам, которые обусловлены средствами выведения. Основными типами механических нагрузок при старте являются:

- установившееся ускорение;
- низкочастотная продольная вибрация;
- низкочастотная поперечная вибрация.

Низкочастотные динамические и установившиеся нагрузки представляют собой квазистатические нагрузки. Силовая конструкция спутника должна выдержать любую комбинацию сил, которая может возникнуть в любой момент полета, с учетом коэффициента безопасности.

Навесные конструкции космического аппарата (антенны, топливные баки, солнечные батареи и т.д.) должны выдерживать динамические нагрузки, наводимые в интерфейсе спутника с ракетой-носителем.

При нагружении спутника во время испытаний синусоидальными нагрузками на резонансных режимах могут возникнуть колебания с перегрузками, в несколько раз превышающими проектные нагрузки (квазистатические) или превышающие уровни квалификации оборудования КА. В первом случае решение проблемы прочности требует дополнительных затрат, а во втором – возникают необоснованные поломки оборудования.

Чтобы защитить конструкцию КА и навесное оборудование при проведении синусоидальных виброиспытаний КА или его подсистем от отказов, используется процедура вырезания входного сигнала на основных частотах конструкции КА или его подсистем (так называемые «первичные» вырезания) и на частотах навесного оборудования («вторичные» вырезания).

Формирование входного сигнала является одним из актуальных вопросов при проведении виброиспытаний.

Рассмотрим использование процедуры вырезания при проведении синусоидальных испытаний на примере модуля полезной нагрузки (МПН) КА «Экспресс-АМ1».

1. Проведенный синусоидальный анализ по КЭМ МПН, представленной на рис.1, показал, что полученные силы в интерфейсе модуля полезной нагрузки выше квазистатических проектных интерфейсных нагрузок. Поэтому возникла необходимость применения первичного вырезания. Критерий первичного вырезания основывается на ограничении интерфейсных нагрузок до уровня расчетных квазистатических нагрузок.

2. Полученные реакции на навесных элементах конструкции (антенны, оборудование) с учетом коэффициента безопасности допускают ограничение ускорений до уровня квалификации оборудования, а также не должны быть превышены силы в местах установки оборудования.

3. Во время испытаний не должны быть превышены уровни квалификационных испытаний подсистем.

Рис. 1-Конечно-элементная модель МПН КА «Экспресс-АМ1»

Прогнозируемый расчетный уровень нагружения с вырезаниями по одной из осей КА приведен на рис. 2.

В процессе испытаний уровни вырезания по каждой оси определяются следующим образом:

1) Проводятся синусоидальные испытания по каждой оси на низком уровне нагружения, и для каждого акселерометра, установленного в интерфейсах оборудования и на конструкции, получают зависимости виброускорения от частоты.

2) После испытаний на низком уровне по всем акселерометрам делается прогноз по ускорениям на полный уровень нагружения, и полученные значения откликов ускорений сравнивают с расчетными значениями, полученными на основе

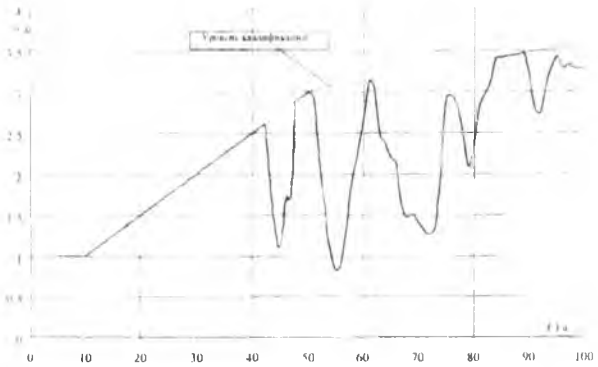


Рис. 2-Прогноз входного уровня для проведения испытаний МПН КА «Экспресс-АМ1»

синусоидального анализа. С целью уточнения высокого уровня нагружения дополнительно проводится промежуточный уровень(50% полного).

3) Полученные отклики ускорений по прогнозу не должны превышать уровни квалификационных испытаний подсистем или оборудования.

4) По результатам анализа испытаний на промежуточном и низком уровнях и синусоидального анализа определятся входной уровень вырезания для удовлетворения результатам совместного анализа с РН (случаи старта и разделения 1-й/2-й ступеней РН).

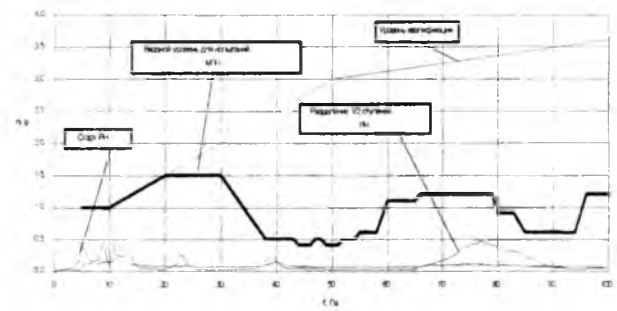


Рис. 3. Входной уровень при испытаниях МПН

Входной уровень для проведения синусоидальных виброиспытаний МПН КА «Экспресс-АМ1» по одной из осей приведен на рис. 3.

Как видно из рис, 3, входной уровень для проведения испытаний модуля полезной нагрузки выше уровней синусоидальной вибрации, полученной из совместного анализа КА и РН.

Для успешной квалификации спутников необходимо, чтобы при проведении испытаний была проведена модальная идентификация. В настоящее время при виброиспытаниях хорошо идентифицируются первые продольные и поперечные тона колебаний спутника, которые легко прогнозируются с использованием КЭМ космического аппарата или его подсистемы. Подтверждение используемой конечно-элементной модели позволяет быстро определить внутренние нагрузки, которые нельзя измерить напрямую во время испытаний.

Для модальной идентификации использовались основные тона колебаний космического аппарата. Как видно из таблицы, приведенной ниже, отличия по основным частотам МПН КА «Экспресс-АМ1» между прогнозом и испытаниями являются незначительными.

Частота, Гц	Анализ	Испытания
f_x	57,7	56,8
f_y	19,3	18,1
f_z	15,9	15,7

В настоящее время для квалификации спутников, выполненных по международным коммерческим проектам, успешно применяется описанная выше процедура проведения испытаний с вырезаниями и модальная идентификация.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОДНОШАГОВЫХ АЛГОРИТМОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ДИНАМИКИ ФРАГМЕНТОВ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА

Туева О.Н.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529776
E-mail: astrodep@niipmm.tsu.ru

Одной из задач околоземной астрономии является анализ и прогнозирование движения искусственных спутников Земли. В настоящее время наша планета сопровождается огромным числом ИСЗ. В результате взрывов и разрушений верхних ступеней ракет и самих спутников общее число объектов диаметром более сантиметра оценивается в 30000 — 70000 и увеличивается с каждым новым запуском. Таким образом, проблема «космического мусора» является одной из острейших проблем астрономии. Для прогнозирования движения большой совокупности фрагментов космического мусора очень важно найти такие алгоритмы, которые обладали бы высоким быстродействием при приемлемой точности результата.

С этой целью была исследована эффективность использования в данной задаче различных алгоритмов первого порядка. Их основная особенность — сравнительная простота, позволяющая существенно сократить время и объём вычислений.

Численная модель. На основе уравнений в прямоугольных координатах была построена численная модель движения фрагмента космического мусора с учётом возмущений от несферичности центрального тела. Движение ИСЗ рассматривалось в геоцентрической системе координат. Дифференциальные уравнения движения в этой системе имеют вид:

$$\begin{cases} \dfrac{d\mathbf{x}}{dt} = \dot{\mathbf{x}}, \\ \dfrac{d\dot{\mathbf{x}}}{dt} = -\dfrac{\mu}{r^3}\mathbf{x} + \mathbf{P} \end{cases} \qquad (1)$$

с начальными условиями при $t = t_0$,

$$\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}(t_0), \qquad \dot{\mathbf{x}}_0 = \dot{\mathbf{x}}(t_0),$$

где $\mathbf{x}$ — вектор положения спутника; t — время (t_0 — начальный момент времени); $r = |\mathbf{x}|$ — радиус-вектор; μ — гравитационная постоянная Земли; $\mathbf{P}$ — возмущающие силы.

Методы интегрирования. Для интегрирования уравнений движения применялись симплектические интеграторы первого порядка и метод Эйлера. Точность результатов, полученных данными методами, оценивалась путём сравнения с результатами полученными методом Рунге – Кутты четвёртого порядка, при одинаковом шаге интегрирования. Причём ожидалось, что симплектический метод Эйлера даст более приемлемый результат, чем классический метод Эйлера.

Метод Рунге – Кутты. Представим систему (1) в виде

$$\frac{d\mathbf{y}}{dt} = \mathbf{f}(t, \mathbf{y}),$$

где $\mathbf{y} = (\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}})^T$, а $\mathbf{f} = (\dot{\mathbf{x}}, -\mu\mathbf{x}/r^3 + \mathbf{P})^T$.

Тогда данный метод реализуется по следующей схеме [1]. На каждом i-м шаге вычисляют значения функций

$$\begin{cases} \mathbf{k}_1 = \mathbf{f}(t_i, \mathbf{y}_i), & \mathbf{k}_3 = \mathbf{f}\left(t_i + \dfrac{h}{2}, \mathbf{y}_i + \dfrac{h}{2}\mathbf{k}_2\right), \\ \mathbf{k}_2 = \mathbf{f}\left(t_i + \dfrac{h}{2}, \mathbf{y}_i + \dfrac{h}{2}\mathbf{k}_1\right), & \mathbf{k}_4 = \mathbf{f}(t_i + h, \mathbf{y}_i + h\mathbf{k}_3), \end{cases}$$

а затем находят приближённое значение решения $\mathbf{y}(t)$ в точке $t_{i+1} = t_i + h$ в виде

$$\mathbf{y}_{i+1} = \mathbf{y}_i + \frac{h}{6}(\mathbf{k}_1 + 2\mathbf{k}_2 + 2\mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4),$$

здесь h — шаг интегрирования.

Метод Эйлера. Этот метод является простейшим частным случаем метода Рунге – Кутты и имеет первый порядок. С учётом начальных условий $\dot{\mathbf{y}} = \mathbf{f}(t, \mathbf{y})$, $\mathbf{y}_0 = \mathbf{y}(\mathbf{x}_0, \dot{\mathbf{x}}_0)^T$ находят решение по алгоритму

$$\mathbf{y}_{i+1} = \mathbf{y}_i + h\mathbf{f}(t_i, \mathbf{y}_i), \quad t_{i+1} = t_i + h.$$

Симплектические интеграторы [2]. Пусть имеем каноническую систему вида

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}}, \qquad \frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{q}}, \qquad (2)$$

причём $H = H_1(\mathbf{q}) + H_2(\mathbf{p})$, где $\mathbf{q}$ и $\mathbf{p}$ — векторы обобщённых координат и импульсов соответственно. Симплектический метод первого порядка для системы (2) можно записать в виде

$$\mathbf{q}_{i+1} = \mathbf{q}_i + \tau\left(\frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}}\right)\Big|_{\mathbf{p}=\mathbf{p}_i}, \qquad \mathbf{p}_{i+1} = \mathbf{p}_i - \tau\left(\frac{\partial H}{\partial \mathbf{q}}\right)\Big|_{\mathbf{q}=\mathbf{q}_{i+1}},$$

где τ — шаг интегрирования. Известно, что система (1) канонична и имеет гамильтониан

$$H = \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{2} - \frac{\mu}{|\mathbf{x}|}.$$

Тогда, пользуясь (2), можно получить две симплектические схемы интегрирования:

1) При $\mathbf{q} = \mathbf{x}$, $\mathbf{p} = \dot{\mathbf{x}}$, $H_1 = -\dfrac{\mu}{|\mathbf{x}|}$, $H_2 = \dfrac{\dot{\mathbf{x}}^2}{2}$,

$$\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_i + \tau\dot{\mathbf{x}}_i, \quad \dot{\mathbf{x}}_{i+1} = \dot{\mathbf{x}}_i - \tau\left(\frac{\mu}{|\mathbf{x}_{i+1}|^3}\mathbf{x}_{i+1} + \mathbf{P}_{i+1}\right);$$

2) При $\mathbf{q} = \mathbf{x}$, $\mathbf{p} = \mathbf{x}$, $H_1 = \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{2}$, $H_2 = -\frac{\mu}{|\mathbf{x}|}$,

$$\mathbf{x}_{i+1} = \dot{\mathbf{x}}_i + \tau\left(\frac{\mu}{|\mathbf{x}_i|^3}\mathbf{x}_i + \mathbf{P}_i\right), \quad \mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_i - \tau\dot{\mathbf{x}}_{i+1}.$$

Для интегрирования вперёд в первом случае положим $\tau = h$, а втором случае — $\tau = -h$.

Возмущающие силы. Влияние от несферичности Земли вычислялось по формуле

$$\mathbf{P} = \frac{\partial V}{\partial \mathbf{x}},$$

где V — гравитационный потенциал Земли без невозмущённой части.

Численные результаты. Построенная численная модель была применена к искусственному спутнику Земли, обращающемуся по близкой к круговой геостационарной орбите. Расчёты проводились на различные интервалы времени с шагом интегрирования – h, равным 10 с (табл. 1). Причём вектор положения, найденный методом Рунге – Кутты, был принят за эталонный. Ошибка одношаговых методов вычислялась по формуле

$$\delta = \sqrt{(X - x_i)^2 + (Y - y_i)^2 + (Z - z_i)^2},$$

где X, Y, Z и x_i, y_i, z_i — компоненты вектора положения, полученные методом Рунге – Кутты и методами первого порядка соответственно (i — номер метода).

Таблица 1

Ошибка интегрирования δ (в км.)

Методы	Сутки	Месяц	Год
Эйлера	1704,79	63834,68	132555,98
Симп. 1	8,92	281,66	2888,61
Симп. 2	8,71	275,95	2810,42

Из табл.1 видно, что уже при интегрировании на месяц метод Эйлера даёт расхождения порядка 10 тыс. км. Характер полученной ошибки можно проследить по данным табл.2.

Таблица 2

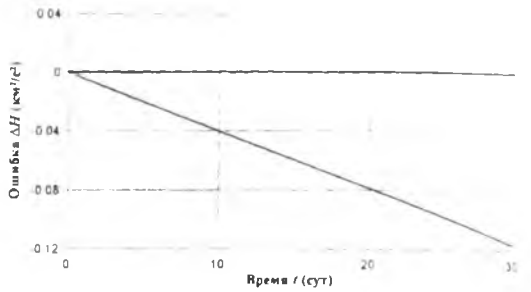
Проекция ошибки на вектор положения – **r** и вектор скорости – **v** (в км)

Методы		Сутки	Месяц	Год
Эйлер	r	293.83	-37132.11	-126986.12
	v	-1671.66	-51784.78	35483.31
Симп. (1)	r	-2.30	13.66	-138.41
	v	-8.67	-281.38	-2887.48
Симп. (2)	r	2.28	-15.31	-52.59
	v	8.46	275.58	2808.32

Очевидно, что основная составляющая полученной ошибки приходится на вектор скорости **v** и очень быстро нарастает при увеличении интегрируемого интервала времени.

Что касается симплектических интеграторов, осуществляемых по двум приведённым схемам, то они имеют точность одного порядка.

Рис. 1. Поведение глобальной ошибки

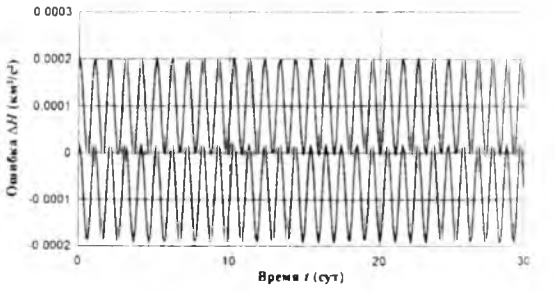


исследуемых методов

Здесь ΔH — отклонение энергии, посчитанной на i-м шаге интегрирования, от ее первоначального значения.

В случае применения метода Эйлера его ошибка в вычислении энергии линейно увеличивается со временем (рис. 1). В свою очередь, симплектические интеграторы вполне хорошо сохраняют энергию. Так, на рис. 2 показано, что изменение ΔH ограничено при применении и того и другого симплектических алгоритмов.

Рис. 2. Поведение ошибки в вычислении



энергии для симплектических интеграторов

Из анализа проведённого исследования можно сделать следующие выводы:

1. Как и предполагалось ранее, применение классического метода Эйлера в задаче движения ИСЗ является не эффективным.

2. Симплектические интеграторы дают приемлемую точность на интервалах времени, меньших года, что в сочетании с их быстродействием (по сравнению с методом Рунге – Кутты) позволяет качественно и быстро прогнозировать распределение объектов «космического мусора» по орбите.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вержбицкий В.М. Численные методы // Математический анализ и обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Высшая школа, 2001. С. 210—228.
2. Yoshida H. Recent progress in the theory and application of symplectic integrators // Celest. Mech. Astron. 1993. Vol. 56. P. 27—43.

ОПТИМАЛЬНАЯ ФОРМА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ГРАДИЕНТА ГРАВИТАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

Холшевников К.В.
Астрономический институт им. В.В. Соболева СПбГУ
198904, г. Санкт-Петербург, Университетский пр., 28,
тел. (812) 428-72-98
E-mail: kvk@astro.lgu.spb.su

Компоненты гравитационного ускорения используются во всех теориях движения небесных тел. Во многих из них используются и частные производные от указанных компонент. Следовательно, в случае притяжения телом конечных размеров мы нуждаемся в алгоритме вычисления производных от шаровых функций. Существует множество таких алгоритмов, одним из наилучших представляется алгоритм Л. Каннингема [1]. Он выражает производные произвольной элементарной гармоники в виде линейной комбинации (одной или двух) элементарных гармоник с отличающимися индексами. Мы даем некоторое улучшение алгоритма, представляя производные от гравитационного потенциала в такой же форме, что и сам потенциал, то есть даем формулы перевычисления коэффициентов.

Рассмотрим тело $\mathbf{T}$, неподвижное относительно декартовой системы координат $Oxyz$. Его гравитационный потенциал V может быть представлен рядом Лапласа

$$V = G\sum_{n=l}^{N} R^n \sum_{k=0}^{n} \left(A_{nk} U_{nk} + B_{nk} W_{nk} \right) \qquad (1)$$

по шаровым функциям

$$U_{nk} = \frac{1}{r^{n+1}} P_n^k(\cos\theta)\cos k\lambda,$$
$$W_{nk} = \frac{1}{r^{n+1}} P_n^k(\cos\theta)\sin k\lambda, \qquad (2)$$

$$P_n^k(v) = \frac{\left(1-v^2\right)^{k/2}}{(2n)!!} \frac{d^{n-k}}{dv^{n-k}} \left[\left(v^2-1\right)^n \right], \quad (0 \le k \le n). \qquad (3)$$

Здесь r, θ, λ – сферические координаты; G – произведение гравитационной постоянной на массу $\mathbf{T}$; R – масштабный фактор; A_{nk}, B_{nk} – безразмерные коэффициенты Стокса, постоянные для данного тела. В общем случае $l = 0, N = \infty$, но иногда интерес представляет часть ряда (1), так что мы не придерживаемся этих значений l, N, ограничивая их лишь неравенствами $0 \le l < \infty$, $l \le N \le \infty$.

Хорошо известно, что градиент шаровой функции сам является шаровой функцией, а ее порядок повышается на единицу [2]

$$\operatorname{grad} V = G\sum_{n=l+1}^{N+1} R^{n-1} \sum_{k=0}^{n} \left(\mathbf{A}_{nk} U_{nk} + \mathbf{B}_{nk} W_{nk} \right). \qquad (4)$$

Остается только выразить (также безразмерные) компоненты A^i_{nk}, B^i_{nk} векторов $\mathbf{A}_{nk}, \mathbf{B}_{nk}$ через $A_{n-1,s}, B_{n-1,s}$, $0 \le s \le n-1$, что можно сделать, используя рекуррентные соотношения. Приведем выражения для компонент A^i_{nk}, B^i_{nk} векторов $\mathbf{A}_{nk}, \mathbf{B}_{nk}$ как линейные комбинации $A_{n-1,s}, B_{n-1,s}$, $n \ge 1$, $s = k-1, k+1$ при $i = 1, 2$ $s = k$ при $i = 3$:

$$A^1_{nk} = -\frac{1+\delta_{1k}}{2}\left(1-\delta_{0k}\right) A_{n-1,k-1} + \nu_{nk} A_{n-1,k+1},$$
$$B^2_{nk} = \left(1-\delta_{0k}\right)\left[-\frac{1-\delta_{1k}}{2} B_{n-1,k-1} + \nu_{nk} B_{n-1,k+1} \right],$$
$$A^2_{nk} = \frac{1+\delta_{1k}}{2}\left(1-\delta_{0k}\right) B_{n-1,k-1} + \nu_{nk} B_{n-1,k+1}, \qquad (5)$$
$$B^2_{nk} = -\left(1-\delta_{0k}\right)\left[-\frac{1+\delta_{1k}}{2} A_{n-1,k-1} + \nu_{nk} A_{n-1,k+1} \right],$$
$$A^3_{nk} = -\left(n-k\right) A_{n-1,k},$$
$$B^3_{nk} = -\left(1-\delta_{0k}\right)\left(n-k\right) B_{n-1,k}.$$

Здесь δ_{ik} – символ Кронекера,

$$\nu_{nk} = \frac{(n-k)(n-k-1)}{2}.$$

Замечание. Обычно считают B_{n0} и A_{nk}, B_{nk} вне пределов суммирования равными нулю. В частности,

$$A_{n,-1} = B_{n,-1} = B_{n0} = A_{n,n+1} = B_{n,n+1} = A_{n,n+2} = B_{n,n+2} = 0. \qquad (6)$$

Используя (5), мы можем не учитывать (6), так как все соответствующие коэффициенты обращаются в нуль.

Стоит заметить также, что $A_{00} = 1$, а если начало O системы отсчета $Oxyz$ помещено в центр масс $\mathbf{T}$, то

$$A_{10} = A_{11} = B_{11} = 0.$$

Аналогичные формулы можно записать и для любой другой нормализации элементарных сферических функций.

Можно легко показать, что полученные коэффициенты находятся в полном согласии с уравнением Лапласа $\Delta V = 0$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 02-02-17516) и Ведущей научной школы (грант НШ-1078.2003.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cunningham L.E. On the computation of the spherical harmonic terms needed during the numerical integration of the orbital motion of an artificial satellite, Celest. Mech. 1970. **2**(2). P. 207-216.
2. Антонов В.А., Тимошкова Е.И., Холшевников К.В. Введение в теорию ньютоновского потенциала, М.: Наука, 1988.

МОДИФИКАЦИЯ КЛАССИЧЕСКОГО СПОСОБА ПОСТРОЕНИЯ НАЧАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ ВОЗМОЖНЫХ ДВИЖЕНИЙ

Черницов А.М., Тамаров В.А., Батурин А.П.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529259, факс (3822) 529347

E-mail: astrodep@niipmm.tsu.ru

Классическая методика построения начальных областей возможных движений основана на использовании линейной модели метода наименьших квадратов. При этом решается задача безусловной минимизации

$$\Phi(q) = \Delta d^T(q) P \Delta d(q) = \min . \qquad (1)$$

Результатом является МНК-оценка вектора начальных параметров. Находится также МНК-оценка матрицы ковариации этого решения, которая в случае линейной модели определяется выражением

$$\bar{D}_0 = \sigma_0^2 [R^T(\bar{q}) P R(\bar{q})]^{-1} . \qquad (2)$$

В соотношениях (1) и (2) приняты следующие обозначения: $\Delta d(q)$ – вектор невязок, который равен $d(q) - d^*$, где $d(q)$ есть расчетная вектор-функция наблюдений, а d^* – вектор наблюдений; q – вектор начальных параметров движения; $\bar{q}$ – его МНК-оценка; P – весовая матрица; σ_0 – ср. кв. ошибка единицы веса; выражение в квадратных скобках есть матрица нормальных уравнений задачи (1).

Затем по МНК-оценкам $\bar{q}$ и $\bar{D}_0$ строится начальная область возможных движений объекта в виде 6-мерного эллипсоида в фазовом пространстве начальных параметров q. Центром эллипсоида является МНК-оценка $\bar{q}$, а его размеры и ориентация определяются МНК-оценкой $\bar{D}_0$.

Правомерность использования в качестве ковариационных матриц выражения (2) основывается на двух основных допущениях, первое из которых состоит в том, что суммарные систематические составляющие ошибок наблюдений и модели движения на интервале наблюдений не должны превышать определенный предел. По оценкам авторов, этот предел составляет 1/5 от общей ошибки, включающей в себя как систематическую, так и случайную составляющие. В противном случае построенный на основе выражений (1) и (2) вероятностный эллипсоид может не содержать в себе искомый объект, т.е. может быть недостоверным. Второе допущение заключается в том, что задача МНК-оценивания должна быть линейной либо близкой к ней в той части фазового пространства $\{q\}$, которая включает в себя искомые вероятностные эллипсоиды. Если это условие выполняется, то поверхности эллипсоидов будут уровенными относительно целевой функции метода наименьших квадратов, а в противном случае нет.

Проверка возможности использования для оценки ковариационных матриц выражения (2) была осуществлена нами на основе исследования постоянства целевой функции МНК на поверхности вероятностного эллипсоида. С этой целью был проведен численный эксперимент по построению в фазовых пространствах декартовых и кеплеровых переменных областей возможных движений 14 новых, ранее не наблюдавшихся астероидов. Начальные области возможных движений этих объектов имеют большие размеры и, следовательно, использование при их построении линейной модели метода наименьших квадратов может оказаться неправомерным. Результаты численного эксперимента приведены в таблице.

Оценки нелинейности задачи МНК

Объект	ΔT, сут	N, набл	Прямоугольные координаты			Кеплеровы элементы		
			к	σ_{max}	$\sigma_{ср}$	к	σ_{max}	$\sigma_{ср}$
2003EH1	48	43	+	0.624	0.620	+	0.68	0.62
2003WG25	27	20	++	0.701	0.701	-	1.04	0.70
2003WB25	16	13	+	0.395	0.382	--	11.68	0.382
2000YV137	24	20	+	0.790	0.784	--	24.98	0.784
2003WP7	1	23	+	0.432	0.409	--	358.42	0.409
2003WT42	25	81	++	0.454	0.452	--	47147.47	0.452
2000WL7	32	29	+-	0.588	0.424	--	15980.16	0.424
2003XG	15	14	-	0.420	0.230	--	322.10	0.23
2003WV172	25	9	-	2.680	0.660	--	25995.29	0.66
2003WX153	4	13	-	5.065	0.592	--	13560.85	0.592
2003WC168	4	11	-	6.960	0.471	--	25830.48	0.471
2003UN284	31	6	-	7.065	0.292	--	44194.33	0.292
2003XB22	9	16	-	14.132	0.581	--	1632.14	0.581
2003YQ94	3	14	--	59.458	0.721	--	64605.00	0.721

В первом столбце таблицы указаны исследуемые астероиды; во втором – интервал времени, охваченный наблюдениями; в третьем – количество наблюдений; в четвертом и седьмом – оценки степени линейности задачи («+» и «++» означают, что задача линейна, «-» и «--» – что она нелинейна); в пятом и восьмом столбцах приведены максимальные значения среднеквадратических ошибок $\sigma = \sqrt{\Phi(q)/(2N-6)}$, вычисленных в вершинах расчетных эллипсоидов; в шестом и последнем столбцах – среднее значение σ без учета аномальных вершин эллипсоидов.

Из приведенных в таблице результатов видно, что только для астероида 2003EH1 начальные области возможных движений, построенные классическим способом, достоверны как в пространстве декартовых, так и в пространстве кеплеровых переменных. Для половины астероидов начальные области возможных движений достоверны в пространстве декартовых переменных и недостоверны в пространстве кеплеровых. Эти объекты приведены в верхней половине таблицы. У второй половины астероидов они недостоверны в обоих пространствах. Эти объекты приведены в нижней части таблицы. В целом приведенные оценки показывают, что для новых, ранее не наблюдавшихся астероидов, построение начальных областей возможных движений класси-

ческим способом лучше осуществлять в пространстве декартовых переменных.

Дополнительные эксперименты с цилиндрическими и лагранжевыми переменными показали, что результаты, полученные с использованием декартовых и цилиндрических переменных, близки между собой. Таков же результат сравнения расчетов в лагранжевых и кеплеровых элементах.

Чтобы иметь возможность использовать классический способ построения начальных областей возможных движений объектов в случаях, дающих недостоверные результаты, нами был рассмотрен способ замены неуровенного эллипсоида на уровенный. Суть этого способа состоит в следующем.

1. С высокой точностью (до 32 и более значащих цифр) и с контролем правильности результата выполняется сингулярное разложение матрицы нормальных уравнений.
2. Классическим способом определяются вершины вероятностных эллипсоидов и значения в них целевой функции МНК.
3. По значениям целевой функции выделяются аномальные вершины эллипсоидов. Таких вершин, как правило, может быть две, в редких случаях 4 и 6.
4. Аномальные вершины заменяются новыми вдоль соответствующих осей эллипсоидов с использованием одномерного метода Ньютона или прямых методов поиска. В новых вершинах значение целевой функции МНК должно быть равно номинальному.
5. В сингулярном разложении ковариационной матрицы ошибок заменяем числа, соответствующие аномальным вершинам эллипсоида, на исправленные значения, равные длинам исправленных осей эллипсоида. Затем осуществляется обратная операция свертывания подправленного сингулярного разложения в одну матрицу, которая рассматривается как новая ковариационная матрица вероятностного разброса МНК-оценок вектора начальных параметров движения q.

Правомерность такого преобразования показана на рис. 1. На этом рисунке приведены результаты моделирования областей возможных движений астероида Toutatis в проекции на 2-мерное пространство измеряемых параметров (α, δ) по выборке наблюдений на интервале 20 сут. Начало координатных сеток соответствует «истинному» положению объекта, найденному по данным всех его наблюдений. Рисунок **A** содержит МНК-оценки начальных параметров движения, полученные по наблюдениям, ошибки в которых смоделированы при различных выборках (100 вариантов) случайных чисел. Такой способ нахождения МНК-оценок применим только при условии повторяемости наблюдений на одни и те же моменты времени, что возможно только при решении модельных задач. В этом случае можно получить точный вероятностный разброс МНК-оценок $\bar{q}$ как для линейных, так и для нелинейных задач метода наименьших квадратов. На практике применяются способы оценивания МНК-разброса с помощью ковариационных матриц, так как реальные наблюдения астероидов неповторяемы на одни и те же моменты времени. На рис. 1, **B**, **C** и **D** приведены вероятностные области, соответствующие МНК-оценке q, ковариационная матрица ошибок которой вычислялась соответственно в кеплеровых элементах классическим способом, в кеплеровых элементах модифицированным способом и в прямоугольных координатах классическим способом. Область, приведенная на рис. 1, **B**, существенно больше области разброса МНК-оценок начальных параметров движения (рис. 1, **A**), т.е. она недостоверна. Начальные области, полученные классическим способом в пространстве декартовых переменных (рис. 1, **D**) и модифицированным способом в пространстве кеплеровых элементов (рис. 1, **C**), являются достоверными.

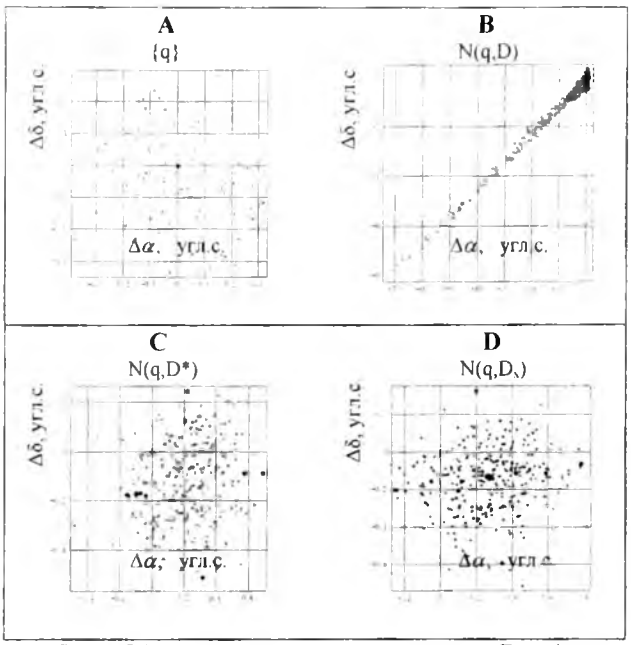


Рис. 1. Области возможных движений астероида Toutatis

В заключение отметим, что все вычисления были выполнены с повышенной разрядностью на языке «Паскаль» и в системе компьютерной алгебры «MATHEMATICA».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черницов А.М., Батурин А.П., Тамаров В.А. Анализ некоторых методов определения вероятностной эволюции движения малых тел Солнечной системы //Астрономический вестник. 1998. Т. 32, №5. С. 459 – 467.

2. Черницов А.М., Батурин А.П., Тамаров В.А. Исследование алгоритмов определения изоповерхностей целевой функции метода наименьших квадратов //Изв. вузов. Физика, 2003. №12 (Приложение "Небесная механика и прикладная астрономия"). С. 44 – 51.

3. Черницов А.М., Тамаров В.А. Определение допустимого уровня систематических ошибок наблюдений при построении областей возможных движений малых тел. //Изв. вузов. Физика, 2003. №12 (Приложение "Небесная механика и прикладная астрономия"). С. 75 – 81.

ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ОРБИТЫ С КАСАНИЕМ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА ДЛЯ АППРОКСИМАЦИИ ВОЗМУЩЕННОГО ДВИЖЕНИЯ

Шефер В.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529776, факс (3822) 529547
E-mail: shefer@niipmm.tsu.ru

В работе [1] нами изложены методы построения промежуточных орбит, основанные на использовании фиктивного притягивающего центра с переменной массой. С помощью этих методов построены орбиты с касанием первого, второго и третьего порядка к траектории реального движения в начальный момент времени. В случае плоского движения порядок касания последней возрастает на единицу и становится равным четырем. В данной работе на основе подхода, изложенного в [1], предлагается метод построения промежуточных орбит, порядок касания которых равен четырем в общем случае пространственного движения.

Пусть возмущенное движение малого тела в системе координат с началом в притягивающем центре с массой M описывается уравнениями

$$\ddot{\mathbf{x}} = -\frac{k^2 M}{r^3}\mathbf{x} + \mathbf{F} \equiv \mathbf{G}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{x}$ – вектор положения малого тела, $r = |\mathbf{x}|$, k – постоянная Гаусса, $\mathbf{F}$ – вектор возмущающего ускорения. В начальный момент времени $t = t_0$ известны векторы положения и скорости малого тела: $\mathbf{x}(t_0) = \mathbf{x}_0$, $\dot{\mathbf{x}}(t_0) = \dot{\mathbf{x}}_0$. Нижний индекс 0 повсюду в тексте означает, что данная величина определена при $t = t_0$.

Введем фиктивный притягивающий центр с гравитационным параметром μ и поместим его в точку, задаваемую вектором $\mathbf{Z}$. Тогда уравнения движения малого тела относительно фиктивного центра запишутся в виде

$$\ddot{\mathbf{q}} = \mathbf{G} - \ddot{\mathbf{Z}}, \qquad (2)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{x} - \mathbf{Z}$.

В той же системе координат, в которой рассматривается реальное движение (2), зададим промежуточное движение уравнениями

$$\ddot{\mathbf{q}}^* = -\frac{\mu}{R^{*3}}\mathbf{q}^* \qquad (3)$$

и начальными условиями $\mathbf{q}^*(t_0) = \mathbf{q}_0^*$, $\dot{\mathbf{q}}^*(t_0) = \dot{\mathbf{q}}_0^*$. Здесь $R^* = |\mathbf{q}^*|$.

Допустим, что μ есть функция, непрерывно изменяющаяся со временем согласно формуле

$$\mu = \frac{\mu_0^2}{\mu_0 - \dot{\mu}_0(t - t_0)}. \qquad (4)$$

Тогда уравнения (3) принимают форму уравнений задачи Гюльдена–Мещерского с гравитационным параметром μ, изменяющимся в соответствии с первым законом Мещерского [2].

Пусть конец вектора $\mathbf{Z}$ с течением времени описывает кривую в соответствии с формулой

$$\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_0 + \dot{\mathbf{Z}}_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\ddot{\mathbf{Z}}_0(t - t_0)^2, \qquad (5)$$

где $\mathbf{Z}_0$, $\dot{\mathbf{Z}}_0$, $\ddot{\mathbf{Z}}_0$ – начальные векторы положения, скорости и ускорения фиктивного центра.

Потребуем выполнения следующих условий:

$$\mathbf{q}_0^* = \mathbf{q}_0 = \mathbf{x}_0 - \mathbf{Z}_0, \quad \dot{\mathbf{q}}_0^* = \dot{\mathbf{q}}_0 = \dot{\mathbf{x}}_0 - \dot{\mathbf{Z}}_0, \qquad (6)$$

$$\ddot{\mathbf{q}}_0^* = \ddot{\mathbf{q}}_0 = \mathbf{G}_0 - \ddot{\mathbf{Z}}_0 \equiv \tilde{\mathbf{G}}_0, \quad \mathbf{q}_0^{*(3)} = \mathbf{q}_0^{(3)} = \tilde{\mathbf{G}}_0, \qquad (7)$$

$$\mathbf{q}_0^{*(4)} = \mathbf{q}_0^{(4)} = \dot{\tilde{\mathbf{G}}}_0. \qquad (8)$$

Индексы в скобках обозначают порядок производной по времени t.

Из (7) с помощью (3) получим

$$\mu_0 = \alpha R_0^* \tilde{\mathbf{G}}_0^2, \quad R_0^{*2} = \alpha^2 \tilde{\mathbf{G}}_0^2, \qquad (9)$$

$$\mathbf{q}_0^* = -\alpha\tilde{\mathbf{G}}_0, \quad \dot{\mathbf{q}}_0^* = \alpha(\beta\tilde{\mathbf{G}}_0 - \dot{\mathbf{G}}_0), \qquad (10)$$

где $\alpha \neq 0$, β – некоторые скалярные параметры.

Введем обозначения

$$a = \frac{\dot{\mathbf{G}}_0^2}{\tilde{\mathbf{G}}_0^2}, \quad b = \frac{(\dot{\mathbf{G}}_0 \cdot \tilde{\mathbf{G}}_0)}{\tilde{\mathbf{G}}_0^2}, \quad c = \frac{(\ddot{\mathbf{G}}_0 \cdot \tilde{\mathbf{G}}_0)}{\tilde{\mathbf{G}}_0^2}. \qquad (11)$$

Из условия (8) с учетом (3), (9)–(11) найдем

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{3}{2}a - \frac{15}{2}b^2 + 8b\beta - 3\beta^2 + \frac{1}{2}c, \qquad (12)$$

$$\beta = \frac{a(\dot{\mathbf{G}}_0 \cdot \ddot{\mathbf{G}}_0) - bc\dot{\mathbf{G}}_0^2}{2(a - b^2)\dot{\mathbf{G}}_0^2}, \qquad (13)$$

$$a = \frac{\dot{\mathbf{G}}_0^2}{\mathbf{U}_0^2}(b\ddot{\mathbf{G}}_0 - c\dot{\mathbf{G}}_0)^2, \qquad (14)$$

$$\tilde{\mathbf{G}}_0 = \frac{1}{c - 2b\beta}(\ddot{\mathbf{G}}_0 - 2\beta\dot{\mathbf{G}}_0), \qquad (15)$$

где

$$\mathbf{U}_0 = \frac{1}{|\dot{\mathbf{G}}_0|}[\dot{\mathbf{G}}_0^2\ddot{\mathbf{G}}_0 - (\dot{\mathbf{G}}_0 \cdot \ddot{\mathbf{G}}_0)\dot{\mathbf{G}}_0]. \qquad (16)$$

Постоянная $\dot{\mu}_0$ определяется формулой

$$\dot{\mu}_0 = (3b - 2\beta)\mu_0. \qquad (17)$$

Параметры b и c остаются свободными, что задает двупараметрическое семейство промежуточных орбит с касанием четвертого порядка.

Выберем b и c таким образом, чтобы обеспечить минимум величины $\ddot{\mathbf{Z}}_0^2 = (\mathbf{G}_0 - \tilde{\mathbf{G}}_0)^2$. Тогда получим

$$b = \frac{\mathbf{U}_0^2}{\mathbf{S}_0^2}(\mathbf{G}_0 \cdot \dot{\mathbf{G}}_0), \qquad c = \frac{\mathbf{U}_0^2}{\mathbf{S}_0^2}(\mathbf{G}_0 \cdot \ddot{\mathbf{G}}_0), \qquad (18)$$

где

$$\mathbf{S}_0 = (\mathbf{G}_0 \cdot \dot{\mathbf{G}}_0)\ddot{\mathbf{G}}_0 - (\mathbf{G}_0 \cdot \ddot{\mathbf{G}}_0)\dot{\mathbf{G}}_0. \qquad (19)$$

После того как b и c вычислены из (18), по формуле (14) находится параметр a, а затем по формулам (12), (13) и (15) определяются постоянные α, β и вектор $\tilde{\mathbf{G}}_0$. Далее, согласно (9), (10) и (17) однозначно вычисляются скалярные величины μ_0, $\dot{\mu}_0$ и векторы $\mathbf{q}_0^*$, $\dot{\mathbf{q}}_0^*$. Полученные $\mathbf{q}_0^*$, $\dot{\mathbf{q}}_0^*$ и $\tilde{\mathbf{G}}_0$ дают векторы $\mathbf{Z}_0$, $\dot{\mathbf{Z}}_0$ и $\ddot{\mathbf{Z}}_0$ из (6) и (7).

В случае плоского движения $\ddot{\mathbf{Z}}_0 = \mathbf{0}$, $\tilde{\mathbf{G}}_0 = \mathbf{G}_0$, т.е. фиктивный центр движется прямолинейно и равномерно, а в начальный момент времени он расположен на векторе $\mathbf{G}_0$ или на его продолжении. Это частное решение полностью совпадает с решением, полученным в [1].

Введем преобразования координат и времени вида

$$\mathbf{u} = \frac{\mu}{\mu_0}\mathbf{q}^*, \qquad d\theta = \left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)^2 dt. \qquad (20)$$

Тогда уравнения промежуточного движения (3) преобразуются в систему уравнений

$$\mathbf{u}'' = -\frac{\mu_0}{|\mathbf{u}|^3}\mathbf{u}, \quad t' = \left[1 - \frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0}(t - t_0)\right]^2, \qquad (21)$$

где $(')$ означает дифференцирование по новой независимой переменной θ (фиктивное время).

Решение для промежуточной орбиты находится следующим образом. На заданный момент физического времени t определяется значение фиктивного времени θ по формуле

$$\theta = \frac{\mu_0(t - t_0)}{\mu_0 - \dot{\mu}_0(t - t_0)}. \qquad (22)$$

Затем на найденный момент θ вычисляются векторы положения $\mathbf{u}$ и скорости $\mathbf{u}'$ малого тела на промежуточной орбите в $\mathbf{u}$ - пространстве по формулам невозмущенной задачи двух тел постоянной массы [3] в соответствии с первым уравнением из (21). При этом используются следующие начальные условия, отнесенные к моменту $\theta = 0$:

$$\mathbf{u}_0 = \mathbf{q}_0^*, \qquad \mathbf{u}_0' = \frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0}\mathbf{q}_0^* + \dot{\mathbf{q}}_0^*. \qquad (23)$$

И, наконец, с помощью преобразований

$$\mathbf{q}^* = \frac{\mu_0}{\mu}\mathbf{u}, \qquad \dot{\mathbf{q}}^* = \frac{\mu}{\mu_0}\mathbf{u}' - \frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0}\mathbf{u} \qquad (24)$$

находятся векторы положения и скорости малого тела на промежуточной орбите в физическом пространстве в момент времени t. Положение и скорость на промежуточной орбите в исходной системе координат определяются по формулам

$$\mathbf{x}^*(t) = \mathbf{Z}(t) + \mathbf{q}^*(t), \quad \dot{\mathbf{x}}^*(t) = \dot{\mathbf{Z}}(t) + \dot{\mathbf{q}}^*(t). \qquad (25)$$

Поскольку построенная промежуточная орбита с высокой точностью аппроксимирует реальное движение в окрестности начального момента времени, то траекторию возмущенного движения можно представить последовательностью малых дуг промежуточных орбит [1].

Другой метод исследования возмущенного движения, известный под названием метода Энке [4], состоит в использовании дифференциальных уравнений для вектора отклонения реального движения от промежуточного $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{x} - \mathbf{x}^* = \mathbf{q} - \mathbf{q}^*$. Представим эти уравнения в виде

$$\ddot{\boldsymbol{\rho}} = \frac{\mu}{r^3}(Q\mathbf{q}^* - \mathbf{Y}) - \frac{\delta\mu}{r^3}\mathbf{x} + \mathbf{F}, \qquad (26)$$

где

$$Q = \left(\frac{r^2 + rR^* + R^{*2}}{r + R^*}\right)\left[\frac{\mathbf{Y}^2 + 2(\mathbf{Y} \cdot \mathbf{q}^*)}{R^{*3}}\right], \qquad (27)$$

$$\delta\mu = \left\{\frac{K}{r_0^3}\left[Q_0 R_0^2 - (\mathbf{Z}_0 \cdot \mathbf{q}_0)\right] + (\mathbf{F}_0 \cdot \mathbf{q}_0)\right\}R_0 - \mu\frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0}(t - t_0), \qquad R_0 = |\mathbf{q}_0|, \qquad (28)$$

$$\mathbf{x} = \mathbf{q}^* + \mathbf{Y}, \qquad \mathbf{Y} = \mathbf{Z} + \boldsymbol{\rho}. \qquad (29)$$

Уравнения (26) есть основные уравнения для обобщения метода Энке.

Решая уравнения (26) с начальными условиями $\boldsymbol{\rho}_0 = \dot{\boldsymbol{\rho}}_0 = \mathbf{0}$ каким-либо подходящим методом численного интегрирования и зная координаты и скорости тела на промежуточной орбите, найдем в любой заданный момент t векторы положения и скорости малого тела для возмущенного движения в исходной системе координат с помощью формул (29) и формул, получаемых дифференцированием (29) по t.

Применение построенной промежуточной орбиты на практике не связано ни с какими ограничениями в выборе действующих на малое тело сил. Единственное требование к ним состоит в том, что выражения для вектора суммарного ускорения $\mathbf{G}$ должны быть дифференцируемыми функциями, а $\mathbf{G}_0$, $\dot{\mathbf{G}}_0$ и $\ddot{\mathbf{G}}_0$ – ненулевыми векторами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shefer V.A. Osculating and superosculating intermediate orbits and their applications // Celest. Mech. and Dyn. Astr. 2002. V. 82. P. 19–59.
2. Мещерский И.В. Работы по механике тел переменной массы. М.: ГИТТЛ, 1952. 280 с.
3. Субботин М.Ф. Введение в теоретическую астрономию. М.: Наука, 1968. 800 с.
4. Рой А.Е. Движение по орбитам. М.: Мир, 1981. 544 с.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ЗАДАЧЕ ОБТЕКАНИЯ БЕСКОНЕЧНОГО ПЛОСКОГО КЛИНА

Блохин А.М., *Ткачев Д.Л., *Пашинин Ю.Ю.

Институт математики им. С.Л. Соболева СО РАН
630090, г. Новосибирск, ул. Коптюга, 4,
тел. (3832) 330684, факс (3832) 33-25-98
E-mail:blokhin@math.nsc.ru
*Новосибирский государственный университет
630090, г.Новосибирск, ул. Пирогова, 2
E-mail:tkachev@math.nsc.ru, pashinin@gorodok.net

Известно [1], что при стационарном сверхзвуковом обтекании бесконечного плоского клина возможны два решения этой газодинамической задачи: решение со слабой ударной волной (течение газа после ударной волны, вообще говоря, сверхзвуковое, то есть $u_0^2 + v_0^2 > c_0^2$) и решение с сильной ударной волной (течение газа после ударной волны дозвуковое, то есть $u_0^2 + v_0^2 < c_0^2$). Здесь u_0, v_0 – компоненты вектора скорости газа, c_0 – скорость звука. Однозначный ответ на вопрос о том, какое из двух решений реализуется на самом деле, не получен и до настоящего времени, несмотря на большое количество работ, посвященных этой проблеме. Один из возможных путей решения данного вопроса обсуждается в [1] и заключается в исследовании устойчивости по отношению к малым возмущениям этих стационарных режимов течения газа, то есть в изучении асимптотики решения соответствующей линейной смешанной задачи при $t \to \infty$.

В случае, когда малые возмущения зависят (кроме времени t) только от одной переменной, в ряде работ [2,3] было строго показано, что режим течения газа со слабой ударной волной устойчив по отношению к малым возмущениям, а режим течения газа с сильной ударной волной неустойчив.

В общем случае в [4] показано, что основное решение, соответствующее сверхзвуковому обтеканию клина со слабой ударной волной, при условии, что течение газа после ударной волны сверхзвуковое, а также

$$M_1(\theta) > 1 \text{ при } \sigma \le \theta \le \theta_s,$$

$$M_1(\theta) = \frac{u_0 \cos\theta + v_0 \sin\theta}{c_0},$$

устойчиво по отношению к малым возмущениям (σ – угол при вершине клина, θ – угловая координата, угол θ_s соответствует ударной волне).

В то же время в [5] установлено, что линейная смешанная задача корректна и при $u_0^2 + v_0^2 < c_0^2$ (по крайней мере для случая малых углов клина σ). Однако устойчивость таких режимов обтекания в [5] не была доказана.

Новые результаты получены при исследовании линейной смешанной задачи в случае сильной ударной волны. Предположим, что выполнены следующие условия: 1) начальные данные финитны; 2) на ударной волне выполнено условие Лопатинского; 3) справедливы некоторые неравенства и, если необходимо, выполнены условия разрешимости, гарантирующие существование обобщенного решения.

В этом случае доказаны следующие утверждения:

1) на основе представления решения в замкнутом виде сделан вывод о существовании и единственности обобщенного решения линейной смешанной задачи и его финитности при $t \to 0$;
2) найден след на ударной волне одной из компонент решения, именно давления, который можно рассматривать как суперпозицию прямой и отраженной волн, а также возмущений, формирующихся в вершине клина;
3) обобщенное решение возрастает при $t \to \infty$, так, например, давление ведет себя как $\ln t$; неустойчивость развивается за счет возмущений, формирующихся в вершине клина.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, коды проектов 04-01-00900 и 02-01-00641.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Courant R., Friedrichs K.D. Supersonic flow and shock waves. New York: Interscience Publishers, 1948.
2. Блохин А.М., Роменский Е.Н. Устойчивость предельного стационарного решения при обтекании кругового конуса // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. №13, вып. 3. 1978. С. 87-97.
3. Русанов В.В., Шаракшанэ А.А. Исследование линеаризованной нестационарной модели обтекания бесконечного клина. М., 1980. (Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР; №13).
4. Блохин А.М. Корректность линейной смешанной задачи о сверхзвуковом обтекании клина // Сиб. мат. журн. 1988. Т. 29, №5. С.~48-58.
5. Блохин А.М. Интегралы энергии и их приложения к задачам газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1986. 239 с.

О ТЕПЛООБМЕНЕ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА С МНОГОСЛОЙНОЙ ОБОЛОЧКОЙ ПРИ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ВЯЗКОМ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Бородин А.И.*, Исаков Г.Н.

*Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003, г.Томск, пл. Соляная, 2
НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете
634050, г.Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529880, факс (3822) 529547
E-mail: isak@niipmm.tsu.ru

Проблема сохранения спускаемых аппаратов (СА), возвращаемых на Землю по баллистической траектории с человеком на борту или с научно-технологическим оборудованием для космических исследований, в настоящее время не потеряла своей актуальности, особенно для СА малого и среднего размеров [1]. Поэтому при проектировании тепловой защиты таких СА необходимо решать сопряженную задачу, связывающую аэротермобаллистические характеристики движущегося с гиперзвуковой скоростью затупленного тела с распространением тепла в защитной оболочке.

Известно [2–4], что наиболее эффективными способами снижения температуры поверхности тела для областей с максимальными тепловыми нагрузками являются:

- вдув газа-охладителя, который создает тепловую завесу и тем самым ослабляет тепловой поток к телу, подводимый из ударного слоя газа [2];
- перетекание тепла вдоль образующей теплопроводного тела [3,4].

Известно также [5,6], что наиболее оптимальной является многослойная теплозащита, когда подбор материалов в слоях и их компоновка приводят к существенному снижению веса теплозащиты СА в целом.

В данной работе решена модельная сопряженная задача прогрева осесимметричного затупленного тела с многослойной теплопроводной оболочкой, движущегося по баллистической траектории спуска с гиперзвуковой скоростью под нулевым углом атаки в атмосфере Земли. Проанализировано влияние толщины слоев, вдува и перетекания тепла на прогрев трехслойной оболочки в продольном и поперечном направлениях.

Постановка задачи. Обтекание под нулевым углом атаки осесимметричного гладкого затупленного тела с теплопроводной проницаемой поверхностью (многослойная оболочка) гиперзвуковым потоком вязкого однородного газа при больших числах Рейнольдса рассматривалось в рамках модели пограничного слоя (ПС). Безразмерные уравнения ПС записывались в естественной криволинейной системе координат, нормально связанной с поверхностью обтекаемого тела. Распределение температуры внутри защитной оболочки определяется из решения уравнения теплопроводности.

В качестве условия на внешней границе задается давление, распределение которого для гиперзвуковых режимов течения вдоль поверхности обтекаемого тела хорошо аппроксимируется формулой Ньютона [2,4]. На проницаемой поверхности тела задаются условие прилипания и нормальный вдув, а также учитывается баланс тепла и равенство температур контактирующих сред (газового потока и внешнего слоя защитной оболочки). Вдоль поверхностей, разделяющих соседние защитные слои оболочки задается условие сопряжения (равенство тепловых потоков и температур). На внутренней поверхности защитной оболочки задастся модификация формулы Ньютона для теплового [2].

Такая квазистационарная задача решается при заданной в начальный момент времени постоянной температуре всей оболочки тела.

Метод решения. Для численного решения уравнений ПС используется модифицированная неявная схема Петухова четвертого порядка аппроксимации. Предварительно осуществляется переход к новым переменным типа Дородницына для разрешения особенности уравнений ПС в критической точке. Производные по продольной координате аппроксимируются разностями назад. Нелинейный характер уравнений преодолевается итерациями до сходимости с заданной наперед точностью.

По результатам расчета всего пограничного слоя определяется распределение теплового потока вдоль обтекаемой поверхности, причем без дополнительной численной аппроксимации. Это распределение используется в граничном условии при решении уравнения теплопроводности.

Решение уравнения теплопроводности (2) находится методом чередующихся направлений, который абсолютно устойчив и имеет второй порядок точности по времени. Согласно этому методу на первом этапе при определении неизвестных в продольном направлении используем аппроксимацию производных по центральным разностям, полученное алгебраическое уравнение решается прогонкой. На втором этапе при нахождении неизвестных в поперечном направлении используется вышеупомянутый метод Петухова.

Общая схема решения сопряженной задачи выглядит так:

1) задается начальная температура всей оболочки;
2) решаются уравнения пограничного слоя с известной температурой поверхности;
3) в процессе решения определяется тепловой поток вдоль поверхности;

4) решается уравнение теплопроводности по неявной двухшаговой схеме, причем в граничном внешнем условии используется найденный на третьем этапе тепловой поток;

5) с определенным на данный момент времени распределением температуры поверхности переходим к пункту 2.

Вычислительный процесс повторяется, причем входные параметры расчета течения в пограничном слое (высота и скорость полета, параметры потока на бесконечности) определяются для очередной текущей точки траектории [4]. Расчеты показали, что используемый метод вычислений является устойчивым, экономичным и позволяет получить решение сопряженной задачи в заданном диапазоне параметров при полете по баллистической траектории.

Результаты и их обсуждение. В качестве спускаемого по траектории тела был взят затупленный по эллипсу конус (угол полураствора 5°) с трехслойной оболочкой, которая представляет собой трехслойную конструкцию, внутренний несущий слой которой выполнен из стали, а два других – теплозащитное покрытие. Наружный слой этого покрытия состоит из пористого термостойкого материала, а второй слой – из типичного термопласта [2]. При расчетах были использованы следующие толщины и теплофизические характеристики слоев:

1 – $h_1 = 15 \div 30 \cdot 10^{-3}$ м, $\rho c_p = 1{,}55 \cdot 10^6$ Дж/(м^3·К), $\lambda = 0{,}27$ Вт/(м·К);

2 – $h_2 = 10 \div 20 \cdot 10^{-3}$ м, $\rho c_p = 2{,}32 \cdot 10^6$ Дж/(м^3·К), $\lambda = 0{,}335$ Вт/(м·К);

3 – $h_3 = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ м, $\rho c_p = 4{,}68 \cdot 10^6$ Дж/(м^3·К), $\lambda = 20$ Вт/(м·К).

В процессе численного эксперимента предполагалось, что составное тело заданной конфигурации спускается в атмосфере Земли по баллистической траектории [4].

Предполагалось также, что вдув газообразных продуктов разложения в пограничный слой начинается при достижении температуры T_w=2000 К на наружной поверхности пористого внешнего теплозащитного слоя. В это время на наружной поверхности среднего слоя реализуется режим линейного пиролиза термопласта [2], в результате которого осуществляется стационарный выдув газообразных продуктов разложения в пограничный слой через пористый материал на участке эллиптического затупления.

Анализ полученных результатов показал, что зависимость температуры поверхности от времени при спуске по заданной траектории при наличии вдува и без него имеет ярко выраженный максимум (H=68,2 км, t=630 с, V=7,26 км/с, число Маха ≅25). При этом вдув снижает температуру поверхности на ~6 % и тепловой поток к ней на ~ 19 %, но практически не влияет на температуру внутренней оболочки СА.

Особое значение приобретает учет перетекания тепла из теплонапряженной области лобовой критической точки на периферию. В этом случае температура внутренней оболочки не превышает ~ 300 К за все время спуска по заданной траектории. Если перетекание тепла не учитывать, то к концу спуска температура внутренней оболочки повышается до 370 К и необходимы дополнительные условия к тепловой защите для обеспечения заданных ограничений на температурный режим в СА, например, увеличение толщины слоев в покрытии. Увеличение же толщины слоев в 2 раза при наличии вдува (но без учета перетекания) приводит к снижению температуры внутренней оболочки на 340 К.

Таким образом, рассмотренная простейшая модель гиперзвукового ламинарного обтекания осесимметричного затупленного по эллипсу конуса с многослойной оболочкой позволяет уже на этапе эскизного проектирования оценить влияние комбинированных способов тепловой защиты для обеспечения заданных условий на тепловое состояние СА, спускаемого по заданной баллистической траектории. В дальнейшем предлагаемая методика расчета позволяет учесть аэродинамическое качество [4] и трехмерность процессов тепломассопереноса в теплозащитной оболочке [3,4], которые, как показано в [4], существенно меняют распределение тепловых нагрузок на поверхности тела.

Представляется возможным поэтапное усложнение моделей течений при гиперзвуковом обтекании затупленных тел, когда в рамках параболизированного пространственного вязкого ударного слоя [4] удается учесть их неравновесность и многокомпонентность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Легостаев В.П., Миненко В.Е. Пути развития малоразмерных космических аппаратов //Ракетно-космическая техника: фундам. проблемы механики и теплообмена: Тез. докл. междун. научн. конф. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1998. С. 5.
2. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита М.: Энергия, 1976. 392 с.
3. Землянский Б.А., Степанов Г.Н. О расчете теплообмена при пространственном обтекании затупленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 173-177
4. Бородин А.Н. Вход в атмосферу Земли тела с аэродинамическим качеством и теплопроводной поверхностью // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 5. С. 16-26.
5. Исаков Г.Н. Теоретические основы проектирования многослойной вспучивающейся теплозащиты с заданными свойствами // ИФЖ. 2000. Т. 73, № 1. С. 52-60.
6. Горбай А.Р., Гусева Л.И., Шибин А.Г. Исследование эффективности применения тепловой защиты комбинированного типа на перспективных гиперзвуковых летательных аппаратах //Ракетно-космическая техника: фундам. проблемы механики и теплообмена: Тез. докл. междун. научн. конф. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1998. С. 156.

О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КОМПОЗИЦИОННЫХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ТЕПЛООБМЕН И ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ УНОСЕ

Булыгин М.Г., Дементьев О.Н.*, Ковалев Ю.М.*, Костин Г.Ф.*, Тихонов Н.Н., Ягафаров Ш.Ш.*
ФГУП «ГРЦ «КБ им. академика В.П.Макеева»
456300, Челябинская обл., г .Миасс, Тургоякское шоссе, 1
*ГОУВПО «ЧелГУ»
454021, г. Челябинск, ул. Братьев Кашириных, 129,
тел. (35135)42879, (3512)421209, факс (35135)41971
E-mail:filial@chelsu.imeni.ac.ru

Сравнительная отработка отечественных углерод-углеродных композиционных материалов (УУКМ) тепловой защиты лобовых поверхностей гиперзвуковых летательных аппаратов в первый период разработки УУКМ показывала, что разбросы коэффициентов лобового сопротивления Cx специальных телеметрических летательных аппаратов (ТЛА), на которых эти материалы испытывались, были повышенными. Повышенными были и величины поперечных моментов ТЛА. В процессе участия в комплексных исследованиях соответствующих проблем авторами получен ряд результатов, тезисно изложенных ниже, которые позволили более точно учитывать влияние на переход режима течения в пограничном слое от ламинарного к турбулентному, на усиление теплообмена и на унос массы ряда различных факторов, связанных с анизотропией и неоднородностью свойств материалов.

Геометрически схемы плетения нитей или соединения стержней каркасов наполнителей композиционных материалов (КМ) вполне упорядочены. Это позволяет, используя, например, корреляцию Дирлинга [1], пересчитать реальную шероховатость поверхности, возникающую за счет неодинакового выгорания различных структурных элементов КМ (нитей, стержней, матрицы, связующего) к эквивалентной песочно-зернистой. Соответственно можно провести оценку влияния той или иной структуры наполнителя на переход режима течения в пограничном слое, на усиление теплообмена за счет возникающей при обгаре шероховатости. Используя данный подход и аппарат аналитической геометрии, авторы провели сравнительную оценку ряда материалов с точки зрения снижения величин асимметрии обгарных форм возвращаемых аппаратов. Выработаны рекомендации по наиболее предпочтительным структурам каркасов УУКМ и по контролю геометрических параметров каркасов и деталей из УУКМ при изготовлении.

Пористость на обгарной поверхности проявляется как шероховатость. Разброс пористости влечет разброс соответствующей составляющей шероховатости. Пористость усиливает также механический унос материала за счет перегорания стенок между порами на глубине. Учитывая прямую связь плотности и пористости, авторами предложено вводить поправочные коэффициенты на номинальные параметры шероховатости в виде линейных зависимостей от отклонения плотности от номинального значения (ввиду малого, хотя и значимого, влияния). Для учета влияния отклонений плотности с помощью медицинского томографа измерялись фактические распределения плотности по объему деталей (заготовок) из УУКМ, предназначенных для летных и огневых стендовых испытаний. Данные по значениям и характеру изменения Cx, полученные при летных испытаниях ТЛА с этими деталями, сопоставлялись с результатами расчетов. С использованием всей совокупности данных, полученных при летных и стендовых огневых испытаниях, а также модели механического уноса, основанной на предложенной в работе [2], были построены аппроксимации для поправочных коэффициентов для одного из применяемых на практике УУКМ марки 4КМС-Л.

С помощью электронного микроскопа проведены исследования обгарных поверхностей и внутренних срезов образцов материала 4КМС-Л, изготовленного по различным технологиям, после летных и стендовых огневых испытаний, а также рентгеноскопические исследования. Установлены отличия по пористости и по степени графитации. По микроснимкам поверхности, выполненным с кратностью до 2300 раз, подтверждено наличие интенсивного механического уноса.

В рамках модели «растворенной» к-фазы проведена оценка влияния механически уносимых частиц на устойчивость течения в пограничном слое, соответствующего отличия в режимах теплообмена, уноса и, как следствие, в величинах коэффициента лобового сопротивления Cx для модельного тела типа сфера-конус с теплозащитой из УУКМ 4КМС-Л. Получено отличие Cx до 3%.

Более подробно результаты изложены в работе [3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dirling R. A method for computing Roughwall Heat Transfer Rates on Reentry Nosetips// AYAA Paper, July, 1973. P.73-76.
2. Панкратов Б.М., Полежаев Ю.В., Рудько А.К. Взаимодействие материалов с высокотемпературными газовыми потоками. М.: Машиностроение. 1976.
3. Булыгин М.Г., Дементьев О.Н., Ковалев Ю.М. и др. Влияние структурных неоднородностей углерод-углеродных композиционных материалов тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов на разбросы обгарных форм//МНТЖ РАН «Конструкции из композиционных материалов». 2004. №3. С. 3-15.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВОЙ КУМУЛЯЦИИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ПОЛОГО КОНИЧЕСКОГО ЗАРЯДА

Гапоненко Ю.А.

Институт вычислительного моделирования СО РАН
660036, г. Красноярск, Академгородок,
тел. (3912) 494761, факс (3912) 432756
E-mail: yug@icm.krasn.ru

Детонация зарядов с внутренними полостями исследуется многими авторами как в физических экспериментах, так и с помощью численного моделирования. Струи продуктов взрыва (далее ПВ) с высокой скоростью и температурой торможения, возникающие во внутренней полости зарядов за счет кумулятивного эффекта, используются в различных специальных устройствах [1–3] (а также ссылки, приведенные в указанных работах). Применение таких зарядов связано с необходимостью изучения свойств сильных ударных волн, исследованием работы взрывомагнитных генераторов, использованием таких зарядов для разгона твердых тел до высоких скоростей и другими практическими приложениями. Отсутствие металлической облицовки на внутренних стенках зарядов приводит к увеличению скорости распространения ПВ в кумулятивной струе. Однако эрозия внутренних стенок заряда, наблюдаемая в этом случае в физических экспериментах, приводит к ослаблению, а в некоторых случаях и к полному прекращению кумулятивного эффекта.

Процессы формирования кумулятивных струй ПВ в плоских и трубчатых зарядах, зависимость характеристик и свойств возникающих течений от давления заполнения канала заряда исследовались с помощью методов численного моделирования в работах [4–7]. Анализ физических аспектов формирования таких кумулятивных течений, проведенный в указанных работах, позволяет сделать заключение о существенном влиянии процессов эрозии внутренних поверхностей полости зарядов на структуру образующихся течений. Одним из способов решения проблемы об уменьшении влияния эрозии на формирование и распространение кумулятивных струй ПВ может быть использование зарядов с формой внутреннего канала, расширяющейся в сторону распространения детонационной волны.

В данной работе рассматривается постановка задачи и представлены результаты численного моделирования кумулятивных течений в полости конического заряда. Проводится исследование структуры возникающих течений в зависимости от геометрических характеристик заряда, что должно прояснить сущность происходящих явлений в зарядах такого типа, особенно важных с точки зрения практических приложений.

Методом численного моделирования проведены исследования формирования кумулятивного течения продуктов взрыва в конических зарядах. Обнаружено, что при увеличении угла раствора конического заряда сокращается область внутренней образующей поверхности заряда, которая подвержена ударно-волновой нагрузке с последующей эрозией и разрушением. Вместе с тем в кумулятивной струе происходит образование высокоскоростного периферийного потока, отклоняющегося от оси симметрии заряда. Формирование такой структуры течения происходит вследствие образования прямой ударной волны при взаимодействии основного потока кумулятивной струи с ударно-сжатым газом полости заряда. Полученные результаты демонстрируют снижение интенсивности кумулятивных течений при использовании тонкостенных полых зарядов с большими углами конусности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стадниченко И.А., Титов В.М., Чистяков В.П., Швецов Г.А. Исследования и некоторые применения взрывных труб // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 3. С. 84-90.

2. Ружин Ю.Я., Скомаровский В.С., Стадниченко И.А. и др. Взрывные инжекторы плазмы в исследованиях околоземного космического пространства // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 3. С. 112-120.

3. Мержиевский Л.А., Титов В.М., Фадеенко Ю.И., Швецов Г.А. Высокоскоростное метание твердых тел // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 77-91.

4. Лобанов В.Ф., Фадеенко Ю.И. Кумуляция продуктов детонации полого цилиндрического заряда // Физика горения и взрыва. 1974. Т.10. № 1. С. 119-124.

5. Бывших А.И., Васильев С.М., Кирко В.И. Численное моделирование возникновения газовой кумуляции в зарядах взрывчатых веществ с плоскими и цилиндрическими каналами // Теплофизика высоких температур. 1993. Т. 31, № 2. С. 286-291.

6. Бывших А.И., Кирко В.И. Исследование механизма газовой кумуляции в плоской постановке // Теплофизика высоких температур. 1999. Т. 37, №3. С. 464-468.

7. Гапоненко Ю.А. Численное моделирование газовой кумуляции продуктов взрыва при детонации плоских параллельных зарядов // Вычислительные технологии. 2000. Т. 5. № 4. С. 31-39.

ТЕПЛОПЕРЕНОС В ЭЛЕМЕНТАХ СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ИЗ ДРЕВЕСИНЫ С ОГНЕЗАЩИТОЙ ПРИ ПОЖАРЕ

Гаращенко А.Н.[1], Гаращенко Н.А.[1], Рудзинский В.П.[2]

1. Научно-производственное объединение «Теплоогнезащита»,
141350, Московская обл., г. Сергиев Посад, пр. Красной Армии, 80,
тел. (095) 7862268, факс (095) 7212678; e-mail: tognez@tsinet.ru
2. НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете,
тел. (3822) 529562, факс (3822) 529347; e-mail: rvp@rvp.tsk.ru

Комплексные экспериментальные и теоретические исследования процессов тепломассообмена в огнезащитных материалах различного вида, представленные, в частности, в [1, 2], позволили разработать надежные численные методики расчетов прогрева при пожаре несущих и ограждающих строительных конструкций из стали и железобетона. Эти методики в настоящее время широко используются на практике при расчетах пределов огнестойкости и толщин огнезащиты конструкций на различных объектах промышленного и гражданского назначения.

В то же время методы численного моделирования для несущих и ограждающих конструкций из древесины, разработанные и апробированные на уровне [2], в настоящее время отсутствуют. Это сдерживает в определенной степени практическое использование конструкций из древесины, хотя они относятся к числу традиционных для отечественной строительной отрасли и по целому ряду показателей их применение является более предпочтительным по сравнению с конструкциями из железобетона и металла.

На первом этапе исследований для моделирования тепломассообмена в деревянных конструкциях использованы математические модели, разработанные ранее для материалов, при нагреве которых происходят процессы термического разложения, испарения-конденсации и вспучивания–усадки [1, 2]. Из этих моделей наиболее близко отражает особенности поведения конструкций из древесины математическая модель, разработанная для водосодержащих вспучивающихся огнезащитных покрытий [2]. Она позволяет моделировать термическое разложение и образование обугленного слоя древесины, испарение воды, фильтрацию пара как к «холодной» зоне, так и к обогреваемой поверхности, конденсацию пара в «холодной» зоне (на каркасе пористой древесины), испарение вторичного конденсата. Кроме учета соответствующего деформирования расчетной области также учитывается изменение теплофизических характеристик материала непосредственно в процессе нагрева, термического разложения и усадки древесины.

При моделировании влияния огнезащиты на теплоперенос и пределы огнестойкости конструкций из древесины наибольший интерес и наибольшую сложность представляет рассмотрение случаев использования вспучивающихся покрытий на органической основе. Этот вариант огнезащиты используется на практике и в дальнейшем представляется наиболее перспективным. В этом случае для описания теплопереноса в слое такого покрытия была использована система уравнений, представленная в [1, 2].

Проведен численный анализ прогрева конструкции из древесины при тепловом воздействии, характеризующимся стандартным температурным режимом, как при отсутствии, так и при наличии огнезащиты.

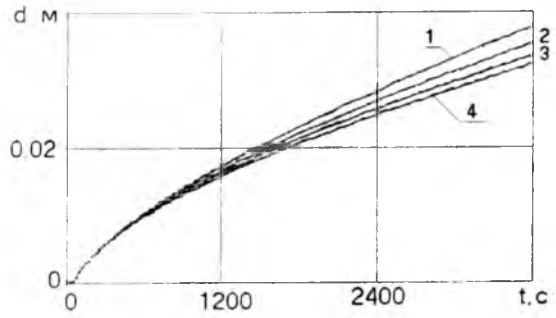


Рис. 1. Изменение во времени глубины обугливания древесины при ее усадке на 60% (1), 40% (2), 20% (3) и при отсутствии усадки (4) (прогрев по режиму стандартного пожара)

На рис. 1 показаны изменения глубины обугливания незащищенной древесины (глубины продвижения изотермы 180°С) в зависимости от уровня ее усадки. Анализ проводился на примере вспучивающегося покрытия ПРОТЕРМ ВУД, которое относится к числу наиболее эффективных материалов. Сертификационными испытаниями установлено, что нанесение покрытия толщиной 0,3 мм позволяет значительно улучшить показатели пожарной опасности древесины и довести их до допустимого уровня. При расчетах использовался комплекс исходных данных, определенных для подобного вспучивающегося покрытия ПРОТЕРМ СТИЛ [2]. На рис. 2 представлены результаты расчетов прогрева конструкции, которые показывают, что даже при тонком слое огнезащиты глубина обугливания древесины уменьшилась в среднем на 7 мм по сравнению с прогревом незащищенной конструкции. Полученные расчетные данные показывают возможность существенного увеличения пределов огнестойкости конструкции из древесины при использовании подобных покрытий.

Для несущих конструкций важным является моделирование прогрева стальных узлов, включающих пластины и стержни, используемые для соединения конструкций из древесины между собой и для соединения с другими конструкциями. При расчетах таких узлов должна учитываться неодномерная теплопередача.

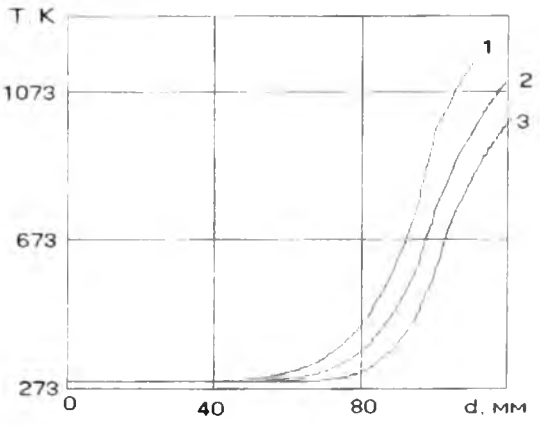


Рис. 2. Изменение температуры по толщине конструкции из древесины толщиной 100 мм при наличии вспучивающегося огнезащитного покрытия ПРОТЕРМ ВУД толщиной 0,5 мм для моментов времени 45 мин (1); 30 мин (2) и 15 мин (3)

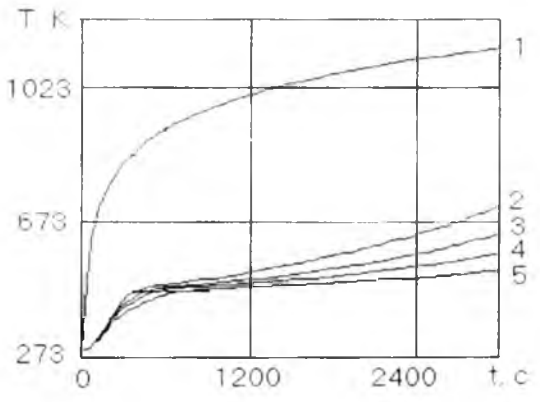


Рис. 3. Изменение во времени температуры газовой среды (1) и элемента узла крепления в зоне соединения стальной пластины толщиной 8 мм со стержнем диаметром 8 мм при толщине покрытия ПРОТЕРМ ВУД 0,5 мм (2); 0,75 мм (3); 1,0 мм (4); 1,5 мм (5)

Проведено численное моделирование процесса прогрева конструкции в зоне типичного узла, представляющего собой стальную пластину толщиной 8 мм, соединяющую две деревоклеенные рамы с помощью стальных стержней диаметром 8 мм, имеющих длину меньшую, чем толщина рамы

Получены данные по температурам стальных элементов и прилегающих к ним участков древесины. Установлено необходимость огнезащиты стальных узлов. На рис. 3 представлены результаты расчетов прогрева стальной пластины толщиной 8 мм в зоне присоединения к ней стального стержня при различной толщине покрытия ПРОТЕРМ СТИЛ, которое целесообразно использовать в подобных случаях. Разработанная методика позволяет определить требуемые толщины огнезащитного покрытия для узлов различных видов

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гаращенко А.Н., Страхов В.Л., Рудзинский В.П., Гаращенко Н.А. Экспериментальные и теоретические исследования особенностей тепломассопереноса во вспучивающейся огнезащите на примере покрытия ПРОТЕРМ СТИЛ // Труды Третьей Российской национальной конференции по теплообмену. Интенсификация теплообмена. Радиационный и сложный теплообмен. Т. 6. М.: Изд-во МЭИ, 2002. С. 254-257.

2. Страхов В.Л, Гаращенко А.Н., Рудзинский В.П., Олейник В.А. Математическое моделирование работы водосодержащих вспучивающихся огнезащитных покрытий // Пожаровзрывобезопасность. 2003, № 1. С. 39-46.

О ВЛИЯНИИ ВДУВА ПРОДУКТОВ РАЗЛОЖЕНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ НА МОМЕНТ КРЕНА ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Гофман А.Я. , **Булыгин М.Г., Зинченко В.И.**, Ковалев Ю.М.*, Костин Г.Ф.*, Мокин Ю.А., Несмелов В.В.**, Тихонов Н.Н.**

ФГУП «ГРЦ «КБ им. академика В.П. Макеева»
456300, Челябинская обл., г. Миасс, Тургоякское шоссе, 1
* ГОУВПО «ЧелГУ»
454021, г. Челябинск, ул. Братьев Кашириных, 129,
тел. (35135)42879, (3512)421209, факс (35135)41971; E-mail: Filial@chelsu.ilmeny.ac.ru
** НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822)529880, факс (3822)529347
E-mail: niipmm@mail.tomsknet.ru

Для тепловой защиты современных спускаемых летательных аппаратов (ЛА), в том числе и аппаратов для исследований различных процессов в условиях микрогравитации и возвращения полученных материалов и результатов [1], в основном используются композиционные теплозащитные материалы типа стекло- и углепластиков. При движении в атмосфере баллистические ЛА под воздействием аэродинамических сил совершают сложное вращательно-колебательное движение. При обнулении угловой скорости вращения относительно продольной оси ЛА может отклониться от заданной траектории. Так как вдув газов с поверхности уменьшает напряжение трения, а процессы прогрева и разложения теплозащитных покрытий (ТЗП) запаздывают по отношению к действию теплового потока, то вследствие этого возникает момент крена, отрицательный по отношению к направлению вращения. Интенсивность же вдува и величина запаздывания зависят от интенсивности теплообмена, содержания связующего в материале, теплофизических характеристик, скорости вращения аппарата относительно продольной оси и других факторов [2 – 5].

Если осесимметричный ЛА движется в атмосфере под углом атаки α_n и с вращением с угловой скоростью ω относительно продольной оси, то конвективный тепловой поток $q_к$ к какой-либо фиксированной точке его боковой поверхности в первом приближении можно рассчитать по формуле

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x}_{x=+0} = q_к \approx \frac{\alpha_{0,max} + \alpha_{0,min}}{2} \times \left[T_r + \frac{\alpha_{0,max} - \alpha_{0,min}}{\alpha_{0,max} + \alpha_{0,min}} \cdot (T_r - T_w) \cdot \cos(\omega\tau) - T_w \right], \quad (1)$$

где α_0, $\alpha_{0,max}$, $\alpha_{0,min}$ – коэффициент теплообмена и его максимальное и минимальное значения; T_r, T_w – температура восстановления и температура поверхности; τ – время, x – координата, отсчитываемая вглубь материала по нормали к поверхности, λ – теплопроводность материала.

Применяя принцип суперпозиции и учитывая, что $T_1 >> T_w$, задачу решения уравнения теплопроводности можно разбить на две задачи с граничными и начальными условиями вида:
первая задача:

$$-\lambda \frac{\partial T_1}{\partial x}_{x=0} = \frac{\alpha_{0,max} + \alpha_{0,min}}{2} \cdot T_r = \alpha_{cp} \cdot T_r;$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial x}_{x \to \infty} = 0; \quad (2)$$

$$T_{1\, x \to \infty} = T_0; \; T_{1\, \tau = 0} = T_0;$$

вторая задача:

$$-\lambda \frac{\partial T_2}{\partial x} \approx \alpha_{cp} \left[\frac{\alpha_{0,max} - \alpha_{0,min}}{\alpha_{0,max} + \alpha_{0,min}} \cdot (T_r - T_w) \cdot \cos(\omega\tau) - T_w \tau \right] - T_w;$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial x}_{x \to \infty} = 0; \qquad T_{2\, x \to \infty} = 0. \quad (3)$$

С использованием известных решений, полученных И.Н. Мурзиновым и А.В. Лыковым [6, 7] соответственно для первой и второй задач, авторами было выписано общее решение задачи и проведен ряд преобразований в рамках следующих моделей и допущений: прямолинейность траектории движения центра масс ЛА; изотермическая атмосфера; аппроксимации распределений давления и скорости вне пограничного слоя в поперечных сечениях при обтекании ЛА под углами атаки гармоническими четными функциями; использование метода наискорейшего спуска для построения линий тока невязкого течения на поверхности ЛА при обтекании под углами атаки; многостадийность процессов разложения ТЗП и ряда других.

Для оценок была также принята равновесная модель разложения теплозащиты, в рамках которой доля h массы материала, перешедшая в результате реакций разложения в газообразное состояние, зависит только от достигнутой к текущему моменту температуры:

$$H(T_н) = 0 \le h(T^*) \le h(T_к) = Г; \; T_н \le T^* \le T_к, \quad (4)$$

где $T_н$, $T_к$, T^* – соответственно температуры начала и завершения процесса разложения во внутренних слоях ТЗП и текущая температура реакций; Г – сте-

пень газификации материала. В рамках этой модели поле изотерм по глубине прогрева и скорость их перемещения определяют интенсивность и распределение вдува по поверхности ЛА.

Для учета влияния вдува на трение ввиду малости значений параметра вдува была использована зависимость вида

$$\frac{C_{\tau w}}{C_{\tau w}} = 1 - (B \cdot G), \quad G = \frac{(\rho V)_w}{\rho_e u_e \cdot St_0}, \qquad (5)$$

где G – безразмерный параметр вдува; B – постоянный коэффициент, зависящий от состава (молекулярного веса) вдуваемого газа и типа течения в пограничном слое (ламинарный или турбулентный); ρ_e, u_e – местные значения плотности и скорости внешнего потока; C_{τ_w}, C_{τ_0} – соответственно коэффициенты трения с учетом и без учета вдува; St_0 – число Стантона.

После интегрирования по поверхности для оценки поправки на трение за счет асимметрии вдува продуктов разложения ТЗП относительно плоскости газодинамической симметрии в рамках отмеченных выше и ряда других допущений была получена зависимость вида

$$\Delta(\Delta\tau_w) = -k \cdot K \cdot \omega \cdot \sin^2 \alpha_n, \qquad (6)$$

$$k = \begin{cases} 1 - при\ \alpha_n \geq \theta_к; \\ k_a^{-1} - при\ \alpha_n < \theta_к, \end{cases} \qquad (7)$$

где

$$K = \left(\sum_{j=1}^{N} K_j \right) \times \left(\alpha_{\tau p}^2 + 2\lambda\alpha_{\tau p} \frac{\omega}{2a} + \lambda^2 \frac{\omega}{a} \right)^{-\frac{1}{2}} \times$$

$$\times \frac{V_\infty \cos\theta_к \cdot (1 + tg\theta_к ctg\alpha_n)}{\sin^{0.5}\theta_к \sqrt{1 - \sin^{0.5}\theta_к}}; \qquad (8)$$

$$K_j = \Delta h_j B_j \frac{\rho\lambda_\tau}{6} \sin\left(x_j^* \frac{\omega}{2a} + M \right) \cdot e^{-x_j^* \left(\frac{\omega}{2a} - \frac{V_{вх}\sin\theta_{вх}}{2aRT_p} \right)};$$

$$k_\alpha = \frac{(1 + tg\theta_к ctg\alpha_n)}{2tg\alpha_n ctg\theta_к}, \qquad (9)$$

где $j, x_j^*, \rho, a, \theta_к, T_{ср}, V_{вх}, \theta_{вх}, R, M$ – соответственно номер стадии реакций в ТЗП, средняя координата слоя реакций j-й стадии, плотность материала ТЗП, температуропроводность материала ТЗП, угол полураствора конуса боковой поверхности ЛА, средняя по высоте атмосферы температура, скорость входа ЛА в атмосферу, угол наклона траектории центра масс ЛА к горизонту, газовая постоянная, фазовое смещение температуры поверхности по решению А.В. Лыкова.

В приближении двух- и трехстадийного процессов разложения связующего проведены расчеты для конического ЛА с углом полураствора конуса 10° с углепластиковым ТЗП при спуске по баллистической траектории с параметрами при входе в плотные слои атмосферы: скорость – 7000 м/с; наклон траектории к горизонту – 20°; угол атаки при входе в атмосферу – 50° (с последующим уменьшением по экспоненциальному закону в зависимости от высоты); угловая скорость вращения – 2 об/с. При расчетах рассматривались варианты учета только разложения связующего, а также варианты учета процессов окисления углерода на поверхности в качестве завершающих стадий разложения (при этом соответственно принималось Г=1). Проводились также оценки с учетом вдува паров воды, содержащейся в ТЗП, в количествах, соответствующих обычному допустимому влагосодержанию.

Расчеты показали, что вдув паров воды и продуктов разложения ТЗП может приводить к обнулению угловой скорости вращения ЛА относительно продольной оси.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Величко И.И., Дегтярь В.Г., Данилкин В.А. и др. Создание ракетно-космических комплексов – новое направление разработок ГРЦ «КБ им. академика В.П. Макеева». ЦНТИ «Поиск». РКТ. 1999. Серия XIV. Вып. 1 (43). Ч. 2. С. 142 - 157.
2. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б.Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
3. Зинченко В.И., Несмелов В.В., Костин Г.Ф. Тепло- и массообмен при разрушении теплозащитных материалов с различным содержанием полимерного связующего в потоке высокоэнтальпийного газа //ИФЖ. 2000. Т. 73, №1. С. 61 - 66.
4. Влияние параметров качества композиционных материалов на их теплофизические характеристики и трение при взаимодействии с высокотемпературным потоком// Зинченко В.И., Костин Г.Ф., Тихонов Н.Н и др.// XVIII Российская школа по проблемам проектирования неоднородных конструкций. Миасс, 22 - 24 июня 1999. Миасс, 1999. С. 73.
5. Зинченко В.И., Несмелов В.В., Якимов А.С., Костин Г.Ф. Влияние массовой доли связующего в теплозащитном покрытии на тепло- и массообмен при взаимодействии с высокоэнтальпийным газовым потоком // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34, №6. С. 48 - 55.
6. Мурзинов И.Н. Определение температур теплозащитных покрытий при движении головных частей в атмосфере на больших высотах // РКТ. Сер. 2. Вып. 6. 1972. С. 79-85.
7. Лыков А.В. Тепломассообмен. М.: Энергия, 1972. 560 с.

ТЕПЛООБМЕН ПРИ НАТЕКАНИИ ГЕТЕРОГЕННОЙ ПЛОСКОЙ СТРУИ НА ПЛАСТИНУ, РАСПОЛОЖЕННУЮ НОРМАЛЬНО К НАПРАВЛЕНИЮ СТРУИ

Жарова И.К., *Кузнецов Г.В., Маслов Е.А.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529669, факс (3822) 529895
E-mail: fire@fire.tsu.tomsk.su
*Томский политехнический университет

Для создания технологий обработки, перфорации, резки материалов, демонтажа фундаментов и несущих конструкций различного оборудования перспективным является использование высокотемпературной высокоскоростной гетерогенной струи. Для оптимизации в тех или иных условиях технологического процесса резки, перфорации или обработки материала необходимо выделить характерные особенности течения гетерогенной струи (скорость, температуру и характеристики дисперсной фракции), а также определить параметры термомеханического разрушения материала (геометрические характеристики образующегося кратера, скорость разрушения).

В данной работе представлены постановка и результаты численного решения сопряженной задачи тепломассообмена при термомеханическом разрушении пластины, расположенной нормально к направлению воздействующей плоской гетерогенной струи. Из всего комплекса возникающих технологических проблем в работе основное внимание уделено сравнению результатов численного эксперимента с известными результатами теплофизического эксперимента [1]. В основу описания течения положена гипотеза о взаимодействии частиц конденсированной фазы с поверхностью материала в режиме трения – скольжения [1]. Гетерогенная струя рассматривалась как двухкомпонентный псевдогаз с эффективными характеристиками. Предполагалось, что в силу малости объемной концентрации частиц они не влияют на характер движения газа и не взаимодействуют между собой. В качестве условия разрушения принято равенство внешних касательных напряжений $\tau_g(y,t)$ и предела прочности материала $\sigma(T_S)$ при соответствующей температуре:

$$\tau_g = \sigma(T_S). \qquad (1)$$

При постановке задачи приняты следующие допущения:

1. Скорости частиц в пристенной области равны скорости газа.
2. Вкладом на радиационной составляющей в теплообмен на поверхности пластины можно пренебречь [2].
3. Возможные процессы плавления и окисления материала пластины активными компонентами газового потока не учитываются в рассматриваемом диапазоне температур (до 1000°К).
4. Скорость гетерогенной струи дозвуковая.
5. В образующемся кратере имеет место ламинарный режим течения.

Значения касательных напряжений $\tau_g(y,t)$ в (1) вдоль поверхности кратера определяются полями скоростей в натекающей струе:

$$\tau_g(y,t) = \mu_g \frac{\partial U(x,y,t)}{\partial \bar{n}}, \qquad (2)$$

где μ_g - эффективный коэффициент динамической вязкости струи; $\bar{n}$ - внешняя нормаль к поверхности; $U(x,y,t)$ - скорость струи.

При сделанных предположениях математически процессы переноса в струе описываются следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \rho_g u}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_g uv}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_g \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_g \frac{\partial u}{\partial y}\right) - \frac{\partial p}{\partial x}, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_g v}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g uv}{\partial x} + \frac{\partial \rho_g v^2}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_g \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_g \frac{\partial v}{\partial y}\right) - \frac{\partial p}{\partial y}, \qquad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_g v}{\partial y} = 0; \qquad (5)$$

$$c_p\left(\frac{\partial \rho_g T_g}{\partial t} + \frac{\partial u \rho_g T}{\partial x} + \frac{\partial v \rho_g T}{\partial y}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial y}\right) \qquad (6)$$

$$p = \frac{\rho_g R T_g}{M_g}. \qquad (7)$$

Система уравнений (3) – (7) замыкается условиями на границах области решения:

$$x = 0, 0 \le y \le l_g; u(x,y) = U_3(y); \qquad (8)$$

$$0 < x \le L_g, 0 < y \le H; u(x,y) = 0; \qquad (9)$$

$$0 < x \le L_g, 0 < y \le H; v(x,y) = 0; \qquad (10)$$

$$x = 0, 0 \le y \le l_g; T(x,y) = T_3; \qquad (11)$$

$$0 < x \le L_g, 0 < y \le H; T(x,y) = 300, \qquad (12)$$

$$x = 0, 0 \le y \le l_g; u(x,y,t) = U_3; \qquad (13)$$

$$x = 0, 0 \le y \le l_g; u(x,y,t) = U_\infty; \qquad (14)$$

$$x = L_g, 0 \le y \le H; u(x,y,t) = 0, \qquad (15)$$

$$0 < x < l_g, y = 0; \frac{\partial u(x,y,t)}{\partial y} = 0, \qquad (16)$$

$$0 < x < l_g, y = H; \frac{\partial u(x,y,t)}{\partial y} = 0; \qquad (17)$$

$$x = 0, 0 \le y \le l_g; v(x,y,t) = 0, \qquad (18)$$

$$x = 0, l_g < y \le H; v(x,y,t) = V_x; \qquad (19)$$

$$x = L_g, 0 \le y \le H; v(x,y,t) = 0; \qquad (20)$$

$$0 < x < L_g, y = 0; \frac{\partial v(x,y,t)}{\partial y} = 0, \qquad (21)$$

$$0 < x < L_g, y = H: \frac{\partial v(x,y,t)}{\partial y} = 0, \quad (22)$$

$$x = 0, 0 \le y \le l_g: T(x,y,t) = T_3; \quad (23)$$

$$x = 0, l_g < y \le H: T(x,y,t) = T_s; \quad (24)$$

$$0 < x < L_g, y = 0: \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial y} = 0; \quad (25)$$

$$0 < x < L_g, y = H: \frac{\partial T(x,y,t)}{\partial y} = 0, \quad (26)$$

$$\xi(y), 0 \le y \le H), \ \eta(x), 0 \le x \le L_s$$

$$u(\xi, \eta, t) = 0;, \quad (27)$$

$$v(\xi, \eta, t) = 0;, \quad (28)$$

$$\frac{\partial T(\xi, 0, t)}{\partial y} = 0 \quad (29)$$

Дополняется система (3) – (29) условием постоянства расхода газа:

$$\int_0^{l_g} \rho U dy = \int_{l_g}^{\xi(y)} \rho U dy. \quad (30)$$

В (27) – (30) $\xi(y)$, $\eta(x)$ – текущие координаты поверхности кратера определяются соотношениями:

$$\xi(y) = L_g - \int_0^t V_{sy} dt, \eta(x) = \int_0^t V_{sx} dt,$$

где V_{sx}, V_{sy} – проекции линейной скорости перемещения кратера на оси координат.

На нагреваемой поверхности пластины выполняются условия сопряжения:

$$\lambda_s(T_s) \frac{\partial T_s(x,y,t)}{\partial x}\Big|_{x=\xi(y)+0} = \lambda_g(T_g) \frac{\partial T_g(x,y,t)}{\partial x}\Big|_{x=\xi(y)-0} \quad (31)$$

$$T_s(x,y,t)\big|_{x=\xi(y)+0} = T_g(x,y,t)\big|_{x=\xi(y)-0}$$

В пластине перенос тепла описывается уравнением теплопроводности

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\lambda_s(T) \frac{\partial T_s}{\partial x}\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\lambda_s(T) \frac{\partial T_s}{\partial y}\right], \quad (32)$$

$$0 < x < L_s, 0 < y < H, 0 < t \le t_k,$$

с начальными и граничными условиями:

$$t = 0: T_s(x,y) = T_0 \equiv const; \quad (33)$$

$$L_g \le x \le L_s, y = H: \frac{\partial T_s(x,y,t)}{\partial y} = 0; \quad (34)$$

$$x = L_s, 0 \le y \le H: \frac{\partial T_s(x,y,t)}{\partial y} = 0; \quad (35)$$

$$L_g \le x \le L_s, y = 0: \frac{\partial T_s(x,y,t)}{\partial y} = 0. \quad (36)$$

Эффективные характеристики струи определялись как функции объемных долей компонент, динамическая вязкость μ_g – по формуле Томаса. Задача (3) – (36) решалась численно методом контрольных объемов [2].

На основании разработанной математической модели было проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных о термомеханическом разрушении бетонной пластины [1]. При численной реализации теплофизические характеристики и данные о зависимости предела прочности от температуры принимались равными соответствующим характеристикам бетона.

На рис. 1, 2 приведены расчетные данные о поле скорости струи для фиксированного момента времени и о температуре в измерительной точке на глубине $5 \cdot 10^{-2}$ м. Сравнение экспериментальных и численных результатов показало их удовлетворительное количественное совпадение. При этом погрешность численного определения температуры составила менее 8%, скорости – менее 6%.

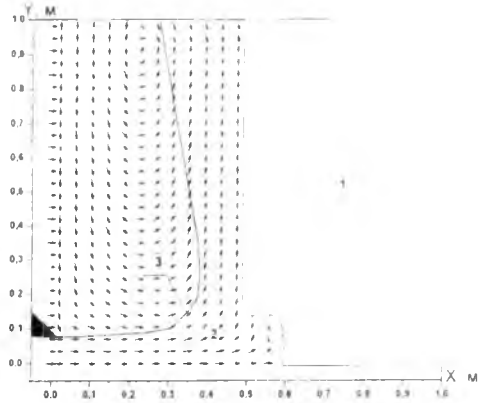


Рис. 1. Поле скоростей, t=0,8 с : 1 – пластина, 2 – струя, 3 – граница струи

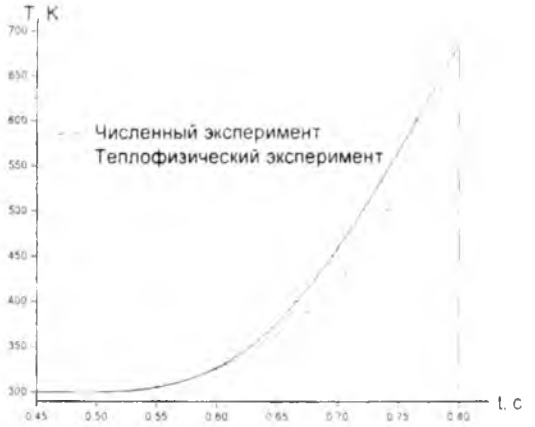


Рис. 2. Сравнение температурного поля материала в процессе термогазодинамического воздействия на глубине 5 см от внешней нагруженной поверхности за время t=0,8 с

Таким образом, проведенные расчеты показали, что представленная математическая модель адекватна исследуемому физическому процессу и позволяет определить количественно основные параметры термомеханического разрушения..

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов Г.В., Жарова И.К., Световец Е.В. Локальное разрушение бетона под действием гетерогенной струи с высокой концентрацией частиц. //Мат-лы 2-го Белорусского конгресса по теоретической и прикладной механике / Под общ. ред. Высотского М.С. Гомель: ИММС НАНБ, 1999. С. 320 – 326.
2. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СУШКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ДЕРЕВЯННЫХ КОНСТРУКЦИЙ

Жуков А.В., Кузин А.Я., Хон С.В., Филюшина М.С.
Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003, г. Томск, пл. Соляная, 2,
тел. (3822) 654281
E-mail: kaftgs@tsuab.ru

Цилиндрические сортименты, содержащие сердцевину, при конвективной сушке всегда растрескиваются. Одной из мер предотвращения растрескивания являются удаление (высверливание) сердцевины и сушка трубчатых сортиментов.

В данной работе предлагается математическая модель конвективной сушки трубчатого сортимента с целью изучения закономерностей сушки и поиска оптимальных режимов.

Уравнения тепломассопереноса при сушке древесины записываются следующим образом.

Уравнение массопереноса имеет вид

$$\rho_o \partial U / \partial \tau = - \operatorname{div}(j), \qquad (1)$$

где $U(r,\tau)$ – влагосодержание, ρ_o – плотность абсолютно сухой древесины; τ – время; r – координата.

Поток влаги j в древесине при отсутствии фазовых переходов с появлением жидкой влаги, например оттаивание, имеет вид

$$j = - \rho_o a' [\operatorname{grad}(U) + \delta \operatorname{grad}(t)], \qquad (2)$$

где t – температура; a', δ – коэффициенты влагопроводности и термовлагопроводности.

Уравнение теплопереноса имеет вид

$$c \rho \partial t / \partial \tau = - \operatorname{div}(q), \qquad (3)$$

где c – удельная теплоемкость древесины; ρ – плотность древесины.

Поток тепла q при наличии фазового перехода, связанного с частичным испарением воды внутри древесины, записывается в виде

$$q = - \lambda \operatorname{grad}(t) + \varepsilon r_\phi j, \qquad (4)$$

где λ – коэффициент теплопроводности древесины; r_ϕ – теплота испарения воды; ε – отношение количества воды, испарившейся внутри древесины и переносимой в виде пара к общему количеству воды (параметр задачи).

Поток влаги $j_п$ с поверхности древесины с поверхностным влагосодержанием $U_п$ в среду с параметрами, соответствующими равновесной влажности древесины $U_р$, имеет вид

$$j_п = \rho_o \alpha' (U_п - U_р), \qquad (5)$$

где α' – коэффициент влагообмена древесины с окружающей средой.

Поток тепла $q_п$ через поверхность древесины с температурой $t_п$ в среде с температурой t_c включает конвективную составляющую и тепло, пошедшее на испарение влаги:

$$q_п = \alpha (t_п - t_c) + r_\phi j_п, \qquad (6)$$

где α – коэффициент теплообмена поверхности с окружающей средой.

Значения коэффициентов и величин, зависящие от U и t, заимствованы из [1].

Для длинной трубы с внутренним радиусом R_1 и наружным радиусом R_2 система уравнений запишется в виде

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (a' r \frac{\partial U}{\partial r} + \delta a' r \frac{\partial t}{\partial r}); \qquad (7)$$

$$c\rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\lambda r \frac{\partial t}{\partial r}) + \rho_o \varepsilon r_\phi \frac{\partial U}{\partial \tau}. \qquad (8)$$

Начальные условия имеют вид

$$t(r,0) = t_0(r), \quad U(r,0) = U_0(r). \qquad (9)$$

Граничные условия на наружной поверхности запишем в виде

$$\alpha_2(t_{c2} - t_{п2}) = \lambda \frac{\partial t}{\partial r}|_{r=R2} + \rho_o(1-\varepsilon) r_\phi \alpha'_и (U_{р2} - U_{п2}),$$

$$\alpha'_2(U_{р2} - U_{п2}) = a' [\frac{\partial U}{\partial r}|_{r=R2} + \delta \frac{\partial t}{\partial r}|_{r=R2}], \qquad (10)$$

а граничные условия на внутренней поверхности в виде

$$\alpha_в(t_{п1} - t_{c1}) = \lambda \frac{\partial t}{\partial r}|_{r=R1} + \rho_o(1-\varepsilon) r_\phi \alpha'_в (U_{п1} - U_{р1}),$$

$$\alpha'_в(U_{п1} - U_{р1}) = a' [\frac{\partial U}{\partial r}|_{r=R1} + \delta \frac{\partial t}{\partial r}|_{r=R1}]. \qquad (11)$$

Для решения полученной системы двух нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка параболического типа (7), (8) с начальными и граничными условиями (9)–(11) использован эффективный итерационно-интерполяционный метод (ИИМ) [2]. Алгоритм расчета основан на дискретизации расчетной области, замене дифференциальной задачи разностной при помощи трехточечной схемы ИИМ. В направлении координаты r схема имеет второй порядок аппроксимации при постоянном шаге и первый – при переменном шаге при наличии в уравнениях конвективного члена F2(r)(∂u/∂r), где F2(r) отличен от const (здесь функция u тождественно равна t либо U). Если F2(r) = const, то схема имеет второй порядок аппроксимации и в случае, если шаг по координате r переменный. В направлении координаты τ схема имеет первый порядок аппроксимации. На языке программирования ФОРТРАН разработана программа, оттестированная с помощью метода пробных функций. В ее основу положен программный модуль, реализующий решение системы линейных дифференциальных уравнений второго порядка параболического типа общего вида с граничными условиями первого, второго либо третьего рода.

Совокупность систем линейных алгебраических уравнений, полученных в результате замены дифференциальной задачи разностной, решается с помощью метода матричной прогонки. При увеличении числа уравнений в системе время расчетов увеличивается не пропорционально порядку системы L вследствие необходимости подсчета в каждой

точке разностной схемы определителей размерности L x L и обращений матриц того же порядка.

В частном случае, когда температура в процессе сушки постоянна по сечению материала и не меняется во времени (например, атмосферная сушка), система уравнений заменяется одним уравнением

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = a' \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial U}{\partial r}\right). \qquad (12)$$

Коэффициент влагопроводности a′ для этого случая превращается в константу.

Начальные условия запишем в виде

$$U(r, 0) = U_н = \text{const}. \qquad (13)$$

Для сортиментов с $R_2 \sim 0{,}1$ м можно воспользоваться граничными условиями первого рода

$$U(R_1,\tau) = U(R_2,\tau) = U_р. \qquad (14)$$

Здесь $U_н$ – начальное влагосодержание. Равновесное влагосодержание на внутренней и наружной поверхности трубы принято одинаковым.

Введем безразмерные переменные: координату $r' = r / R_1$; массообменный критерий Фурье $Fo' = a' \tau / R_1^2$; меру толщины трубы $m = R_2 / R_1$

Решение представляется в известном виде [3]:

$$\theta'(r',Fo') = \frac{U(r,\tau) - U_р}{U_н - U_р} = \pi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(m\mu_n)}{J_0(\mu_n) + J_0(m\mu_n)} \times$$

$$\times V_0(\mu_n r') \exp(-\mu_n^2 Fo'), \qquad (15)$$

$$V_0(\mu_n r') = J_0(\mu_n r') Y_0(\mu_n) - J_0(\mu_n) Y_0(\mu_n r'). \qquad (16)$$

В (15), (16) $J_0(x)$ – цилиндрическая функция Бесселя первого рода нулевого порядка; $Y_0(\mu_n r')$ – цилиндрическая функция Бесселя второго рода нулевого порядка; μ_n – корни характеристического уравнения

$$J_0(\mu_n m)\, Y_0(\mu_n) - J_0(\mu_n)\, Y_0(\mu_n m) = 0. \qquad (17)$$

В табл.1 приведены корни уравнения (17) [3].

Таблица 1

m	μ_1	μ_2	μ_3	μ_4	μ_5
1,5	6,2702	12,559	18,845	25,129	31,413
2,0	3,1230	6,2734	9,4182	12,561	15,704
3,0	1,5485	3,1291	4,7038	6,2767	7,8487
4,0	1,0244	2,0809	3,1322	4,1816	5,2301

Среднее (конечное) влагосодержание $U_к$ после сушки определяется по формуле

$$U_к(\tau) = \frac{2\pi}{\pi(R_2^2 - R_1^2)} \int_{R_1}^{R_2} r\, U(r,\tau)\, dr. \qquad (18)$$

Интегрирование (15) по формуле (18) дает следующее выражение:

$$\theta_к'(Fo') = \frac{U_к - U_р}{U_н - U_р} = \frac{1}{m^2 - 1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{\mu_n^2} \times$$

$$\times \frac{J_0(\mu_n) - J_0(m\mu_n)}{J_0(\mu_n) + J_0(m\mu_n)} \exp(-\mu_n^2 Fo'). \qquad (19)$$

В (19) сходимость ряда по n возрастает с течением времени сушки τ (возрастает Fo′). Можно начиная с некоторого значения критерия Фурье ограничиться одним (первым) членом ряда.

$$\theta_к' = \frac{1}{m^2 - 1} \frac{4}{\mu_1^2} \frac{J_0(\mu_1) - J_0(m\mu_1)}{J_0(\mu_1) + J_0(m\mu_1)} \exp(-\mu_1^2 Fo')$$

$$= B_1(m,\mu_1) \exp(-\mu_1^2 Fo'). \qquad (20)$$

Расчеты показывают, что величина $B_1(m,\mu_1)$ слабо зависит от параметра m в интервале изменения 1,2 ÷ 4 и равна 0,797 с разбросом менее 0,5 %.

Для времени сушки $\tau_{суш}$ (с) от начальной $U_н$ до конечной $U_к$ из (20) следует:

$$\tau_{суш} = \frac{R_1^2}{a'} \frac{1}{\mu_1^2} \ln\left(0{,}797 \frac{U_н - U_р}{U_к - U_р}\right). \qquad (21)$$

Для технических расчетов профилей влажности желательно вместо функций Бесселя иметь простые аналитические формулы. Расчеты показывают, что можно воспользоваться следующими зависимостями. Корни μ_n приближенно описываются формулой

$$\mu_n \cong n\pi / (m - 1). \qquad (22)$$

Используя асимптотическое представление функций Бесселя, запишем:

$$V_0(\mu_n r') \cong -\frac{2(m-1)}{\pi^2 n} \frac{1}{\sqrt{r'}} \sin\left(n\pi \frac{r' - 1}{m - 1}\right), \qquad (23)$$

$$J_0(\mu_n) / J_0(\mu_n m) \cong (-1)^n \sqrt{m}. \qquad (24)$$

Точность формул (23), (24) для n = 1 проиллюстрирована в табл. 2 ($m = 4$) и табл. 3.

Таблица 2

r'	1,27	1,952	2,440	2,928	3,417	3,709
(16)	0,15	0,362	0,381	0,312	0,183	0,091
(23)	0,15	0,365	0,388	0,320	0,188	0,095

Таблица 3

m	1,5	2	3	4
$\sqrt{m}$	1,225	1,414	1,732	2
$J_0(\mu_1) / J_0(\mu_1 m)$	1,226	1,415	1,711	1,938

Следует отметить, что с ростом номера корня n и уменьшения толщины трубы m точность приближенных формул возрастает.

Формула (21) перепишется в виде

$$\tau_{суш} = \frac{R_1^2}{a'} \frac{(m-1)^2}{\pi^2} \ln\left(0{,}797 \frac{U_н - U_р}{U_к - U_р}\right). \qquad (25)$$

Формула (25) практически совпадает с аналогичной формулой для бесконечной пластины [3].

Расчетный пример. Труба с внутренним радиусом $R_1 = 4$ см и толщиной $m = 3$ находится в среде, соответствующей равновесному влагосодержанию $U_р = 0{,}15$. Коэффициент $a' = 2{,}5 \cdot 10^{-10}$ м^2/с (сосна, параметры воздуха: $t = 20$ °С, $\varphi = 0{,}75$). Время сушки от начального влагосодержания $U_н = 0{,}40$ до конечного $U_к = 0{,}20$ составит 41,5 сут.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шубин Г.С. Сушка и тепловая обработка древесины. М.: Лесная промышленность, 1990. 334 с.
2. Гришин А.М., Берцун В.Н. Итерационно-интерполяционный метод и теория сплайнов // ДАН СССР. 1974. Т. 214, №4. С. 751-754.
3. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ СТЕКЛОПАКЕТОВ С ТЕПЛООТРАЖАЮЩИМИ ПОКРЫТИЯМИ

Загромов Ю.А., *Баинов Д.Д., *Кривобоков В.П.

Томский политехнический университет

*НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете

634050 г. Томск, пр. Ленина, 30,

тел./факс (3822)564010, тел./факс (3822) 417954

E-mail: tpu@tpu.ru

По прогнозам, мировое энергопотребление ежегодно будет возрастать на 3 % и увеличение производства энергии за счет природных ресурсов окажется недостаточным. Уже сегодня в России на поддержание теплового, светового и воздушного комфорта ежегодно расходуется около 250 млн т условного топлива, что составляет примерно четверть от всей потребляемой энергии [1]. Основная часть ее (>70%) обусловлена нуждами отопления, что связано с особенностями географического положения страны. Энергопотребление на одного жителя составляет около 8 т условного топлива (в 3 раза выше среднемирового потребления).

Основным источником потерь тепла являются остекленные оконные проемы. На них приходится 30–60% (в зависимости от соотношения площади стен и окон) в северных и15–20% в южных районах страны. Из этих данных следует, что примерно 8% всей вырабатываемой в России энергии (около 80 млн. т условного топлива) теряется в результате плохих теплоизолирующих свойств оконных проемов. Поэтому окна представляют собой один из наиболее благоприятных объектов с точки зрения возможности энергосбережения. Последнее нашло отражение в изменении №4 СНиП 11-3-79 "Строительная теплотехника" [2], что еще раз подчеркивает актуальность и практическую значимость исследований по совершенствованию теплотехнических характеристик ограждающих конструкций. Решение этой проблемы должно происходить с учетом сохранения других свойств остекления, в частности – коэффициента светопропускания, малых оптических искажений и т.д., что в противном случае приведет к увеличению затрат на освещение помещений. Наиболее перспективный путь решения этой задачи – применение так называемых теплосберегающих (низкоэмиссионных) покрытий, прозрачных в видимой области спектра и непрозрачных в инфракрасной. Последние представляют собой слоистые структуры из полупроводниковых материалов или тонких металлических пленок, просветленных оксидами металлов, которые наносятся с помощью магнетронных источников плазмы [3].

Первыми теплоотражающими покрытиями были так называемые "твердые" покрытия – слои оксидов металлов (In_2O_3, SnO_2) с легирующими примесями (Sn, P), нанесенные на поверхность стекла методом пиролиза или распыления. Тонкие слои таких оксидов являются прозрачными в видимой области и в то же время обладают электропроводностью, что напрямую связано с отражением ИК излучения. Чем больше электропроводность слоя, тем выше отражение ИК излучения, тем меньше излучательная способность ε покрытой поверхности и тем меньше потери тепла. Стекло с "твердым" покрытием обычно имеет ε около 0.2, в то время как у обычного стекла ε – 0.84.

Следующим этапом развития теплоотражающих покрытий стала разработка "мягких" покрытий. Структура таких покрытий представляет собой систему Д-М-Д, где: Д – диэлектрики (оксиды, нитриды или оксинитриды металлов, прозрачные в видимом диапазоне длин волн); М – металлы (Ag, Au, Cu). Отражение ИК излучения происходит за счет применения металлической пленки, пропускание в видимой области обеспечивается просветлением этой пленки слоями диэлектриков. Структура может быть усложнена за счет применения дополнительных защитных, барьерных, просветляющих, адгезионных и других функциональных слоев. За счет применения металлической пленки, по своим теплосберегающим свойствам "мягкое" покрытие в 1.5 раза превосходит "твердое". Основным способом получения "мягких" покрытий является магнетронное распыление, что также обеспечивает большую равномерность наносимых слоев. Достоинствами "мягких" покрытий являются низкое (<0.1) значение ε и большое пропускание видимого излучения, но невысокая механическая и коррозионная стойкость вынуждают использовать стекла с «мягкими» покрытиями только в стеклопакетах. Такой стеклопакет, уменьшая потери тепла в виде ИК излучения, также значительно снижает потери за счет теплопроводности.

Современные теплоотражающие покрытия в большинстве случаев являются «мягкими» покрытиями и содержат тонкую (9–13 нм) полупрозрачную пленку Ag и слои оксидов металлов (TiO_2, Al_2O_3 и т.д.). Пленка Ag заключается между тонкими (~1 нм) барьерными слоями из коррозионностойкого металла или сплава (чаще всего это Ni–Cr), которые защищают ее от воздействия химически активных ионов кислорода, присутствующих в плазме при осаждении оксидных слоев. Эти слои делают максимально тонкими, чтобы не снижать пропускание видимого света теплоотражающим покрытием.

Для осаждения покрытий используются вакуумные магнетронные распылительные установки двух типов: непрерывного и дискретного (загрузочного). Установки первого типа представляют собой линию со ступенчатой откачкой, от атмосферного давления

до рабочего (10^{-2}...10^{-4} Па), где идет непрерывное осаждение покрытия на стекло. Установка конструктивно сложна и занимает большую площадь. Основными достоинствами этих установок является их большая производительность. Установки второго типа уступают по производительности, но гораздо проще по конструкции, меньше по размерам и дешевле.

Некоторые развитые страны мира (Германия, США и др.) давно и успешно разрабатывают и производят установки для нанесения теплосберегающих покрытий на поверхность листового стекла. В основном это – промышленные производственные линии производительностью 1–10 млн м^2 в год и ценой 10–100 млн долл. США (т.е. удельная стоимость оборудования составляет примерно 10 долл. и более на 1 м^2 годовой производительности).

В России из-за экономических трудностей, малого количества потребителей на единицу площади (отсюда – необходимость перевозки обработанного стекла на большие расстояния), а также по ряду других причин есть интерес к относительно небольшим установкам производительностью примерно 100–200 тыс. м^2 в год с удельной стоимостью в пределах 4–5 долл. на 1 м^2 годовой производительности. Один из вариантов таких установок разработан в Научно-исследовательском институте ядерной физики при Томском политехническом университете [4].

Установка снабжена автоматизированной системой управления на базе логических программируемых контроллеров и персонального компьютера.

В качестве теплоотражающего использовано покрытие с одним функциональным слоем Ag, широко применяемое ведущими мировыми фирмами, производящими стекло, и ставшее в настоящее время уже классическим. Структура покрытия – 5-слойная: TiO_2 – сплав Ni (80%) + Cr (20%) – Ag – NiCr– TiO_2 ; толщина соответствующих слоев составляет: 32; 1; 11; 1; 36 нм.

Процесс напыления ведется в автоматическом режиме и организован таким образом, что в ходе всего процесса имеется возможность контролировать толщину слоев, ответственных за эксплуатационные характеристики стекла: TiO_2 и Ag.

Излучательная способность стекла с покрытием ε определялась по экспериментально найденным спектральным коэффициентам пропускания в диапазоне длин волн λ=0,4÷50 мкм. Следует отметить, что в видимом диапазоне (0,4÷0,7 мкм) пропускательная способность меняется в пределах 88,7÷82,7 %, что практически не отличается от стекла без покрытия.

Сравнение результатов испытаний стеклопакетов, изготовленных из стекла с толщиной 4 мм и расстоянием между стеклами 16 мм, проведенных в Институте теплофизики СО РАН по ГОСТ 26602.1–99 "Блоки оконные и дверные. Методы определения сопротивления теплопередачи" на трех вариантах стеклопакетов с расчетом по [2] и [5], приведено в таблице.

Тип остекления	Сопротивление теплопередачи, м^2 · К/Вт		
	Эксперимент	Расчет по [2]	Расчет по [5]
Двухслойный стеклопакет из обычных стекол	0,360	0,364	0,372
То же с одним теплоотражающим покрытием	0,6	0,582	0,591
То же с двумя теплоотражающими покрытиями	0,62	0,617	0,625

Как видно из приведенных в таблице данных, даже при одном двухслойном стеклопакете с одним теплоотражающим покрытием сопротивление теплопередачи превышает рекомендуемые СНиП'ом для районов Сибири и Крайнего Севера. Расчет, приведенный для различных вариантов трехслойного остекления с двумя и более покрытиями при тех же условиях, показал, что термическое сопротивление теплопередачи может достигать значения R=0,983 м^2 К/Вт.

Таким образом, внедрение в практику строительства энергосберегающих стеклопакетов с теплоотражающими покрытиями обеспечит не только экономию электроэнергии (по предварительным оценкам, до 18÷20 $ в год на 1 м^2 остекления), но и значительный экологический эффект, связанный с выбросом в атмосферу газообразных продуктов сгорания топлива.

Выполненные исследования показали, что создание относительно недорогой установки с производительностью порядка 100 тыс. м^2/г. стекла с покрытием размером 2x3 м^2 вполне может окупить себя за 2÷2,5 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Реутов Б.Ф., Слепцов В.В., Пыжов И.Н., Арбузов В.В. Российские энергоэффективные технологии. Покрытия на стекле и полимерной пленке. М.: ЗАО "Фабрика офсетной печати", 2002. Вып. №1 (4). 48 с.
2. Строительные нормы и правила II-3-79. Ч. II. Нормы проектирования. Гл. 3. Строительная теплотехника. М.: Стройиздат, 1982.
3. Спиридонов А.В. Современное состояние и перспективы совершенствования светопрозрачных ограждений // Строительные материалы. 1998. №7. С. 4-6.
4. Ананьин П.С., Асаинов О.Х. и др. Разработка технологий модификации поверхности твердого тела с помощью магнетронных распылительных систем в НИИЯФ при ТПУ // Тезисы докладов 2-й Межд. конф. "Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах". Томск: Изд-во ТПУ, 2000. С. 271-277.
5. International standard ISO 10292/ Glass in building// Calculation of steady-state *U* values (thermal transmittance) of multiple glazing. Reference number ISO 10292:1994 (E).

НАГРЕВ ЖЕЛЕЗОБЕТОННЫХ КОНСТРУКЦИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОЖАРА

Зверев В.Г., Назаренко В.А.*, Цимбалюк А.Ф.

Томский государственный университет,
634050, Томск, пр. Ленина, 36, e-mail: zverev@niipmm.tsu.ru
*ФГУП "Московский институт теплотехники", ЗАО НПП "Спецэнерготехника",
127276, Москва, Березовая аллея, 10, тел. (095) 4028506, e-mail: npp-set@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ. Железобетонные конструкции (ЖБК) широко применяются в гражданском и промышленном строительстве. Это обусловлено наличием мощной индустриальной базы для их производства, унификацией элементов и типизацией проектировочных решений. Помимо требований на прочность, трещиностойкость, ЖБК должны удовлетворять и противопожарным нормам безопасности [1].

Длительное воздействие высоких температур пожара приводит к необратимому снижению прочности материалов – стали и бетона, потере несущей способности ЖБК и последующему разрушению конструкции. Поэтому обеспечение необходимого предела огнестойкости ЖБК (2,5 ч и выше) является одной из важнейших задач, стоящих перед современной строительной индустрией [1].

Фактические пределы огнестойкости ЖБК устанавливаются на основе испытаний, проводимых по единой методике ISO-834 [1]. Для многих видов бетона они изучены достаточно полно, что нашло свое отражение в нормативных документах [2]. На огнестойкость влияют геометрия конструкции, тип и влажность бетона, способ армирования и т.д.

Проведение испытаний требует больших временных и материальных затрат. Они не могут охватывать всего многообразия геометрических форм, способов армирования, видов тепловой нагрузки. Использование новых заполнителей и вяжущих в составе бетона, новых марок стали отражается на огнестойкости конструкций. Поэтому возникает необходимость в использовании теоретических методов исследования [1], что требует разработки адекватных математических моделей и широкого привлечения расчетных методик. Это создает предпосылки для прогнозирования огнестойкости перспективных ЖБК еще на стадии проектирования, наряду с расчетами на прочность и трещиностойкость.

Данная работа посвящена математическому моделированию нестационарного нагрева ЖБК при воздействии пожара. Опираясь на разработанное в рамках двумерной модели программно-методическое обеспечение, изучен нагрев железобетонной колонны прямоугольного сечения при наличии слоя огнезащиты, особенности формирования теплового поля при различных элементах и схемах армирования.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. Рассмотрим нагрев ЖБК в виде колонны прямоугольного сечения, равномерно обогреваемой по периметру газовой средой пожара. Схема армирования предполагается произвольной. Типичная конфигурация с использованием стальных прутков приведена на рис. 1, а, б, где показана четверть поперечного сечения колонны с учетом симметрии геометрии и картины процесса. На поверхности ЖБК имеется слой инертной огнезащиты толщиной δ_o. В качестве таковой могут выступать различные облицовки, плиты, маты и т.д.

Нагрев ЖБК при пожаре сопровождается протеканием различных физических процессов. Определяющее влияние на скорость прогрева оказывают теплофизические свойства бетона и стали. Влага, находящаяся в материале в свободном (в порах) и химически связанном состоянии, препятствует процессу нагрева вследствие затрат теплоты на испарение и дегидратацию бетона. В проницаемой структуре бетона могут протекать и вторичные процессы. Они связаны с фильтрацией пара под действием перепада давления, его конденсацией в непрогретых зонах и последующим испарением конденсата [3]. Внутреннее давление, развиваемое при испарении большого количества влаги, может превысить прочность бетона. В этом случае имеют место отколы, "взрывное" разрушение поверхностных слоев, что резко снижает огнестойкость конструкции.

Описание совокупности указанных физических процессов в ЖБК при пожаре представляет собой серьезную научную проблему. Модели, учитывающие капиллярно-пористую структуру бетона и многофазные процессы тепломассообмена [3, 4], достаточно сложны и трудоемки для практических приложений, требуют большой информационной базы по свойствам объекта и используются, в основном, в научных целях.

В теплотехнических расчетах на огнестойкость получили распространение приближенные подходы, основанные на идеализации процесса нагрева и упрощении определяющих уравнений [1, 5]. Бетон рассматривается как твердое тело с использованием понятия приведенной теплоемкости влажного материала. В рамках данного приближения построены расчетные номограммы для определения времени огнестойкости типичных ЖБК [5].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. С учетом изложенного, будем рассматривать ЖБК в виде сплошного твердого тела, включающего сухой бетон и сталь. Процессами, связанными с наличием поровой влаги в бетоне и огнезащитной облицовке, будем пренебрегать. Теплофизические свойства рассматриваемой системы зависят от координат (x, y), т.к. связаны с геометрией армирования. Тепловое состояние ЖБК при воздействии пожара описывается законом сохранения энергии в прямоугольной области $D\,[x_w, y_w]$

$$(\rho c)_{ef}\frac{\partial T}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_{ef}\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_{ef}\frac{\partial T}{\partial y}\right). \qquad (1)$$

Начальные условия (2) соответствуют невозмущенному тепловому состоянию

$$t=0: \qquad T(x,y)=T_o. \qquad (2)$$

На внешней части границы (отрезки CD и DB, EF и FC на рис. 1, а, б), испытывающей воздействие пожара, выставляются граничные условия 3-го рода:

$$\lambda_{ef}\frac{\partial T}{\partial n}_{w} = \alpha_w(T_f(t)-T_w)+\sigma\varepsilon_p(T_f^4(t)-T_w^4). \qquad (3)$$

На левой и нижней границах – условия симметрии:

$$x=0,\quad 0\le y\le y_w:\quad \lambda_{ef}\frac{\partial T}{\partial x}=0, \qquad (4)$$

$$y=0,\quad 0\le x\le x_w:\quad \lambda_{ef}\frac{\partial T}{\partial y}=0. \qquad (5)$$

На внутренней границе g "колонна-облицовка" (отрезки CD и DB на рис. 1б) имеют место условия сопряжения:

$$\lambda_{ef}\frac{\partial T}{\partial n}_{g-0} = \lambda_{ef}\frac{\partial T}{\partial n}_{g+0},\quad T_{g-0}=T_{g+0}. \qquad (6)$$

Температура газовой среды пожара $T_f(t)$ изменяется по закону:

$$T_f(t)=T_o+345(0{,}133t+1). \qquad (7)$$

Здесь t – время; T – температура; ρ, c, λ – плотность, удельная теплоемкость, теплопроводность; n – внешняя нормаль; α_w – коэффициент теплообмена; σ – постоянная Стефана-Больцмана; ε_p – степень черноты системы "пламя - поверхность". Индексы ef, f, w, o – относятся к эффективным величинам, характеристикам пожара, наружной поверхности, начальному состоянию соответственно.

Эффективные теплофизические характеристики соответствуют бетону, стали, огнезащитной облицовке. При наличии в выделенном конечном объеме сплошной среды бетона и стали вычислялись их объемные доли φ_{conc}, φ_{st} и применялись следующие формулы:

$$(\rho c)_{ef}=(\rho c)_{conc}\varphi_{conc}+(\rho c)_{st}\varphi_{st}, \qquad (8)$$

$$\lambda_{ef}=\lambda_{conc}\varphi_{conc}+\lambda_{st}\varphi_{st},\quad \varphi_{conc}+\varphi_{st}=1.$$

МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ. Для аппроксимации дифференциальной задачи использовался метод элементарных тепловых балансов [6], в настоящее время развитый как метод конечного объема [7, 8]. Его отличительной чертой является точное выполнение интегрального закона сохранения при любом количестве сеточных узлов. Исходная область покрывалась непересекающимися конечными объемами (КО) прямоугольной формы. Каждый сеточный узел имел свой КО. От дифференциальной формы закона сохранения энергии (1) перейдем к интегральной форме, проинтегрировав (1) по КО:

$$\frac{\partial}{\partial t}\iint_S \rho c T\,dxdy-\int_G q_n=0, \qquad (9)$$

где G – замкнутый контур, ограничивающий конечный объем S, q_n – удельный тепловой поток. При вычислении интегралов использовалось кусочно-линейное приближение для искомой переменной. В результате на пятиточечном шаблоне получим разностный аналог дифференциального уравнения (1) со вторым порядком точности по координатам и первым по времени (обозначения [8]):

$$a_P T_{I,J}-a_W T_{I-1,J}-a_E T_{I+1,J}-a_N T_{I,J+1}-a_S T_{I,J-1}=b, \qquad (10)$$

где a – коэффициенты, b – источниковый член, индексы P, W, E, N, S относятся к узлам шаблона. Выражения для них приведены, например, в [7, 8] и здесь для краткости опущены.

Совокупность уравнений (10) для всех узлов расчетной области образует систему линейных алгебраических уравнений $AT=B$, которую необходимо решать на каждом слое по времени. Матрица A коэффициентов системы сильно разрежена, имеет пять ненулевых диагоналей, положительно определена и симметрична [7]. Для её решения использовался высокоэффективный модифицированный полинейный метод [9]. Математическая модель была реализована в виде пакета прикладных программ, написанных на алгоритмическом языке Fortran-90, со стандартным Windows интерфейсом.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ. Рассмотрим тепловой режим открытой и защищенной бетонной колонны прямоугольного сечения 600x500 мм в условиях стандартного пожара [1]. В качестве огнезащиты рассматривались вермикулитовые плиты ПВТМ толщиной 25 мм [3]. Теплофизические свойства материалов и условия теплообмена принимались по данным работ [1, 3]. Мониторинг теплового процесса осуществлялся путем выдачи изотерм и графиков температуры от времени для заранее выбранных точек-маркеров в расчетной области.

Для иллюстрации на рис. 2,а показано положение изотерм с шагом 30 градусов спустя 2,5 ч огневого воздействия на открытую бетонную колонну без арматуры. Начальное значение температуры 300 К, максимальная изотерма имеет значение 1200 К. Хорошо видно, что наибольшему тепловому воздействию подвергается угловая область колонны, так как здесь нагрев идет с двух координатных направлений и картина процесса существенно двумерна. Изотермы, в целом, повторяют геометрию колонны. На части сторон, удаленных от углов, нагрев близок к одномерному. При наличии огнезащиты (рис. 2, *b*) температурный перепад, в основном, сосредоточен по толщине плиты ПВТМ. Изотермы распространились на меньшую глубину. Максимальное значение температуры в углу колонны спустя 2,5 ч не превысило 700 К, что значительно ниже предельно-допустимого уровня 500 °С (по стали).

Рассмотрим открытую ж/б колонну с арматурой из прутков диаметром 0,036 м (рис. 3, а). По сравнению с нагревом чистого бетона тепловое поле стало неоднородным с периодическими возмущениями в зонах расположения арматуры. По-прежнему самым теплонапряженным остается угол колонны. Температура в центрах арматуры упала из-за увеличения теплоемкости среды, вызванной присутствием металла. Наличие огнезащитных плит (рис. 3, б) резко снизило температуру поверхности колонны. Но двумерность передачи тепла вблизи ребер осталась. На фоне низкой температуры отличие между угловой точкой и серединой стороны достигло 170 К. Арматура практически не прогрелась.

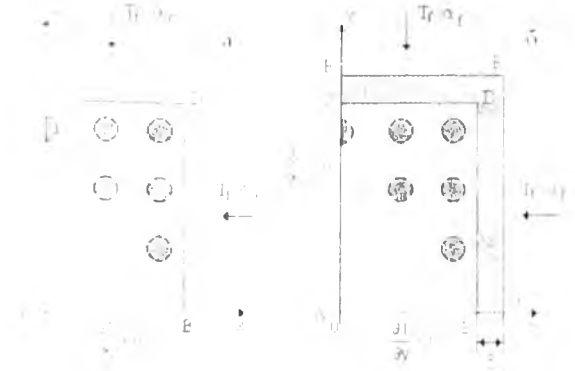
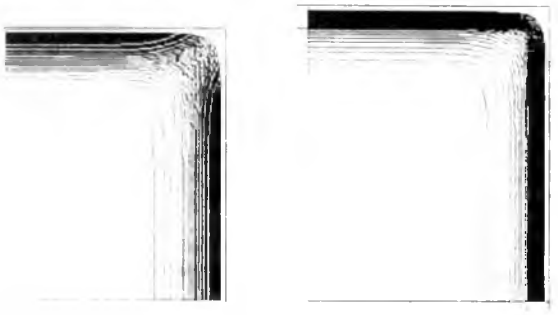
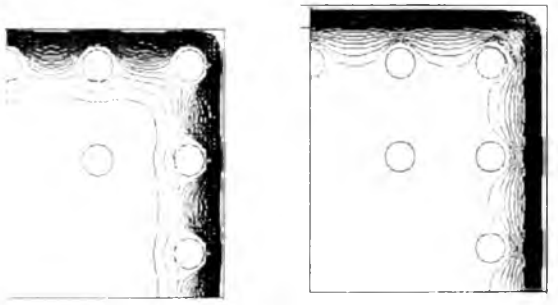


Рис. 1. Схема нагрева открытой (а) и защищенной (б) железобетонной колонны при воздействии пожара



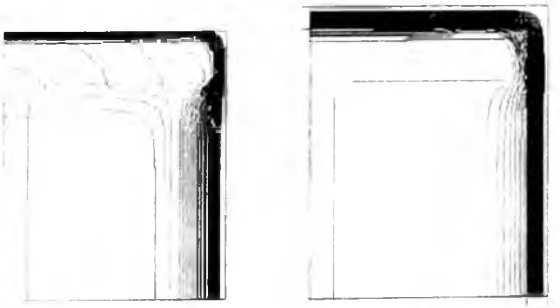
а б

Рис. 2. Нагрев открытой (а) и защищенной (б) бетонной колонны при стандартном пожаре. Положение изотерм с шагом 30 градусов спустя 2,5 ч воздействия



а б

Рис. 3. Нагрев открытой (а) и защищенной (б) ж/б колонны, армированной цилиндрическими прутками, при воздействии пожара (2,5 ч)



а б

Рис. 4. Нагрев открытой (а) и защищенной (б) ж/б колонны, армированной двутавром, при воздействии пожара (2,5 ч)

Рассмотрим более сложный тип армирования с применением двутавра (рис. 4, а). В этом случае заметно снизилась температура поверхности бетона на стороне, параллельной полке двутавра, что связано с наличием мощного стока в двутавр. Его присутствие формирует сложную картину теплового поля, что хорошо видно по положению изотерм. Фактически выполняя функцию теплового моста, он способствует прохождению изотерм вглубь колонны. Таким образом, армирование бетона должно исключать наличие в поперечном сечении конструкции протяженных металлических элементов. Облицовка такой колонны плитами привела к тому, что спустя 2,5 ч испытаний температура металла не превысила 330К. Ребро колонны, по-прежнему, является самой теплонапряженной областью. Воздействие тепла с двух направлений, несмотря на плиты ПВТН, вызывает нагрев этой части бетона до 700 К.

Приведенные примеры показывают работоспособность программного комплекса по расчету нагрева ЖБК в условиях воздействия пожара. Интерфейс позволяет варьировать способы армирования, толщину огнезащитной облицовки, теплофизические свойства материалов, вид тепловой нагрузки и т.д. Дальнейшим развитием является использование моделей более высокого уровня для описания нагрева бетона, распространение вычислительного эксперимента на неоднородные ж/б конструкции, более сложный тип огнезащитных покрытий.

ВЫВОДЫ

1. Разработано программно-методическое обеспечение для описания нагрева ЖБК с произвольной схемой армирования при воздействии пожара.

2. Расчетами показано, что самой теплонапряженной областью являются ребра колонны, наличие протяженных элементов армирования осложняет картину теплового поля и делает неприменимыми одномерные методы расчета огнестойкости ЖБК.

3. Применение вермикулитовых плит ПВТН толщиной 25 мм снимает остроту проблемы огнестойкости типичных ЖБК.

4. Математическое моделирование позволяет на этапе проектирования осуществлять прогноз огнестойкости перспективных конструкций и решать проблему оптимизации их огнезащиты

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Милованов А.Ф. Стойкость железобетонных конструкций при пожаре. М.: Стройиздат, 1998.

2. Инструкция по расчету фактических пределов огнестойкости железобетонных строительных конструкций на основе новых требований строительных норм и правил /ВНИИПО МВД СССР. М., 1982.

3. Страхов В.Л., Крутов А.М., Давыдкин Н.Ф. Огнезащита строительных конструкций. М.: Информационно-издательский центр "Тимр", 2000. 433 с.

4. Ahmed G.N., Hurst J.P. //Fire technology. 1999. Vol. 35, № 3. P. 232-262.

5. Гетман Ф.Е., Олимпиев В.Г. Расчет железобетонных перекрытий на огнестойкость. М.: Стройиздат, 1970. 230 с.

6. Ваничев А.П. //Известия АН СССР. 1946. № 12.

7. Ильин В.П. Методы конечных разностей и конечных объёмов для эллиптических уравнений. Новосибирск: Изд-во Ин-та математики, 2000.

8. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.

9. Зверев В.Г.//Ж. вычисл. матем. и матем. физики. 1998. Т. 38, № 9. С. 1553-1562.

ТЕПЛООГНЕЗАЩИТА МНОГОСЛОЙНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОЖАРА

Зверев В.Г., Назаренко В.А.*, Цимбалюк А.Ф.

Томский государственный университет,
634050, Томск, пр. Ленина, 36, e-mail: zverev@mipmm.tsu.ru
*ФГУП "Московский институт теплотехники",
127276, Москва, Березовая аллея, 10, e-mail: mpp-set@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ. Хранение, транспортировка и эксплуатация горючих, взрывчатых, радиоактивных и токсичных материалов представляет собой опасность для жизни людей, объектов инфраструктуры и окружающей среды. Обычно для этой цели используются контейнеры. В условиях воздействия техногенных пожаров происходит разрушение стенок контейнера и становится возможным прямое воздействие огня на опасные материалы. Для предотвращения последствий чрезвычайных ситуаций необходима надежная защита контейнеров от воздействия пожаров различной природы.

Одним из путей решения этой проблемы является применение теплозащитных покрытий [1]. Малая начальная толщина слоя (~1- 2 мм), простота в нанесении и эксплуатации обуславливают широкое применение вспенивающихся покрытий в практике огнезащиты конструкций [2, 3]. Их принцип действия основан на значительном увеличении при нагреве (до 40 раз) толщины защитного слоя и образовании высокопористой структуры (пенококса) с низкой теплопроводностью. Вопросы отработки теплоогнезащиты контейнеров требуют проведения испытаний, близких к натурным, развития теоретических методов исследования для оптимизации ее применения. Комплексный подход к проблеме позволяет снизить сроки проектирования и стоимость отработки огнезащиты конструкций.

В данной работе рассматриваются результаты экспериментального и теоретического исследования теплового режима многослойного контейнера, защищенного покрытием СГК-1 [4]. Результаты расчетов сравниваются с данными натурных испытаний, полученных в ФГУП "МИТ".

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИСПЫТАНИЙ. Огневые испытания проводились на оборудованном полигоне в условиях открытой местности. Контейнер представлял собой длинную цилиндрическую оболочку радиуса R_0, внутри которой коаксиально с воздушным зазором размещалось многослойное изделие. Его слои включали металл, резину, композиционные материалы и воздушную прослойку. Тепловое воздействие на контейнер осуществлялось конвекцией и излучением при его обтекании газообразными продуктами горения дизельного топлива.

Принципиальная схема проведения испытаний приведена на рис. 1. Контейнер (1) с покрытием СГК-1 (2) толщиной 2 мм устанавливался на возвышении ~0,5 м и расстоянии ~1 м от ванн (3) с дизельным топливом, размещенных в виде полосы перпендикулярно преобладающему направлению ветра. В трех контрольных сечениях I, II, III на расстоянии ~0,2 м от контейнера на штангах устанавливались датчики суммарного теплового потока ФОА-013 и оборудованные термопары (ТХА) для диагностики внешней тепловой нагрузки. В указанных сечениях термопарами измерялся нагрев внутренних слоев контейнера. Он выполнялся на трех по окружной координате лучах *H*, *B*, *T* (см. рис. 2) на части поверхности, обращенной к фронту пожара. На каждом луче устанавливалось по 4 термопары для диагностики температуры стальной оболочки под покрытием (точка *K*), воздуха в зазоре (точка 1), поверхности первых двух слоев изделия (точки H_1, H_2). Выводы всех термопар прокладывались к передвижному измерительному комплексу для регистрации на потенциометры КСП-4. Скорость перемещения диаграммной ленты составляла 600 мм/ч. Погрешность определения температуры ±0,5%, теплового потока ±15% от нормирующих значений.

Активная фаза воздействия тепловой нагрузки на контейнер составила ~12 мин, при общей продолжительности испытаний ~20 мин. На рис. 3 кривой 1 показаны экспериментальные данные по измерению температуры потока продуктов горения в сечении I. Флуктуации температуры обусловлены атмосферной турбулентностью. Её значения без сглаживания линейным образом аппроксимированы на промежутке времени ~30 с. В целом тепловая нагрузка оказалась близкой во всех сечениях. Уже на 1 мин температура потока $T_f(t)$ достигла значения ~1000 К и сохранила свой высокий уровень 1000 К< $T_f(t)$ <1200 К до 10 мин испытаний. Затем на 12 мин произошёл её спад до 700 К с последующим выходом на 20 мин на уровень ~550 К.

Нагрев стальной оболочки защищённого контейнера (точка *K*) и поверхности двух слоев изделия (точки H_1, H_2) в сечении I показаны на рис. 3. Данные усреднены по трем лучам *H*, *B*, *T*, так как кривые их нагрева близки друг к другу (перепад < 30 К). Тепловая диагностика показывает, что на 1 мин испытаний оболочка контейнера под покрытием прогревается до 360 К, далее до 10 мин идет линейный рост температуры до значений 530 К. Для поверхности первого слоя изделия (точка H_1) задержка времени прогрева составила 5 мин, максимальная температура здесь достигла 430 К на 12 мин испытаний. В большей степени тепловая инерция сказалось на втором слое (H_2), где только к концу активной фазы воздействия на 10 мин стала фиксироваться избыточная температура. Указанные закономерности нагрева имели место и для других сечений.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. Для получения максимальной оценки прогрева будем предполагать равномерность внешней тепловой нагрузки по длине и обводу контейнера, что позволяет рассматривать одномерную картину процесса. Задача формулируется следующим образом. На на-

ружной поверхности многослойного с воздушными зазорами контейнера радиуса R_0 находится слой вспенивающегося покрытия СГК-1 толщиной δ_0. Требуется определить динамику теплового состояния его внутренних слоев при известных условиях воздействия пожара.

Тепловые процессы в слое огнезащиты будем рассматривать в рамках модели нестационарного тепломассообмена во вспенивающихся материалах (ВМ) [5]. Она применима для широкого круга покрытий и хорошо зарекомендовала себя при расчете прогрева конструкций [5, 6]. Расчетная схема расположения слоев контейнера и система координат показаны на рис. 2. Будем рассматривать (ВМ) в виде пористой однотемпературной среды, содержащей твердую и газовую фазы. Нагревание приводит к потере массы материала, расширение происходит необратимо и одномерно. Не конкретизируя механизмы вспенивания и термической деструкции материала, определим через $m=m'/m_0$ и $\theta = l'/l_0$ изменение массы и объема элементарного образца ВМ. Наряду с эйлеровой (r), будем использовать лагранжевую систему (s) координат, связанную с расширяющимся твердым материалом. Применяя законы сохранения массы и энергии, получим в системе координат (t, s) следующие уравнения:

$$\rho_0 r^{\nu} \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial r G_g}{\partial s} = 0, \qquad (1)$$

$$(\rho c_p r^{\nu})_{ef} \theta \frac{\partial T}{\partial t} + (r G c_p)_g \frac{\partial T}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{r \lambda_{ef}}{\theta} \frac{\partial T}{\partial s} \right) + Q \rho_0 r^{\nu} \frac{\partial m}{\partial t}, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -R_s(T, m), \qquad r = R_0 + \int_0^s \theta \, ds, \qquad 0 \le s \le \delta_0, \qquad (3)$$

$$(\rho c_p)_{ef} = (\rho \varphi c_p)_g + (\rho \varphi c_p)_s, \qquad \varphi_g + \varphi_s = 1. \qquad (4)$$

$$\lambda_{ef} = (\lambda \varphi)_g + (\lambda \varphi)_s + \lambda_{rad} \varphi_g, \qquad \lambda_{rad} = 4 \varepsilon^2 \sigma d_p \theta T^3.$$

Так как внутренние слои не претерпевают физико-химических превращений, то для их описания используется уравнение теплопередачи вида

$$(\rho c_p r^{\nu})_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r}\left(r \lambda_i \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad i = \overline{1, N}, \quad 0 \le r \le R_0. \qquad (5)$$

Граничные условия. На оси $r = 0$ – условие симметрии:

$$r = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0. \qquad (6)$$

На стыке сплошных слоев с различными свойствами выставляются условия сопряжения:

$$\lambda_i \frac{\partial T}{\partial r}_{r_i - 0} = \lambda_{i+1} \frac{\partial T}{\partial r}_{r_i + 0}, \quad T_{r_i - 0} = T_{r_i + 0}, \quad i = \overline{1, N-1}. \qquad (7)$$

Для воздушной прослойки учитывается прямое влияние друг на друга ограничивающих её поверхностей посредством излучения [7]. В этом случае (7) принимает вид:

$$-\lambda_i r_i \frac{\partial T}{\partial r}_{r_i - 0} = -\lambda_{i+1} r_i \frac{\partial T}{\partial r}_{r_i + 0} + r_i q_{i,i+1}, \qquad (8)$$

$$-\lambda_{i+1} r_{i+1} \frac{\partial T}{\partial r}_{r_{i+1} - 0} + r_{i+1} q_{i+1,i} = -\lambda_{i+2} r_{i+1} \frac{\partial T}{\partial r}_{r_{i+1} + 0},$$

$$r_i q_{i,i+1} = r_{i+1} q_{i+1,i}, \quad q_{i,i+1} = \varepsilon_{pi} \sigma (T^4_{r_i + 0} - T^4_{r_{i-1} - 0}),$$

$$\varepsilon_{pi} = \left[1 + (\varepsilon_i^{-1} - 1) + (r_i / r_{i+1})(\varepsilon_{i+1}^{-1} - 1) \right]^{-1}.$$

Коэффициент теплопроводности в воздушном зазоре имеет поправку на свободную конвекцию [7]:

$$\lambda_i = \lambda_{a0} \varepsilon_k, \quad \varepsilon_k = \begin{cases} 1, & \mathrm{Gr}\,\mathrm{Pr} \le 10^3, \\ 0.105 \cdot (\mathrm{Gr}\,\mathrm{Pr})^{0.3}, & 10^3 < \mathrm{Gr}\,\mathrm{Pr} < 10^6, \\ 0.4 \cdot (\mathrm{Gr}\,\mathrm{Pr})^{0.2}, & \mathrm{Gr}\,\mathrm{Pr} \ge 10^6. \end{cases} \qquad (9)$$

$$\mathrm{Gr} = \frac{g \beta \Delta T (r_{i+1} - r_i)^3}{\nu^2}, \qquad \frac{\lambda_a}{\lambda_{a0}} = \frac{\nu_a}{\nu_{a0}} = \left(\frac{T_a}{T_0} \right)^{0.75}.$$

На стыке "подложка – покрытие" ставится условие идеального теплового контакта:

$$r = r_s, \; s = 0: \; T_{r_s} = T_{s=0}, \; \lambda_s \frac{\partial T}{\partial r}_{r_s} = \frac{\lambda_{ef}}{\theta} \frac{\partial T}{\partial s}_{s=0}. \qquad (10)$$

На наружной поверхности имеет место радиационно-конвективное воздействие пожара:

$$\frac{\lambda_{ef}}{\theta} \frac{\partial T}{\partial s}_{s=\delta_0} = \alpha_w (T_f(t) - T_w) + \varepsilon_{pw} \sigma (T_f^4(t) - T_w^4). \qquad (11)$$

Начальные условия соответствуют тепловому равновесию между контейнером и окружающей средой:

$$t = 0: \quad T = T_0, \quad m = 1, \quad \theta = 1, \quad s = r - R_0. \qquad (12)$$

Здесь t – время; T – температура; ρ, c_p, λ –плотность, теплоемкость, теплопроводность; G – поток газообразных; φ – объемная доля; Q, R_s – тепловой эффект, скорость деструкции материала; ε_{pi}, $q_{i,i+1}$ – приведенная степень черноты, лучистый тепловой поток; α – коэффициент теплоотдачи; Gr, Pr – числа Грасгофа, Прандтля; d_p – диаметр пор. Индексы: s, g, f, w – твердый материал, газовая фаза, продукты горения, поверхность; rad, ef, i, a – излучение, эффективные значения, номер слоя, параметры воздуха.

Уравнения (1), (2) отражают закон сохранения массы и энергии для вспенивающегося материала, (3) – потерю массы твердого вещества, связь эйлеровой и лагранжевой координат. Теплофизические свойства пористой среды (4) определялись по формулам теории тепловой защиты [1]. Замыкание модели осуществлялось путем определения параметров m, θ – интегрально характеризующих процесс расширения слоя при нагреве. Для этой цели использовались данные термического анализа и изотермического нагрева образцов СГК-1 [8, 5].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ. Система уравнений (1)–(12) решалась численно с использованием неявной разностной схемы сплайнового типа [9] погрешности аппроксимации $O(h^2, \tau)$.

Для задания тепловой нагрузки пожара использовались измеренные значения температуры $T_f(t)$ без сглаживания в каждом из сечений. На рис. 3 показано полученное расчетным путём тепловое состояние незащищенного контейнера в сечении 1. Кривые 3', 4' соответствуют температуре стальной оболочки контейнера (точка K), поверхности слоя изделия (точка H_1). Видно, что стальная оболочка быстро прогревается до критической температуры 500 °С,

после чего наступает потеря её прочности и возможно разрушение. Время огнестойкости контейнера составляет не более ~170 с, при этом температура поверхности изделия достигает 360 К, что так же превышает допустимый уровень перегрева.

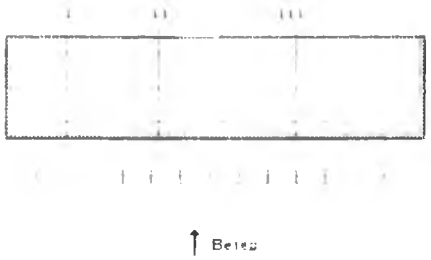


Рис. 1. Схема проведения эксперимента: 1 – контейнер, 2 – покрытие СГК-1, 3 – ванны с дизельным топливом, 4 – датчики теплового потока, термопары; 5 – изделие; I, II, III – контрольные сечения

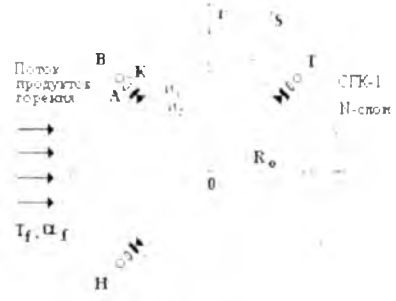


Рис. 2. Схема установки термодатчиков в сечении контейнера и система координат: *H*, *B*, *T* – лучи по окружной координате; ○, □, ■, ▲ – места установки термодатчиков; K – оболочка контейнера; *A* – воздушный зазор; H_1, H_2 – поверхности слоев изделия

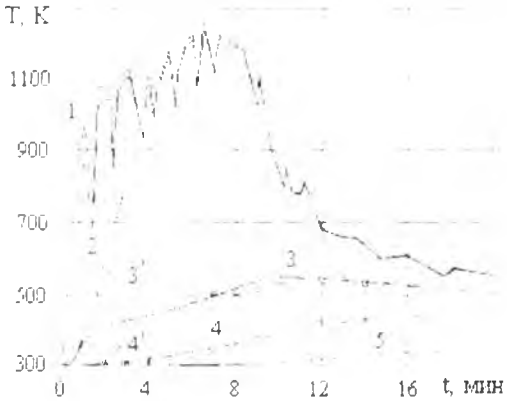


Рис. 3. Динамика нагрева многослойного контейнера в сечении I. 1 – температура потока; 2 – внешняя поверхность покрытия СГК-1; 3 – оболочка контейнера; 4, 5 – слои H_1, H_2 изделия; 3', 4' – то же, без СГК-1. Эксперимент: ○, Δ, ∇ – средние значение для оболочки (*K*), слоев H_1, H_2

Здесь же приведены расчетные кривые температурного режима контейнера при наличии огнезащиты в виде слоя СГК-1 толщиной 2 мм. Видно, что температура поверхности покрытия СГК-1 (кривая 2) после 2 мин испытаний практически сравнивается с температурой $T(t)$ потока (кривая 1). Однако нагрев стальной оболочки (кривая 3) под покрытием не достигает 550 К, что значительно ниже предельно допустимого уровня (773 К по стали).

Имеет место хорошее совпадение с данными измерений. Расчетная кривая воспроизводит все особенности динамики температуры оболочки. Это относится к первым 1,5 мин процесса, положению максимума температуры и поведению кривой 1 фазе падения тепловой нагрузки при t ~10 мин. Температура поверхности изделия отличается от экспериментальных данных на ~30 К в конце активной фазы воздействия, в остальном же она полностью совпадает. Последующий слой (точка H_2) за это время практически не нагревается. На 20 мин испытаний его температура повышается на ~50 К.

Среди особенностей теплового режима – быстрый нагрев стальной оболочки на 1 мин до 400 К. Далее скорость изменения $T(t)$ падает в силу снижения теплового потока за счет роста толщины слоя СГК-1. Следствием его высокого термического сопротивления является отсутствие влияния колебаний температуры потока на тепловое состояние оболочки. Указанные закономерности нагрева имеют место во II и III сечениях, где также получено хорошее согласование с данными натурных измерений.

ВЫВОДЫ. Экспериментально и теоретически исследован тепловой режим многослойного с воздушными зазорами контейнера в условиях воздействия пожара. Получено хорошее согласование расчетных и измеренных данных по температуре внутренних слоев контейнера. Время стойкости трех секций контейнера без огнезащиты составляет 110 180 с. При наличии 2 мм слоя покрытия СГК-1 максимальная температура стальной оболочки контейнера не превышает 550 К, а двух слоев изделия 430 и 320 К, что ниже предельно допустимого уровня. Применение покрытия СГК-1 позволяет обеспечить надежную защиту многослойного контейнера от воздействия техногенных пожаров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
2. Романенков И.Г., Левитес Ф.А.Огнезащита строительных конструкций. М.: Стройиздат, 1991. 320 с.
3. Страхов В.Л., Крутов А.М., Давыдкин Н.Ф. Огнезащита строительных конструкций. М.: Информ - издат. центр "Тимр", 2000. 433 с.
4. Состав огнезащитный вспенивающийся СГК-1 ТУ 7719-162-00000335-95.
5. Зверев В.Г., Гольдин В.Д., Несмелов В.В., Цимбалюк А.Ф. Моделирование тепломассопереноса во вспучивающихся огнезащитных покрытиях //Физика горения и взрыва. 1998. Т.34, №2. С. 90-98
6. Зверев В.Г., Ким Л.В., Назаренко В.А. Огнезащита кабельных линий на основе применения вспучивающихся покрытий //Передовые термические технологии и материалы: Труды межд. симпозиума Ч.2. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1999. С. 124-130.
7. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977. 344 с.
8. Зверев В.Г., Назаренко В.А., Синицин С.П. Исследование пиролиза терморасширяющегося материала СГК-1 по данным термического анализа. //Сопряженные задачи физической механики и экологии. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1984. С. 74-76.
9. Гришин А.М., Берцун В.Н., Зинченко В.И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981. 160 с.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СВОЙСТВ УГЛЕНАПОЛНЕННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СОДЕРЖАНИЯ КОМПОНЕНТОВ В МАТЕРИАЛЕ

Зинченко В.И., Несмелов В.В., Гольдин В.Д.
НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529880, факс (3822) 529347
E-mail: vdg @ etc.tsu.ru

Угленаполненные композиции применяются для тепловой защиты боковой поверхности спускаемых летательных аппаратов от интенсивных потоков тепла при движении в плотных слоях атмосферы [1]. Анализ и моделирование процессов в углепластиках при нагреве позволяет влиять на прогрев и унос массы теплозащитного покрытия (ТЗП) путем изменения массовых долей полимерного связующего и тугоплавкого наполнителя в композиции, прогнозировать вдув газообразных продуктов разложения в пограничный слой. Это важно в связи с тем, что вдув газообразных продуктов влияет на тепломассобмен, коэффициенты трения и устойчивость летательного аппарата при движении по баллистической траектории [2]. Изменение соотношения массовых долей компонентов в композиции сказывается на теплофизических характеристиках ТЗП, толщинах прогретого, реагирующего и коксового слоев.

Испытания материалов проводились на дериватографе системы Паулик, Паулик и Эрдеи (МОМ, Венгрия). Экспериментальные зависимости изменения относительной потери массы M/M_0 углеродной ткани (УТК), фенолформальдегидной смолы (ФФС), углепластиков УФК-1, УФК-2 в зависимости от температуры T_s показаны на рис. 1.

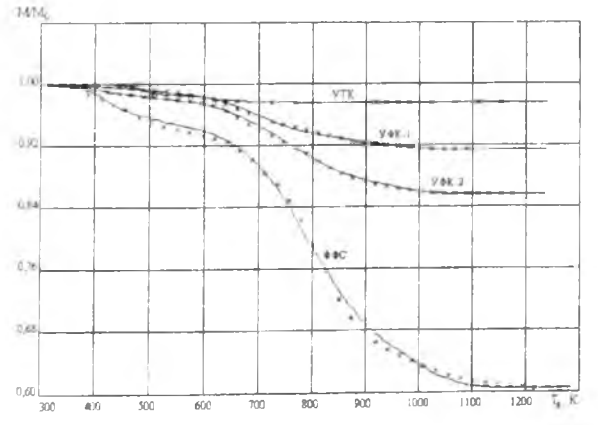


Рис. 1. Результаты термогравиметрического анализа

Из рисунка видно, что унос массы углепластика в инертной среде носит многостадийный характер. В диапазоне температур $295 < T_s < 550$ К ($0 < t < 38$ мин) из-за испарения легколетучих компонентов, оставшихся в материале после завершения технологического цикла, углепластики УФК-1 и УФК-2 теряют ≈ 1% и ≈ 2% массы соответственно. При температурах $T_s \geq 550$ К изменение массы материалов происходит в основном за счет термического разложения отвержденного полимерного связующего. При нагреве до температуры $T_s \approx 1200$ К общая потеря массы достигает ≈ 10% для УФК-1 и ≈ 15% для УФК-2.

Кинетические параметры термической деструкции углепластика в приближении многостадийного процесса изучались в [2]. Было установлено, что углепластик можно рассматривать как композицию, состоящую из углеродной ткани, которая включает инертную (УВ) и химически активную (УТА) части, а также фенолформальдегидное связующее, которое включает отвержденную смолу (ФС) и избыток отвердителя (ФФЖ), остающийся в массе материала после завершения технологического цикла.

При моделировании считалось, что термическое разрушение происходит по схеме последовательно-параллельных реакций [2]. Система уравнений сохранения массы записывалась в виде

$$\frac{dM_{i,j}}{dt} = -M_{i,j}k_{i,j} + \alpha_{i,j-1}M_{i,j-1}k_{i,j-1}, \qquad (1)$$

где $M_{i,j}$ – относительная текущая масса реагирующего вещества; $i = 1, 2, 3$ – номер реагирующего компонента; $j = 1,\ldots,N_i$ – номер стадии разложения (для $i = 1$ $N_1 = 4$; для $i = 2$ $N_2 = 4$; для $i = 3$ $N_3 = 5$); $\alpha_{i,j-1}$ – относительное массовое содержание конденсированных продуктов после завершения отдельной стадии реакции ($\alpha_{i,0} = 0$, $k_{i,Ni} = 0$); в начальный момент времени $M_{i,1} = \varphi_i$, $M_{i,j} = 0$ при $j = 2,\ldots,N_i$; $k_{i,j} = k_{0i,j}\exp[-E_{i,j}/RT_s]$ – скорости реакций при образовании промежуточных продуктов; φ_i – массовая доля полимерного связующего в композиционном материале в исходном состоянии. Коксовый остаток композиции определялся как сумма конечных твердых продуктов реакции компонентов.

По результатам испытаний были определены термокинетические параметры $k_{0i,j}$, $E_{i,j}$, для каждой стадии разложения компонентов (табл. 1).

Коэффициенты $\alpha_{i,j} = \alpha_{i,j}^*$, определяющие долю конденсированной фазы продуктов реакции при термическом разложения компонентов композиционного материала, приведены в табл. 2.

Обобщение полученных данных позволило предложить универсальную зависимость, позволяющую рассчитать параметры $\alpha_{i,j}$ в зависимости от массового содержания компонентов:

$$\alpha_{i,j} = \alpha_{i,j}^* + A_{i,j}\cdot\exp[-B_{i,j}(\varphi - \varphi^*)^2], \qquad (2)$$

где $A_{i,j}$, $B_{i,j}$, и φ^* – эмпирические константы, зависящие от природы веществ, составляющих композицию, и технологии производства теплозащитного

материала (обработка наполнителя специальными составами для повышения адгезии углеродных волокон к полимеру, режимы прессования, термостатирования и т.п.); φ – массовая доля отвержденного полимерного связующего (ФС) ($0 \le \varphi \le 1$); $\alpha_{i,j}$* – коэффициенты, определяющие массовую долю продуктов реакций компонентов, остающихся в твердой фазе. Коэффициенты $A_{i,j}$, $B_{i,j}$, приведены в табл. 2.

Таблица 1

Термокинетические константы реакции термического разложения материалов, входящих в композицию $dT_s/dt = 5.0$ К/мин)

Материал	Компонент	i, j	$k_{0i,j}$, c^{-1}	$E_{i,j}$, Дж/моль
УТК	УТА (3,0 %)	1, 1	$8{,}3 \cdot 10^5$	83000
		1, 2	$9{,}8 \cdot 10^3$	83000
		1, 3	$5{,}6 \cdot 10^2$	83000
	УВ (97,0 %)	-	-	-
ФФС	ФФЖ (5,50 %)	2, 1	$2{,}5 \cdot 10^3$	45000
		2, 2	$1{,}7 \cdot 10^2$	45000
		2, 3	$5{,}6 \cdot 10^1$	45000
	ФС (94,50 %)	3, 1	$3{,}1 \cdot 10^4$	83000
		3, 2	$2{,}2 \cdot 10^3$	83000
		3, 3	$4{,}5 \cdot 10^2$	83000
		3, 4	$5{,}0 \cdot 10^1$	83000

Коэффициенты $\alpha_{i,j}$*, $A_{i,j}$, $B_{i,j}$ Таблица 2

i, j	$\alpha_{i,j}$*	$A_{i,j}$	$B_{i,j}$
1,1	0,560	0,415	41,7
1,2	0,430	0,120	375,0
1,3	0,780	0,120	375,0
2,1	0,350	0,481	382,0
2,2	0,150	0,652	307,0
2,3	0,000	0,752	230,0
3,1	0,978	0,007	262,0
3,2	0,890	0,032	388,0
3,3	0,840	0,125	444,0
3,4	0,875	0,077	572,0

Для проверки работоспособности предложенной кинетической модели были проведены испытания и расчеты для процесса термического разрушения углепластика при высоких скоростях нагрева (≈ 400 К/с). Образец в виде цилиндра разогревался электрическим током в атмосфере инертного газа (азот). На рис. 2 показано изменение массы M/M_0 в зависимости от температуры T_s. Расчет произведен по результатам кинетических исследований (табл. 1 и 2). На рисунке приведены результаты испытаний и расчетов с использованием кинетических параметров из табл. 1.

Видно, что математическая модель (1) и результаты определения термокинетических констант реакции термического разложения, полученные при низких скоростях нагрева (табл. 1), удовлетворительно описывают процессы разрушения ТЗП при высоких скоростях нагрева. Следует отметить, что в связи с различными характеристиками термического расширения углеродных волокон и ФФС при высоких скоростях нагрева уменьшаются значения коэффициентов $\alpha_{i,j}$ вследствие образования дополнительного количества открытых пор, через которые осуществляется траспорт газообразных продуктов разложения к внешней поверхности материала.

Для результатов испытаний, представленных на рис. 2, коэффициенты: $\alpha_{1,j} = 0$, $\alpha_{2,j} = 0$, $\alpha_{3,1} = 0{,}590$, $\alpha_{3,2} = 0{,}922$, $\alpha_{3,3} = 0{,}865$, $\alpha_{3,4} = 0{,}750$ при сохранении значений термокинетических констант реакций термического разложения из табл. 1.

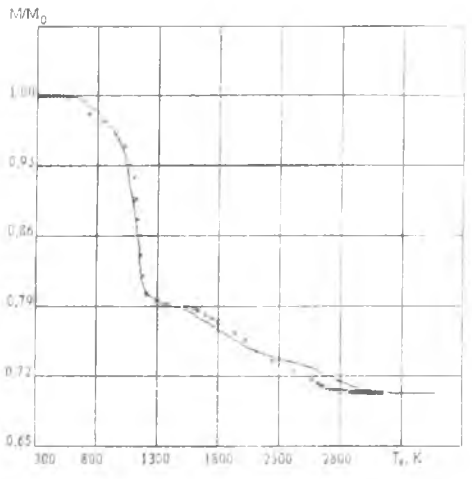


Рис. 2. Зависимость потери массы от температуры образца при скорости нагрева $dT_s/dt \approx 400$ К/с

Таким образом, проведено исследование теплозащитных материалов на основе фенолформальдегидной смолы и углеродной ткани с различным массовым содержанием веществ в композиции. Установлено, что процесс их термохимического разрушения может быть описан единой многостадийной кинетической схемой с заданными термокинетическими параметрами реакций термического разложения входящих в композицию компонентов.

Прогнозирование уноса массы композиционных материалов при повышенных температурах может быть осуществлено по единой математической модели с учетом массового содержания входящих в композицию веществ. При этом необходимо учитывать индивидуальные особенности материала, зависящие от технологии его производства.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке технологии создания композиционных теплозащитных материалов с заданными свойствами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шнайдер, Долтон, Рид. Механическая эрозия обугливающегося материала при наземных испытаниях и в условиях спуска в атмосферу//Ракетная техника и космонавтика. 1986. Т.6, № 1. С. 76 – 87.

2. Несмелов В.В., Гольдин В.Д., Костин Г.Ф. Исследование и прогнозирование характеристик уноса массы теплозащитных материалов на основе угленаполненных композиций// Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 3. С. 77 – 85.

ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ КОНТЕЙНЕРА С ГРУЗОМ В УСЛОВИЯХ ПОЖАРА

Исаков Г.Н.*, Гольдин В.Д.*, Викторов В.А., Усов В.Д.****

*НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, тел. (3822) 529880, факс (3822) 529547 E-mail: isak@niipmm.tsu.ru

**ФГУП "РФЯЦ – ВНИИ ЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

В настоящее время при отработке тепловых режимов технических объектов (например, контейнеров) различного назначения, которые могут подвергаться интенсивным тепловым нагрузкам при транспортировке и хранении, широкое применение находит прогнозирование теплового состояния на базе компьютерного моделирования процессов теплопереноса в сложных конструкциях.

Одним из возможных путей решения задач пожаробезопасности является применение огнезащитных покрытий, которые при больших тепловых потоках вспучиваются, образуя капиллярно-пористую структуру [1–6].

Физико-математическая постановка задачи. Рассматривается расчет теплового состояния контейнера с грузом, поперечное сечение которого приведено на рис. 1.

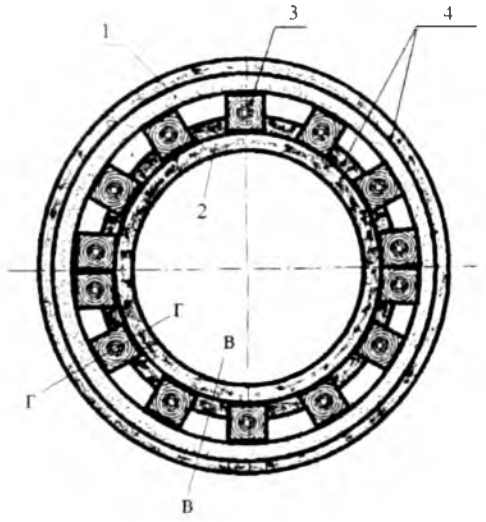


Рис. 1. Схема осевого сечения контейнера: 1- внешняя оболочка; 2 – внутренняя оболочка; 3 – брус продольный; 4 – покрытие СГК-1

Для определения температуры в областях с недеформируемым твёрдым материалом необходимо решить уравнение теплопроводности

$$\rho_i c_i \frac{\partial T}{\partial t} = \mathrm{div}(\lambda_i \mathrm{grad} T), \qquad (1)$$

где t – время; T(x,t) – температура; ρ_i, c_i, λ_i – плотность, удельная теплоёмкость и теплопроводность материала в i-й подобласти.

Для определения температуры в области с огнезащитным покрытием используется математическая модель из работ [4б], учитывающая вспучивание, термическое разложение, фильтрацию газообразных продуктов разложения, излучение в рамках модели лучистой теплопроводности:

$$\rho_0 \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial G_g}{\partial s} = 0,$$
$$(\rho c_p)_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} + (c_{pg} G)_g \frac{\partial T}{\partial s} = \frac{1}{x^k} \frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\lambda_{eff}}{\theta} x^k \frac{\partial T}{\partial s} \right) + \rho_0 Q \frac{\partial m}{\partial t}, \qquad (2)$$

где x – геометрическая координата, отсчитываемая вдоль направления вспучивания; k – показатель симметрии; s – лагранжева координата, жестко связанная с деформируемым материалом; $\partial x / \partial s = \theta$; m, θ – доля твёрдого вещества в единице лагранжевого объёма и локальная кратность вспучивания; G_g – массовая скорость фильтрации газообразных продуктов разложения; ρ_{eff}, c_{peff}, λ_{eff} – «эффективные» значения плотности, теплоёмкости и теплопроводности материала; c_{pg} – изобарическая удельная теплоёмкость газообразных продуктов разложения; Q – тепловой эффект реакции разложения.

В системе уравнений (2) m и θ считаются известными функциями температуры при возрастании температуры в точке и не меняют достигнутых ранее значений при её убывании; коэффициент теплопроводности используется с учётом радиационной составляющей, все теплофизические параметры вычисляются по локальным значениям температуры и пористости.

Уравнения (1) – (2) связаны между собой условиями сопряжения. На границах раздела твёрдых материалов и границе «твёрдое тело – огнезащитный материал» выставляются условия 4-го рода (равенство температур и тепловых потоков); на границе «твёрдое тело – огнезащитный материал» ставится условие непротекания:

$$G_g = 0.$$

На границе «твёрдое тело – воздушная прослойка» условие теплового баланса:

$$-\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial n} = \sum_j \int_{S_j} \varepsilon_j \sigma \left(T_i^4 - T_j^4 \right) dF_{dj-i}, \qquad (3)$$

где i – номер подобласти, на границе которой ставится граничное условие (3); ε_j – эффективная степень черноты в системе лучистого теплообмена границ подобластей i и j; σ – постоянная Стефана – Больцмана; S_j – площадь той части поверхности j-й подобласти, излучение от которой приходит на рассматриваемую поверхность; dF_{dj-i} – угловой коэффициент лучистого теплообмена между элементарной площадкой границы j-й подобласти и единичной площадкой i-й подобласти.

Граничным условием служит условие теплового баланса на нагреваемой поверхности

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = -q_w(t) + \varepsilon_w \sigma T^4, \qquad (4)$$

где $q_w(t)$ – заданный тепловой поток (внешняя нагрузка); ε_w – степень черноты внешней поверхности контейнера. В случае если внешняя тепловая на-

грузка определяется источником, имеющим температуру $T_e(t)$ (например, задана температура пламени пожара), граничное условие (4) примет вид

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial n} = -\left[\alpha\left(T_e - T\right) + \varepsilon_e\sigma\left(T_e^4 - T^4\right)\right], \qquad (5)$$

где α – коэффициент конвективного теплообмена, ε_c – эффективная степень черноты системы «пламя – нагреваемая поверхность».

В качестве начального условия задается начальная температура T_0.

Методика расчета. В качестве первого приближения для оценки теплового состояния элементов конструкций используется одномерная методика расчета. Для численной реализации одномерных задач была применена схема И.В. Петухова [6–7], имеющая 4-й порядок аппроксимации по пространственной координате и первый – по времени. Тестирование программ расчета одномерных задач производилось по имеющимся аналитическим решениям. Относительная погрешность не превышает десятых долей процента за исключением начальных моментов времени, где перепады температур малы.

Результаты расчетов. Результаты на рис. 2–3 относятся к условиям нестационарного пожара.

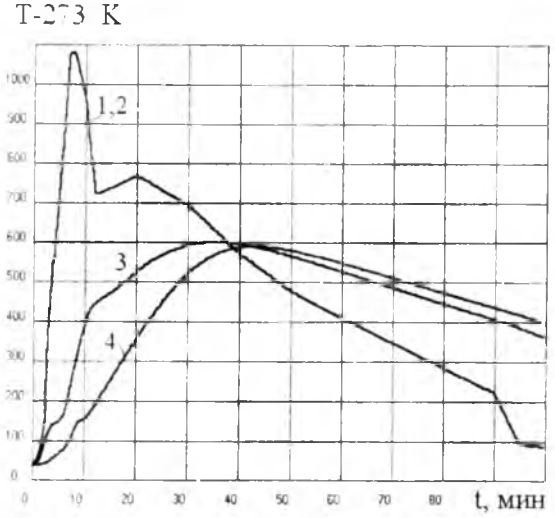


Рис. 2. Изменение во времени температуры в сечении «В – В»

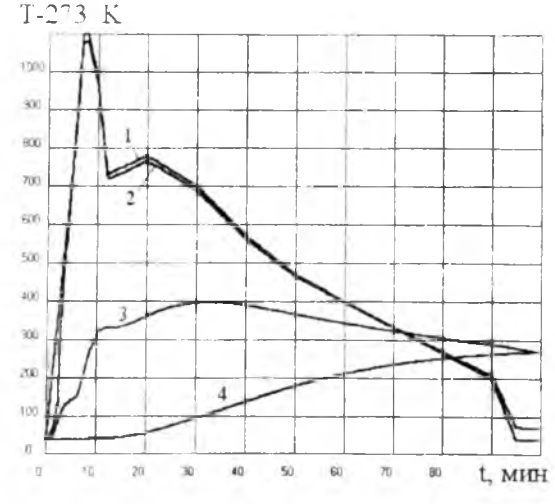


Рис. 3. Изменение температуры в сечении «Г – Г»

В рассматриваемом случае температура пламени на короткое время достигает значения 1373 K, затем несколько уменьшается, задерживается на уровне 973 – 1073 K, а затем медленно спадает. На рис. 2, 3 представлены результаты для сечений «В – В» и «Г – Г» в случае, когда на внешней оболочке нанесён слой СГК-1 толщиной 2 мм. На этих рисунках: 1 – температура пламени; 2 – нагреваемая поверхность; 3 –внешняя оболочка; 4 –внутренняя оболочка. Из результатов расчёта видно, что температура нагреваемой поверхности в основном повторяет температуру пламени с некоторым запаздыванием в период последействия, наличие слоя покрытия на внешней поверхности на значительное время задерживает нагревание внешней оболочки. Температура внутренней оболочки в обоих случаях ниже, чем у внешней, вследствие малой теплопроводности материалов в межслоевом пространстве и их большой суммарной теплоёмкости.

Таким образом, применение огнезащитного покрытия СГК-1 снаружи контейнера и в межслоевом пространстве может в условиях пожара существенно снизить температуру внутри него.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исаков Г.Н. Теоретические основы проектирования многослойной вспучивающейся теплозащиты с заданными свойствами // Инженерно-физический журнал. 2000. Т.73, №1. С. 52-60.
2. Исаков Г.Н., Несмелов В.В. О некоторых закономерностях тепло- и массопереноса во вспучивающихся огнезащитных материалах // Физика горения и взрыва. 1994. Т.30, №2. С. 57-63.
3. Исаков Г.Н., Кузин А.Я. Моделирование и идентификация процессов тепломассопереноса во вспучивающихся теплозащитных материалах // Журнал прикладной механики и технической физики. 1996. Т.37, №4. С. 126-134.
4. Зверев В.Г., Несмелов В.В., Гольдин В.Д., Цимбалюк А.Ф. Моделирование тепломассопереноса во вспучивающихся огнезащитных покрытиях // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34, № 2. С. 90-98.
5. Несмелов В.В., Гольдин В.Д., Зверев В.Г. Исследование термической деструкции вспучивающихся огнезащитных составов методами термического анализа // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Доклады Всероссийской научной конференции. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. С. 236-237.
6. Петухов И.В. Численный расчёт двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных уравнений и квадратурные формулы: Приложение к «Журналу вычислительной математики и математической физики». 1964. № 4. С. 309 - 325.
7. Гольдин В.Д., Ёркина Е.В. Применение метода И.В. Петухова к решению задачи Коши и краевой задачи для обыкновенных дифференциальных уравнений // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Вып. 4. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2001. С. 56-58.

ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ ЯЩИЧНОЙ ТАРЫ С ЗАПОЛНИТЕЛЕМ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ПОЖАРЕ

Исаков Г.Н.*, Гольдин В.Д.*, Викторов В.А., Усов В.Д.****
*НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, тел. (3822) 529880, факс (3822) 529547
E-mail: isak@niipmm.tsu.ru
**ФГУП "РФЯЦ – ВНИИ ЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Рассматривается задача о тепловом состоянии деревянной ящичной тары в условиях стационарного пожара, поперечное сечение «А – А» которой приведено на рис. 1. Эта задача является существенно трёхмерной, поскольку геометрические размеры области во всех трёх измерениях сопоставимы, и нет осевой симметрии. Однако для получения грубых предварительных оценок значений температуры можно использовать более простые геометрические модели. Так, для оценки температур в центральном сечении (А – А) можно рассмотреть двумерную задачу в этом сечении. В этом случае задача не становится одномерной, так как сам ящик имеет прямоугольное сечение, а его содержимое – круговое. В таких случаях для приближенного решения рекомендуется переходить к эквивалентному телу с простой геометрией, для которого задача является одномерной [1,2]. При этом геометрические размеры этого эквивалентного тела будут несколько отличаться от размеров исходного тела.

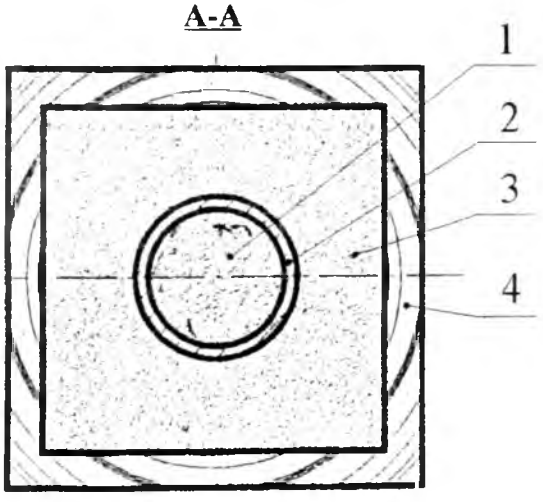


Рис. 1.

Схема деревянной ящичной тары: 1 – начинка; 2 – корпус макета; 3 – вкладыш; 4 – стенка ящика

Рассмотрим плоскую задачу теплопроводности в сечении «А – А» ящичной тары (рис. 1). В качестве эквивалентного тела будем использовать систему вложенных цилиндров, причем размеры начинки и корпуса макета (области 1, 2 на рис. 1) совпадают с исходными, а внутренние и внешние радиусы цилиндра, соответствующего стенкам ящика (область 4), выбираются из условия совпадения объёмов (площадей поперечного сечения) исходных областей и областей эквивалентных тел:

$$R_1 = \frac{D_1}{2}, \quad R_2 = \frac{D_2}{2}, \quad R_3 = \frac{D_3}{\sqrt{\pi}}, \quad R_4 = \frac{D_4}{\sqrt{\pi}},$$

где D_i – внешний диаметр i-й области, R_i – внешний радиус i-й области эквивалентного тела, i = 1,...,4.

Указанный выше переход существенно упрощает задачу, и, кроме того, он имеет определенный физический смысл: суммарная теплоемкость исходного и эквивалентного тела совпадает. При такой замене, как указано в [1], в задачах с граничными условиями 3-го рода следует несколько поправить коэффициенты теплообмена с внешней средой, так как площадь внешней границы эквивалентного тела отличается от соответствующей суммарной площади исходного объекта. В рассматриваемом случае эта разница составляет около 12%. Однако, с другой стороны, неполная определенность внешних условий теплообмена (например, условий обтекания объекта горячим газом при пожаре), а также неопределенность теплофизических характеристик дерева (в частности, теплоёмкости, существенно зависящей от влажности) позволяют не делать такого пересчета.

Математическая постановка задачи сводится к решению уравнения теплопроводности

$$\rho_i c_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_i x \frac{\partial T}{\partial x} \right), \qquad (1)$$

где t – время; T(x,t) – температура; ρ_i, c_i, λ_i – плотность, удельная теплоёмкость и теплопроводность материала в i-й подобласти; x – расстояние от центра.

На границах раздела твёрдых материалов выставляются условия 4-го рода (равенство температур и тепловых потоков).

На нагреваемой поверхности выставляется граничное условие:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha\left(T_e - T\right) + \varepsilon_e \sigma\left(T_e^4 - T^4\right), \qquad (2)$$

где α – коэффициент конвективного теплообмена, ε_e – эффективная степень черноты системы «пламя – нагреваемая поверхность»; $T_e(t)$ – температура пламени.

При x = 0 выставляется условие симметрии:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0. \qquad (3)$$

В качестве начального условия задается начальная температура T_0.

Методика расчета. Для численной реализации одномерных задач была применена схема И.В. Петухова [3,4], имеющая 4-й порядок аппроксимации по пространственной координате и первый – по времени. Тестирование программ расчета одномерных задач производилось по имеющимся аналитическим решениям [1,2]. Относительная погрешность не превышает десятых долей процента за исключением начальных моментов времени, где перепады температур малы.

Результаты расчетов. На рис. 2 представлены результаты расчета температуры ящичной тары в сечении «А – А» для условий стационарного пожара: температура внешней среды за короткое время (1,5 мин) достигает значения 873 К, потом до 50 мин остаётся постоянной, а затем падает до начальной. При расчете реальная геометрия заменялась геометрией эквивалентного тела, как указывалось выше. Для теплофизических характеристик материалов использовались справочные данные [1], а для степени черноты и коэффициента конвективного теплообмена были приняты следующие значения: ε_w = 0,8; α = 10 Вт/(м^2·К). Кривая 1 показывает изменение со временем температуры внешней среды (температуры пламени); 2 – температуры на внешней стороне деревянной стенки; 3 – на ее внутренней стороне; 4 – температуры на границе корпуса макета и вкладыша; 5 – изменение температуры в центре самого внутреннего цилиндра.

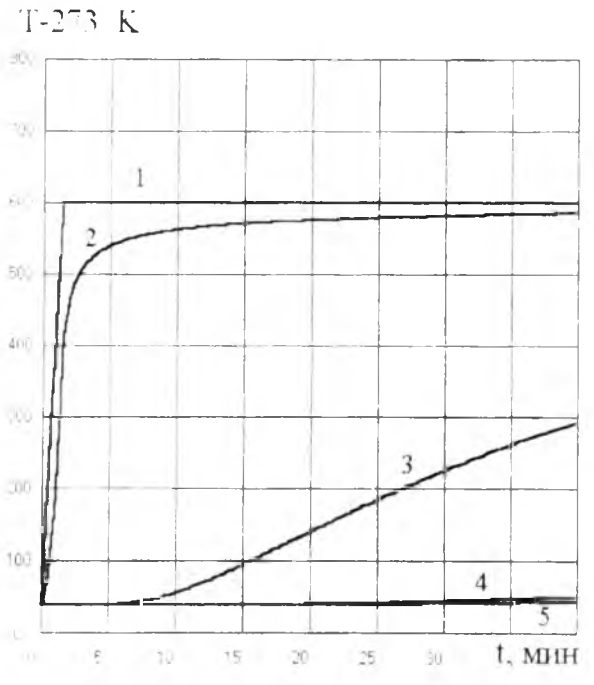


Рис. 2

На рис. 3 представлены распределения температуры по геометрической координате, отсчитываемой от нагреваемой поверхности при значениях времени 10 с (кривая 1), 5, 10, 20, 30, 40 мин (кривые 2 – 6 соответственно).

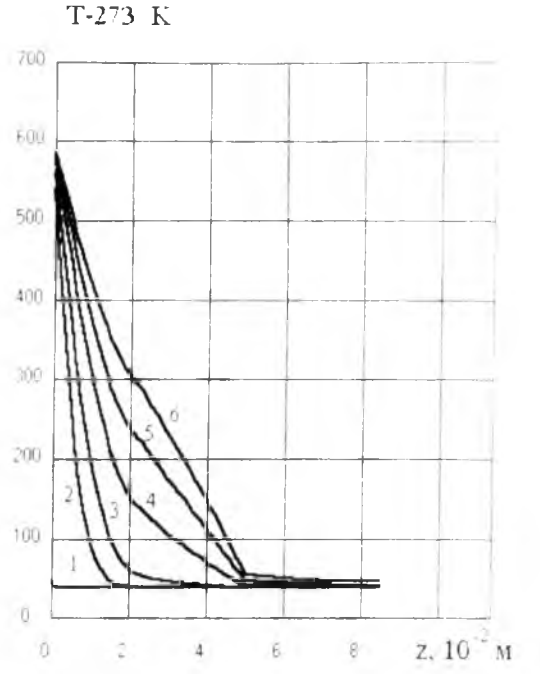


Рис. 3

Как видно из рис. 2 – 3, температура внешней поверхности ящика уже через 5 мин достигает значений, близких к температуре внешней среды, т.е. 873 К. При этой температуре дерево начнет гореть с выделением тепла. Кроме того, при температуре 473 – 573 К могут начаться химические реакции в пластмассовом вкладыше, что приведет к изменению первоначально заданных теплофизических параметров. Результаты расчета свидетельствуют о том, что наблюдаемая в эксперименте температура не может быть объяснена только с помощью рассмотрения инертного прогрева – инертный прогрев дает ее заниженное значение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пехович А.И., Жидких В.М. Расчеты теплового режима твердых тел. Л.: Энергия, 1976. 352 с.
2. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
3. Петухов И.В. Численный расчёт двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных уравнений и квадратурные формулы: Приложение к «Журналу вычислительной математики и математической физики». 1964. № 4. С. 309 – 325.
4. Гольдин В.Д., Ёркина Е.В. Применение метода И.В. Петухова к решению задачи Коши и краевой задачи для обыкновенных дифференциальных уравнений // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Вып. 4. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2001. С. 56-58.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ИСПАРЕНИЯ И КОНДЕНСАЦИИ НА ТЕПЛОМАССООБМЕН ПРИ ЗАЖИГАНИИ РЕАГИРУЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ В ПОТОКЕ ГАЗА

Исаков Г.Н.[1], Касьянов Г.С.[2]

[1]НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529880; факс (3822) 529547; E-mail:isak@niipmm.tsu.ru
[2]Российские железные дороги, Краснодарский край

В настоящее время широкое распространение при тушении бытовых и производственных пожаров получили противопожарные устройства и огнетушители с использованием традиционных (вода) и нетрадиционных (продукты терморазложения от химических веществ-охладителей) огнетушащих жидкостей и твердых составов. Способ получения огнетушащих веществ с помощью низкотемпературных твердотопливных генераторов (НТГГ) [1] основывается на том, что продукты сгорания штатного топлива охлаждаются при течении через пористый объем, заполненный гранулами из химических охладителей (углекислый аммоний (УА), бишофит, азотсодержащие и т.п.). Эти охладители разлагаются при температурах ~ 150 ÷ 200 °С с поглощением тепла (до $2 \cdot 10^6$ Дж/кг), что позволяет получать огнетушащие составы с температурой до 400 °С при суммарном объеме произведенного газа до 2500 л [1]. В большинстве случаев продукты испарения и терморазложения охладителей находятся в парообразном состоянии и конденсируются на поверхности конструкций, которые предохраняются от возгорания. Поэтому при возможном повторном воздействии пламени они способны к зажиганию, так как выполнены из дерева, полимеров, стеклопластиков и т.п. НТГГ применяются также при предварительном наддуве камер сгорания твердотопливных ракетных систем [2] для повышения надежности старта в нетрадиционных аномальных условиях. В этих случаях при расчете времени зажигания штатного топлива в РДТТ и воспламенительного периода в целом необходимо учитывать наличие конденсата на поверхности. Если же РДТТ в предстартовом состоянии заполнен водой [2], то при расчете процесса зажигания оголенного элемента поверхности твердого топлива при вытеснении жидкости из камеры сгорания РДТТ необходимо учитывать испарение адсорбированной на поверхности воды.

По-видимому, впервые анализ влияния поверхностного и объемного испарения влаги на процесс зажигания влажной древесины в потоке высокотемпературного газа-окислителя был проведен в работе [3]. Методика и некоторые результаты расчетно-экспериментальных исследований изложены также в монографиях [4,5]. Исследовались образцы из древесины сосны и березы с различными распределениями влагосодержания u_0 на поверхности и по толщине. По измеренной температуре поверхности T_w от времени t определялось время зажигания t_i. Получена обобщенная зависимость $\bar{t}_i(\bar{u}_0)$, когда влагосодержание равномерно распределено по объему образца.

$$\bar{t}_i = t_i / t_i^c = 1 + 4\bar{u}_0,$$

где t_i^c – время зажигания абсолютно сухой древесины.

Для изучения процесса зажигания твердого топлива [1,5] с учетом влияния конденсата от веществ-охладителей, применяемых в НТГГ для наддува РДТТ, дополнительно к экспериментальной установке [4,5] был изготовлен конденсатор-испаритель. Он представляет собой сосуд, в нижней части которого находится нагреватель для разогрева, терморазложения и испарения охладителя. Парообразные продукты выходят из цилиндрического гибкого патрубка и при попадании на холодную поверхность твердого топлива (ТТ) конденсируются на ней с выделением тепла. При этом производится непрерывное взвешивание образца на быстродействующих автоматических весах [4,5] с синхронной записью температуры $T_w(t)$. На рис. 1а приведена типичная осциллограмма записи прироста массы $\Delta m^+(t)$ и $T_w(t)$.

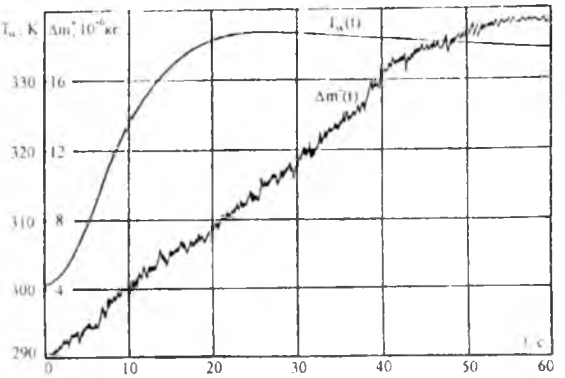


Рис. 1а. Зависимости температуры поверхности и прироста массы образца при конденсации УА

При достижении заданного прироста массы конденсата на поверхности образца из ТТ он вводится в поток высокотемпературного газа, например азота [3,4]. Образец разогревается, происходит испарение УА с последующим зажиганием (см. на рис. 1б скачкообразное повышение T_w).

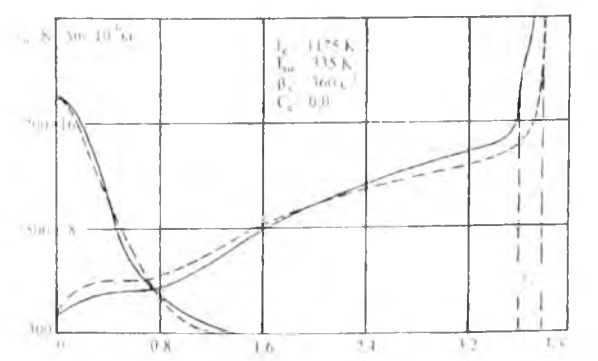


Рис. 1б. Зависимости температуры и убыли массы за счет испарения УА при зажигании в потоке азота:
——— эксперимент, - - - - - расчет

Для сравнения результатов эксперимента с теорией зажигания [4,5] необходимо рассмотреть задачу о зажигании ТТ при воздействии радиационно-конвективного теплового потока с учетом испарения конденсата с поверхности. Она сводится к решению уравнений теплопроводности и химической кинетики со сложными граничными условиями [4,5], которые в безразмерном виде запишутся:

$$\frac{\partial\theta_s}{\partial\tau} = \frac{\partial^2\theta_s}{\partial\xi^2} + \varphi_\tau\Delta_\tau(1-\eta_\tau)^{n_\tau}\exp\frac{\theta_s}{1+\beta\theta_s}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial\eta_s}{\partial\tau} = \varphi_1\gamma_\tau(1-\eta_s)^n\exp\frac{\theta_s}{1+\beta\theta_s}, \quad (2)$$

с начальными и граничными условиями:

$$\tau = 0,\ \theta_s = \theta_{sн},\ \eta_\tau = \eta_0 = 0, \quad (3)$$

$$\xi = \infty,\ \theta_s = \theta_{sн},\ \eta_\tau = \eta_0 = 0,\ \frac{\partial\theta_s}{\partial\xi} = \frac{\partial\eta_0}{\partial\xi} = 0, \quad (4)$$

$$\xi = 0,\ \frac{\partial\theta_s}{\partial\xi} = Nu_s\left(1+\frac{\Delta\alpha_s}{\alpha_s}\right)\cdot(\theta_s-\theta_w)+ \quad (5)$$

$$+\bar{q}_{ш}(\theta_w)-\frac{\Delta_п\gamma_п(1-\gamma_п w)}{(1+\beta\epsilon_w)^{0.5}}\cdot(1-\bar{P}_c)\exp\frac{в_w\theta_w}{1+\beta\theta_w}.$$

Обозначения масштабов, безразмерных переменных и параметров см. в [3-5]. Поправка $\Delta\alpha_s/\alpha_s$ за счет вдува испаряющихся веществ в пограничный слой приведена в [4,5].

Применяя преобразование Лапласа и теорему о свертке, задачу (1) – (5) сведем к системе интегральных уравнений типа Вольтерра [3] для нахождения температуры $\theta_w(\tau)$ и глубины превращения $\eta_{\tau w}(\tau)$ на поверхности ТТ.

Например, по данным к рис. 1б с набором теплофизических и макрокинетических параметров из [4,5] расхождение результатов расчета с экспериментом не превышает 6 – 8%.

Экспериментально и численно изучено влияние массы и типа конденсата, параметров газового потока и кинетики испарения на время $t_в$. Показано существенное влияние скорости изменения внешнего давления dP_e/dt на процессы испарения-конденсации. В частности, наблюдаются "конденсационные" скачки температуры $T_w(\tau)$, что приводит к необходимости точнее учитывать физические свойства конденсата на линии насыщения при старте РДТТ в нетрадиционных условиях [3].

Полученные результаты могут быть использованы при оценке влияния адсорбированной влаги или конденсата на воспламенительный период РДТТ при старте в нетрадиционных условиях [2], а также для расчета условий возгорания при повторном зажигании конструкций из дерева, полимерных или композиционных материалов в условиях пожаротушения на объектах железнодорожного транспорта под воздействием "огненных шаров" [6,7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Груздев А.Г., Дружбин-Ходос В.М. и др. Опыт разработки и массового применения пиротехнических источников низкотемпературного газа для исполнительных систем аварийного управления и огнетушителей // Фундам. и приклад. проблемы соврем. мех.: Докл. III Всерос. научн. конф. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. С. 63-64.
2. Бондарчук С.С., Ворожцов А.Б., Обухов Н.А. Выход на режим РДТТ с предстартовым заполнением водой // Фундам. и приклад. проблемы соврем. мех.: Докл. I Всерос. научн. конф. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. С. 35-36.
3. Исаков Г.Н., Касьянов Г.С. Влияние процессов испарения на зажигание влажной древесины в потоке газообразного окислителя // Физика горения и взрыва. 1986. Т.22, №2. С. 17-24.
4. Исаков Г.Н. Моделирование нестационарных процессов тепломассопереноса и воспламенения в реакционноспособных средах. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1988. 234 с.
5. Исаков Г.Н. Тепломассоперенос и воспламенение в гетерогенных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 142 с.
6. Шевчук А.П., Симонов О.А. и др. Закономерности протекания аварий на резервуарах со сжиженными углеводородными газами с образованием "огненных шаров" // Хим. Промышленность. 1991. №6. С. 18-20.
7. Шебеко Ю.Н., Шевчук А.П. и др. Пожаровзрывобезопасность перевозок сжиженных углеводных газов железнодорожным транспортом. Расчет поражающих факторов пожара и взрыва при разгерметизации цистерны со сжиженными углеводородными газами // Пожаровзрывобезопасность. 1993. №1. С. 39-45.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В МНОГОСЛОЙНОМ ЭЛЕКТРОКАБЕЛЕ С ОГНЕЗАЩИТНЫМ ПОКРЫТИЕМ

Исаков Г.Н. [1], **Кузин А.Я.** [2], **Мирошниченко Т.А.** [2]

[1]НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

[2]Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003, г. Томск, пл. Соляная, 2

тел. (3822) 529880, факс (3822) 529347

E-mail: isak_@ niipmm.tsu.ru

Цель работы – разработка основ проектирования материалов и их компонентов в системах огнезащиты кабелей. Для решения поставленной задачи предложена новая математическая модель тепломассопереноса в коаксильном многослойном электрокабеле с теплозащитным покрытием ОВКП-2, которая позволяет прогнозировать его огнестойкость в различных условиях теплофизических испытаний. Поскольку конфигурация внутренних элементов типичных электрокабелей сложна и многообразна, то для упрощения задачи использован переход к эквивалентному телу с простой геометрией – системой вложенных цилиндров, радиусы которых выбираются из условий совпадения объемов (площадей поперечного сечения) исходных областей и областей эквивалентных тел.

Рассматривается пятислойный кабель, состоящий из медного жгута (слой 1), мягкой резины (2), медного жгута (3), мягкой резины (4), твердой резины (5), покрытый огнезащитным материалом (ОМ) ОВКП-2 (6). С поверхности $r = r_6(t)$ эта шестислойная цилиндрическая конструкция нагревается суммарным радиационно-конвективным тепловым потоком. Нумерация слоев идет от центра кабеля $r = 0$. В процессе нагрева слой ОВКП-2 вспучивается, в результате чего координата $r_6(t)$ внешней нагреваемой поверхности увеличивается. Слои покрытия моделируются пористыми нереагирующими (слои 1,3) и реагирующими (2, 4 – 6) средами, состоящими из твердого наполнителя, влаги в связанном и свободном состояниях и парогазовой смеси из воздуха, пара и летучих продуктов разложения мягкой и твердой резины. Связанная и свободная влага в процессе нагрева кабеля испаряется, а свободная влага при достижении точки росы конденсируется. Кроме того, происходит процесс перемещения влаги по порам за счет диффузии. Образующиеся в процессе нагрева пар и летучие фильтруются по порам под действием градиента давления. Массовая концентрация пара и летучих с течением времени также меняются за счет их диффузии в воздухе. Влияние влаги и летучих на теплофизические характеристики (ТФХ) слоев осуществляется за счет использования аддитивных формул для коэффициентов теплопроводности и теплоемкости многокомпонентной пористой реагирующей среды.

Математически процесс тепломассопереноса (ТМП) в радиальном сечении многослойного коаксильного цилиндра, моделирующего защищенный огнезащитным материалом (ОМ) кабель, описывается следующей системой уравнений:

$$(\rho c_p)_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\lambda_i r \frac{\partial T_i}{\partial y}) - c_{pg,i}\varphi_{g,i}(\rho u)_{g,i}\frac{\partial T}{\partial r},$$

$i=1,3;$ (1)

$$(\rho c_p)_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\lambda_i r \frac{\partial T_i}{\partial r}) - c_{pg,i}\varphi_{g,i}(\rho u)_{g,i}\frac{\partial T_i}{\partial r} + Q_1 W_{1,i},$$

$i = 2,4,5;$ (2)

$$(\rho c_p)_6 \frac{\partial T_6}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\lambda_6 r \frac{\partial T_6}{\partial y}) - [(\rho c_p)_6 U_6 + c_{pg,6}\varphi_{g,6}(\rho u)_{g,6}]\frac{\partial T_6}{\partial r} +$$

$$+Q_2 W_{2,6} + Q_3 W_{3,6};$$ (3)

$$\frac{\partial(\rho_{g,i}\varphi_{g,i})}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial(\rho_{g,i}\varphi_{g,i}u_{g,i})}{\partial r} = 0,\ i = 1,3;$$ (4)

$$\frac{\partial(\rho_{g,i}\varphi_{g,i})}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial(\rho_{g,i}\varphi_{g,i}u_{g,i})}{\partial r} = W_{1,i},\ i = 2,4,5;$$ (5)

$$\frac{\partial(\rho_{g,6}\varphi_{g,6})}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial[\rho_{g,6}\varphi_{g,6}(u_{g,6}+U_6)]}{\partial r} = W_{2,6} + W_{3,6};$$ (6)

$$p_{g,i} = \frac{\rho_{g,i}RT_i}{M_{g,i}},\ i = \overline{1,6};\ u_{g,i} = -\frac{k_{g,i}}{\mu_{g,i}}\frac{\partial p_{g,i}}{\partial r},\ i = \overline{1,5};$$ (7)

$$u_{g,6} = U_6 - \frac{k_{g,6}}{\mu_{g,6}}\frac{\partial p_{g,6}}{\partial r};\ k_{g,i} = k_* \varphi_{g,i}^3 (1-\varphi_{g,i})^{-2};$$ (8)

$$\varphi_{s,i} = \varphi_{s,i*} = \text{const},\ i = 1,3;$$ (9)

$$\frac{\partial \varphi_{s,i}}{\partial t} = -W_{1,i},\ i = 2,4,5;$$ (10)

$$\frac{\partial \varphi_{s,6}}{\partial t} + U_6\frac{\partial \varphi_{s,6}}{\partial r} = 0;$$ (11)

$$\rho_v \frac{\partial \varphi^t_{v,6}}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\rho_v D_{v,6}\varphi_{s,6} r \frac{\partial \varphi^t_{v,6}}{\partial r}) - \rho_v U_6 \frac{\partial \varphi^t_{v,6}}{\partial r} -$$

$$-W_{2,6};$$ (12)

$$\rho_v \frac{\partial \varphi^c_{v,6}}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\rho_v D_{v,6}\varphi_{g,6} r \frac{\partial \varphi^c_{v,6}}{\partial r}) - \rho_v U_6 \frac{\partial \varphi^c_{v,6}}{\partial r} -$$

$$-W_{3,6};$$ (13)

$$\varphi_{g,i} = 1 - \varphi_{s,i},\ i = \overline{1,5};\ \varphi_{g,6} = 1 - \varphi_{s,6} - \varphi^t_{v,6} - \varphi^c_{v,6};$$ (14)

$$\varphi_{g,i}\rho_{g,i}\frac{\partial c_{d,i}}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\varphi_{g,i}\rho_{g,i}D_{d,i} r \frac{\partial c_{d,i}}{\partial r}) -$$

$$-\varphi_{g,i}\rho_{g,i}u_{g,i}\frac{\partial c_{d,i}}{\partial r},\ i = 1,3,6;$$ (15)

$$\varphi_{g,i}\rho_{g,i}\frac{\partial c_{d,i}}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\varphi_{g,i}\rho_{g,i}D_{d,i} r \frac{\partial c_{d,i}}{\partial r}) - \varphi_{g,i}\rho_{g,i}u_{g,i}\frac{\partial c_{d,i}}{\partial r} +$$

$$+(1-c_{d,i})W_{1,i},\ i = 2,4,5;$$ (16)

$$\varphi_{g,i}\rho_{g,i}\frac{\partial c_{f,i}}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\varphi_{g,i}\rho_{g,i}D_{f,i} r \frac{\partial c_{f,i}}{\partial r}) -$$

$$- \varphi_{g,i}\rho_{g,i}u_{g,i}\frac{\partial c_{f,i}}{\partial r}, \quad i = 1,5; \qquad (17)$$

$$\varphi_{g,6}\rho_{g,6}\frac{\partial c_{f,6}}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\varphi_{g,6}\rho_{g,6}D_{f,6}r\frac{\partial c_{f,6}}{\partial r}) -$$

$$- \varphi_{g,6}\rho_{g,6}(U_6 + u_{g,6})\frac{\partial c_{f,6}}{\partial r} +$$

$$+(1 - c_{f,6})(W_{2,6} + W_{3,6}); \qquad (18)$$

$$W_1 = k_{01}\varphi_s\rho_s \exp(-E_1 / RT);$$

$$W_2 = k_{02}\varphi_v^t\rho_v \exp(-E_2 / RT); \qquad (19)$$

$$W_3 = \frac{A_1\varphi_v^c\rho_v(p_* - p_f)}{\sqrt{2\pi RT / M_v}}, \quad p_f < p_* \text{ (испарение)}; \qquad (20)$$

$$W_3 = \frac{A_2 c_f \rho_f (p_* - p_f)}{\sqrt{2\pi RT / M_v}},$$

$$p_f > p_* \text{ (конденсация)}; \qquad (21)$$

$$p_* = p_0 \exp(-\frac{L}{RT}), \quad p_f = p_g c_f M_g M_f^{-1},$$

$$M_g^{-1} = c_f M_f^{-1} + c_d M_d^{-1} + c_a M_a^{-1}; \; 0 < t \le t_{fin}; \qquad (22)$$

$$t = 0: \; T_i = T_i^{in}, \; p_i = p_i^{in}, \; c_{f,i} = c_{f,i}^{in}, \; c_{d,i} = c_{d,i}^{in}, \; i = 1,6;$$

$$\varphi_{s,i} = \varphi_{s,i}^{in}, \; i = 2,4,5; \; \varphi_{s,6} = \varphi_{s,6}^{in}, \; \varphi_{v,6}^t = \varphi_{v,6}^{t,in},$$

$$\varphi_{v,6}^c = \varphi_{v,6}^{c,in}; \qquad (23)$$

$$r = 0: \; \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0, \; \frac{\partial P_{g,1}}{\partial r} = 0, \; \frac{\partial c_{f,1}}{\partial r} = 0, \; \frac{\partial c_{d,1}}{\partial r} = 0, \; \frac{\partial \varphi_{v,1}^t}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial \varphi_{v,1}^c}{\partial r} = 0; \qquad (24)$$

$$r = r_i: \; T_i = T_{i+1}, \; \lambda_i\frac{\partial T_i}{\partial r} = \lambda_{i+1}\frac{\partial T_{i+1}}{\partial r}; \qquad (25)$$

$$p_{g,i} = p_{g,i+1},$$

$$\frac{\rho_{g,i}\varphi_{g,i}k_{g,i}}{\mu_{g,i}}\frac{\partial p_{g,i}}{\partial r} = \frac{\rho_{g,i+1}\varphi_{g,i+1}k_{g,i+1}}{\mu_{g,i+1}}\frac{\partial p_{g,i+1}}{\partial r}; \qquad (26)$$

$$\varphi_{v,i}^t = \varphi_{v,i+1}^t, \; \rho_v D_{v,i}\varphi_{s,i}\frac{\partial \varphi_{v,i}^t}{\partial r} = \rho_v D_{v,i+1}\varphi_{s,i+1}\frac{\partial \varphi_{v,i+1}^t}{\partial r}; \qquad (27)$$

$$\varphi_{v,i}^c = \varphi_{v,i+1}^c, \; \rho_v D_{v,i}\varphi_{g,i}\frac{\partial \varphi_{v,i}^c}{\partial r} = \rho_v D_{v,i+1}\varphi_{g,i+1}\frac{\partial \varphi_{v,i+1}^c}{\partial r}; \qquad (28)$$

$$c_{f,i} = c_{f,i+1},$$

$$\rho_{g,i}D_{f,i}\varphi_{g,i}\frac{\partial c_{f,i}}{\partial r} = \rho_{g,i+1}D_{f,i+1}\varphi_{g,i+1}\frac{\partial c_{f,i+1}}{\partial r}; \qquad (29)$$

$$c_{d,i} = c_{d,i+1},$$

$$\rho_{g,i}D_{d,i}\varphi_{g,i}\frac{\partial c_{d,i}}{\partial r} = \rho_{g,i+1}D_{d,i+1}\varphi_{g,i+1}\frac{\partial c_{d,i+1}}{\partial r}, \; i = 1,5; \qquad (30)$$

$$r = r_6(t): \; \lambda_6\frac{\partial T_6}{\partial r} = \alpha_w(T_{g,e} - T_w) + \sigma A_{eff}(T_{fl}^4 - T_w^4); \qquad (31)$$

$$p_{g,6} = p_{g,e}; \qquad (32)$$

$$\rho_v D_{v,6}\varphi_{s,6}\frac{\partial \varphi_{v,6}^t}{\partial r} = \beta_{v,w}(\varphi_{v,e} - \varphi_{v,6}^t); \qquad (33)$$

$$\rho_v D_{v,6}\varphi_{g,6}\frac{\partial \varphi_{v,6}^c}{\partial r} = \beta_{v,w}(\varphi_{v,e} - \varphi_{v,6}^c); \qquad (34)$$

$$\rho_{g,6}D_{f,6}\varphi_{g,6}\frac{\partial c_{f,6}}{\partial r} = \beta_{f,w}(c_{f,6} - c_{f,w}); \qquad (35)$$

$$\rho_{g,6}D_{d,6}\varphi_{g,6}\frac{\partial c_{d,6}}{\partial r} = \beta_{d,w}(c_{d,6} - c_{d,w}); \qquad (36)$$

$$\lambda = \sum_{j=1}^{3}\lambda_j\varphi_j; \; \rho c_p = \sum_{j=1}^{3}(\rho c_p)_j\varphi_j; \; j = \overline{1,3} = s, v, g. \qquad (37)$$

Здесь верхние индексы: in – начальное состояние; t – связанная; c – свободная; нижние индексы fin – конечное состояние; g – газ; f – пар; a – воздух; d – летучие; s – твердое; v – влага; e – внешняя среда; w – внешняя поверхность; fl – пламя; i = 1,6 – номера слоев. Остальные обозначения общепринятые [1]. Система уравнений (1) – (37) служит для нахождения 58 переменных: T_i, $p_{g,i}$, $\rho_{g,i}$, $u_{g,i}$, $c_{d,i}$, $c_{f,i}$, $\varphi_{g,i}$, $\varphi_{v,i}^t$, $\varphi_{v,i}^c$ (i = 1,6), $\varphi_{s,i}$ (i = 2,4,6). Для ее замыкания используется экспериментальная зависимость кратности вспучивания ОМ от температуры $f(T) = 1 + \Delta\delta_6 / \delta_6^{in}$, где $\Delta\delta_6 = \delta_6 - \delta_6^{in}$ – изменение толщины слоя ОМ $\delta_6 = r_6 - r_5$.

Для облегчения интегрирования в направлении оси r вводились переменные Лагранжа. Система уравнений параболического типа решалась итерационно-интерполяционным методом (ИИМ). Полученные в результате применения ИИМ системы нелинейных алгебраических уравнений с трехдиагональными матрицами решались методом прогонки с итерациями по коэффициентам с заданной точностью. На внутренних границах слоев коаксильного цилиндра и на его оси использовались особые разностные уравнения, учитывающие различие в ТФХ слоев и особенность (деление на ноль) при r=0.

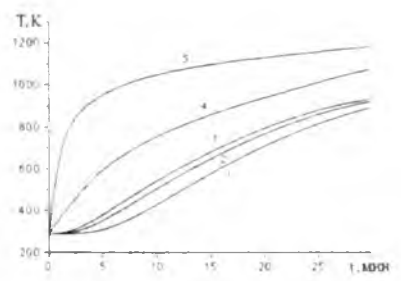


Рис. 1

В качестве примера на рис. 1 представлены зависимости температуры от времени на внутренних и внешней границах слоев: 1 – $r_1 = 2.83\cdot10^{-3}$ м; 2 – $r_2 = 8\cdot10^{-3}$ м; 3 – $r_4 = 11.3\cdot10^{-3}$ м, 4 – $r_5 = 18.5\cdot10^{-3}$ м; 5 – $r_6 = 24.5\cdot10^{-3}$ м. Вследствие большой теплопроводности медных жгутов температуры в центре кабеля и на 1-й внутренней границе, а также на 2-й и 3-й внутренних границах не отличаются друг от друга (кривые 1,2). Наблюдаются резкий подъем давления парогазовой смеси за счет испарения влаги в шестом слое, резкий взмыв температуры на поверхности ОМ и существенное ее понижение в слоях, расположенных за ОМ, что свидетельствует о его хорошей огнезащитной эффективности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исаков Г.Н., Кузин А.Я. Моделирование тепломассопереноса в многослойных тепло- и огнезащитных покрытиях при взаимодействии с потоком высокотемпературного газа // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 2. С. 82 – 89.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ ДРЕВЕСНОЙ МАССЫ В ПРОДУВАЕМОМ ПОРИСТОМ СЛОЕ

Исаков Г.Н., *Субботин А.Н.

Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30
*Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 413714, E-mail:subbot@inbox.ru

Введение Тепломассообменные процессы при физико-химических превращениях в пористом твердом горючем несут основную ответственность за образование в продуктах сгорания токсических веществ, выбрасываемых в атмосферу (например, при утилизации отходов [1,2], при низовых и подземных пожарах [3,4]). Наиболее рациональным и экологически выгодным инструментом при решении практически важных задач является разработка и численное экспериментирование с физически обоснованными математическими моделями [1,3–5]. Одна из наиболее развитых в этом плане моделей рассмотрена в [5], однако ее одномерность не позволяет проанализировать радиальную составляющую исследуемых характеристик тепломассопереноса. В связи с этим в данной работе рассмотрена двумерная модель.

В данной работе на примере утилизации отходов деревообработки в вертикальном цилиндрическом реакторе представлены результаты компьютерного моделирования высокотемпературных процессов тепломассопереноса при физико-химических превращениях в пористой среде.

Физико-математическая модель. Предположим, что твердое пористое топливо (отходы деревообработки) помещено в расположенную вертикально цилиндрическую печь. После загрузки начинается продувка печи высокоэнтальпийным газовым потоком. Продувка пористого топлива газообразным окислителем может осуществляться как в прямотоке, так и в противотоке.

Предполагается, что процессы сушки и пиролиза твердого горючего схематически описываются уравнениями вида

$$\nu_2 M_2 \rightarrow \nu_2' M_2 - q_{2S},$$

$$\nu_1 M_1 \rightarrow \nu_3 M_3 + \nu_4 M_4 + \sum_{\alpha=2}^{6} \nu_{5\alpha} M_{5\alpha} + q_P.$$

Первое уравнение описывает процесс испарения воды и превращения ее в пар, а второе уравнение – процесс пиролиза твердого топлива.

Кроме данных реакций учитываем гетерогенную реакцию горения кокса и гомогенные реакции окисления оксида углерода, водорода и метана:

$$C + O_2 = CO_2 + q_{2S},$$

$$2CO + O_2 = 2CO_2 + q_{CO},$$

$$2H_2 + O_2 = 2H_2O + q_{H_2},$$

$$CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O + q_{CH_4}.$$

В силу того, что физическая задача имеет ось симметрии, целесообразно использовать математическую модель рассматриваемого явления, записанную в цилиндрической системе координат [4].

Краевая задача решалась численно. Технология решения задачи с использованием итерационно–интерполяционного метода [6] приведена в работах [3,4]. Кинетические параметры процессов сушки, пиролиза и горения, а также теплофизические параметры газообразных компонентов и конденсированных фракций были взяты из работ [5,7–11].

Результаты численных расчетов. При численном решении задачи были установлены различные режимы горения в зависимости от способа подвода тепла и окислителя к слою горючего вещества. На рис. 1 приведены изотермы для высокотемпературного режима горения, который был получен при $\Delta P = P_0 - P_e = 0.05$, а температура вдуваемого воздуха T_0 при зажигании слоя горючего снизу была равна 1000 К. Приведенные изолинии показывают динамику протекания процесса горения для рассмотренного режима (следует отметить, что изотермы на всех рисунках приведены в градусах К).

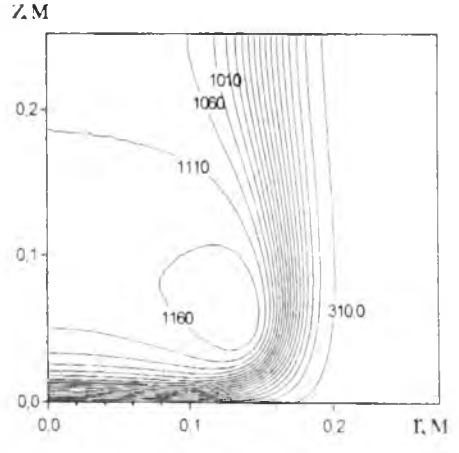


Рис. 1. Изотермы при высокотемпературном режиме сжигания снизу слоя из отходов древесины сосны для момента времени t= 54.7 мин

На рис. 2 представлены изотермы для режима горения, который был получен при $T_0 = 800$ К и ΔP=0.005, т.е. при слабом вдуве не очень горячего воздуха. Как следует из рис. 2, зажигание при

рассматриваемых условиях происходит на тыльной стороне слоя, и затем волна горения распространяется по топливу против потока.

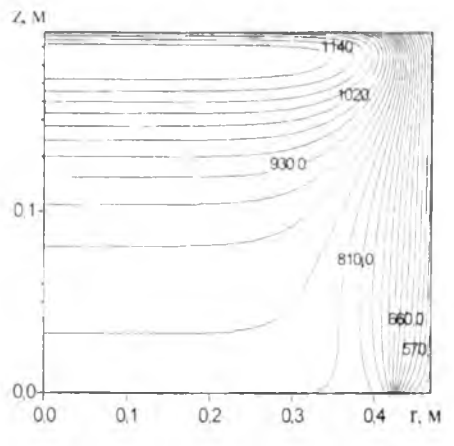


Рис. 2. Изотермы при зажигании слоя топлива сверху для момента времени t=22.1 мин

Представляет интерес также режим тления, при котором происходят сушка и пиролиз твердого топлива, а затем окисление коксового остатка вплоть до золы, при этом температура в сжигаемом слое не превышает температуру вдуваемого воздуха.

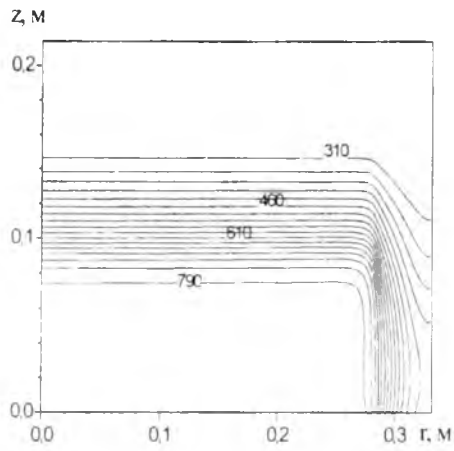


Рис.3. Изотермы при режиме тлеющего горения для момента времени t=19.9 мин

Данный режим реализуется, например, при $P_0 - P_e = 0.1$ и $T_0 = 800$ K, т.е. при интенсивном вдуве не очень горячего воздуха. На рис. 3 приведены для данного режима изолинии в один момент времени.

Заключение. С помощью предложенной математической модели было установлено, что, меняя скорость подачи окислителя, его температуру и концентрацию, можно моделировать и прогнозировать различные режимы горения: высокотемпературный, низкотемпературный, режим тления. При этом рассматриваемая модель позволяет определять суммарную массу выбрасываемых α – компонентов газовой фазы. Если радиус печи R мало отличается от радиуса колосников r_0, а высота сжигаемого слоя топлива, по крайней мере, в два раза меньше радиуса печи, то для определения интегральных характеристик явления можно использовать одномерную математическую модель рассмотренных выше процессов горения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Звягильская А.И., Субботин А.Н. Влияние влагосодержания и тепло - и массообмена с окружающей средой на критические условия возникновения очага низового пожара // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, №5. С. 99 -106.
2. Исаков Г.Н., Субботин А.Н. Моделирование и оптимизация процессов высокотемпературной утилизации промышленных отходов // Третий Сибирский конгресс по промышленной и индустриальной математике: Сб. тезисов докладов Третьего Сибирского конгресса по промышленной и индустриальной математике (ИНПРИМ-98). Новосибирск: Изд-во Института математики СО РАН, 1998. Т. 5. С. 123-124.
3. Исаков Г.Н. Тепломассоперенос и воспламенение в гетерогенных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 142 с.
4. Исаков Г.Н., Субботин А.Н. Тепломассообмен при высокотемпературной утилизации отходов деревообработки в цилиндрическом реакторе. //Тепломассообмен ММФ-2000: Материалы Четвертого Минского форума (MIF-2000). Минск: Изд-во НАНБ, 2000. Т. 10. С. 418-427.
5. Субботин А.Н. Влияние тепломассообмена на критические условия зажигания и горения торфяника // Сибирский физико–технический журнал. 1992. №6. С. 133-137.
6. Берцун В.Н., Гришин А.М., Зинченко В.И., Субботин А.Н. // Итерационно–интерполяционный метод решения некоторых нелинейных краевых задач // Тепло– и массоперенос. Минск: Изд-во АН БССР, 1972. Т. 2, Ч. 1. С. 422-426.
7. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
8. Исаков Г.Н., Касьянов Г.С. Влияние процессов испарения на зажигание влажной древесины в потоке газообразного окислителя // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, №2. С. 17-24.
9. Краткий справочник физико-химических величин // Под ред. Мищенко К.П. и Равделя А.А. Л.: Химия, 1967. 182 с.
10. Померанцев В.В. и др. // Основы практической теории горения. Л.: Энергия, 1986. 309 с.
11. Теплотехнический справочник. // Под ред. В.Н. Юренева, Н.Д. Лебедева, М.: Энергия, 1976. 896 с.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОМАССООБМЕНА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КОКСУЮЩИХСЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Касьянов Г.С., Несмелов В.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529880, факс (3822) 529347

Композиционные материалы на основе термореактивных смол и тугоплавких наполнителей нашли применение в аэрокосмической технике для тепловой защиты элементов конструкции летательных аппаратов, подверженных воздействию высоких температур. Интенсивное развитие органической химии и материаловедения привело к созданию большого количества новых рецептур материалов, обладающих улучшенными теплозащитными свойствами. Для определения их паспортных данных возникает необходимость совершенствования методов исследования свойств, в частности, измерения температурных полей в образцах теплозащитных покрытий (ТЗП) и диагностики тепловых нагрузок при проведении испытаний [1].

В настоящей работе был проведен сравнительный анализ результатов измерения температур в углепластиках с помощью термопар различной конструкции, а также влияния способа их установки в образцах на регистрируемые параметры.

1. Методика проведения эксперимента

Для испытаний были выбраны образцы в форме цилиндра диаметром 50 мм, толщиной 10 мм из углепластика на основе фенолформальдегидного связующего и контурной полой углеродной ткани трехмерной структуры. Термопары из вольфрам - рениевой проволоки (ВР 5/20) толщиной 50 мкм сваривались двумя способами (встык и в скрутку) и устанавливались в исследуемых образцах на заданном расстоянии y* = 1,600 ± 0,025 мм от нагреваемой поверхности ТЗП. Схема установки термопар в образце показана на рис. 1.

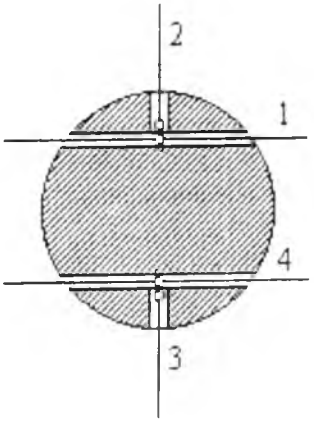


Рис. 1. Схема установки термопар в образце ТЗП

Для оценки влияния шунтирования на результаты измерений термопары 1 – 3 с помощью напыления покрывались слоем оксида циркония толщиной ≈ 1 мкм. Термопара 4 покрытия не имела.

Эксперимент проводился следующим образом. Образец ТЗП после установки термопар теплоизолировался с тыльной и боковой поверхности слоем асбоцемента толщиной 10 мм с целью исключения влияния внешней среды на температурные поля и соблюдения процесса одномерности распространения тепла. Открытая поверхность подвергалась воздействию продуктов сгорания ацетилено - кислородной смеси в течение заданного времени. Электрические сигналы с термопар записывались на осциллографе Н-115.

После проведения отжига в поток вводился датчик теплового потока с калориметрической вставкой из асбоцемента, по форме и размерам идентичной исследуемому образцу (теплоемкость c_{ps} = 837 Дж/(кг·К), плотность ρ_s = 1800 кг/м^3, теплопроводность λ_s = 0,349 Вт/(м·К) с П-образной термопарой из хромель-алюмелевой проволоки диаметром ≈ 50 мкм на поверхности. Результаты показаний датчика теплового потока в дальнейшем использовались для определения параметров набегающего газового потока – коэффициента теплоотдачи α и температуры газа T_e.

2. Диагностика тепловой нагрузки

Математически задача прогрева описывалась уравнением сохранения энергии:

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y}\right) \qquad (1)$$

с начальными и граничными условиями:

$T_s(y, 0) = T_s(\infty, t) = T_0$;

$$-\lambda_s \cdot \partial T_s(0,t)/\partial y = \alpha(T_e - T_w); \qquad (2)$$

$\partial T_s(\infty,t)/\partial y = 0$; $T_s(0,t) = T_w(t)$.

Задача допускает аналитическое решение, которое для температуры в твердом теле имеет вид [1]:

$$T_s = T_0 + (T_e - T_0)\cdot[\theta(u_1 + u) - \theta(u)]\cdot\exp(-u_1^2), \qquad (3)$$

где $u = \alpha\sqrt{a_s t}/\lambda_s$; $u_1 = y/(2\sqrt{a_s t})$; $a_s = \lambda_s/(\rho_s c_{ps})$;

$\theta(z) = 1 - [1 - \mathrm{erf}(z)]\cdot\exp(z^2)]$;

$$erf(u) = 2\pi^{-0.5}\cdot\int_0^u \exp(-x^2)dx;$$

t – время; T_s – измеренная температура калориметра на расстоянии y* от нагреваемой поверхности; T_0 – начальная температура.

Для температур T_{w1}, T_{w2}, (T_w – температура поверхности), измеренных в моменты времени t_1, t_2 на поверхности калориметра исключив из (3) T_e, получим выражение для определения α

$$\chi = \frac{T_{w1} - T_0}{T_{w2} - T_0} = \frac{1 - [1 - erf(u_1)]\cdot\exp(u_1^2)}{1 - [1 - erf(u_2)]\cdot\exp(u_2^2)}. \qquad (4)$$

В уравнении (4) левая часть уравнения содержит известные из эксперимента величины, а правая

неизвестный параметр α. Значение α находилось методом последовательных приближений, а затем из уравнения (3) определялась величина T_e. После определения параметров α и T_e величина теплового потока q_w в каждый заданный момент времени t_j определялась по формуле

$$q_w(t_j) = \alpha\,[T_e - T_w(t_j)]$$

В табл. 1 в качестве примера приведены результаты расчета коэффициента теплоотдачи α и температуры газового потока T_e по показаниям датчика теплового потока при обтекании потоком продуктов сгорания ацетилено - кислородной смеси (доверительные интервалы определены при уровне значимости q = 0,05). Выборка количества экспериментальных точек, необходимых для оценивания искомого параметра с заданной точностью, производилась по формуле $N = 1 + (\delta_y \cdot z / \delta_L)^2$, где L – доверительный интервал ($L = 2z \cdot \sigma_x / \sqrt{N}$), z – аргумент интегральной функции нормированного нормального распределения

$$F(z) = (2\pi)^{-0,5} \int_{-\infty}^{z} \exp(-x^2)\,dx,$$

$$\sigma_x = [(N-1)^{-1} \cdot \sum_{j=1}^{N} (y_j - y)^2]^{0,5}, \quad y = N^{-1} \cdot \sum_{j=1}^{N} y_j,$$

y – искомый параметр.

Таблица 1

Результаты определения параметров конвективного теплообмена при обтекании образца потоком продуктов сгорания ацетилено - кислородной смеси (опорная точка T_{w2} =1376 K при t = 1,0 с)

t, с	T_w, K	χ	α, Вт/(м²К)	T_e, K
0	295	0	-	-
0,2	870	0,531915	310	3439
0,4	1061	0,708603	306	3459
0,6	1191	0,828862	303	3476
0,8	1292	0,922295	313	3402
1,0	1376	1,000000	-	-
Среднее значение			308	3444
Доверительный интервал			± 7	± 51

Из табл. 1 видно, что использованный метод позволяет с хорошей точностью определять параметры конвективного теплообмена по показаниям датчика в условиях обтекания высокотемпературным газовым потоком.

3. Определение температур разрушения ТЗП

В табл. 2 приведены результаты измерения температур T_{sj} в образце углепластика, полученные при отжиге ТЗП в потоке продуктов сгорания ацетилено - кислородной смеси для условий теплообмена из табл. 1 (индексы j = 1,...,4 соответствуют номеру термоприемника на рис. 1), и относительные погрешности их определения, вычисленные по формуле

$$\Delta_j = (T_j - \bar{T})/\bar{T}, \qquad \text{где } \bar{T} = N^{-1} \sum_{j=1}^{3} T_j .$$

Таблица 2

Результаты измерения температур T_{sj} в образце углепластика термопарами различной конструкции при отжиге в потоке продуктов сгорания ацетилено - кислородной смеси

t, с	T_{s1}, K	T_{s2}, K	T_{s3}, K	T_{s4}, K	Δ_1, %	Δ_2, %	Δ_3, %	Δ_4, %
0	295	295	295	295	-	-	-	-
5	560	505	480	378	9	2	7	30
10	770	680	635	410	11	2	9	46
15	918	800	770	430	11	4	7	51
20	1022	900	900	440	9	4	4	54
25	1088	980	970	450	7	-3	4	57

Из табл. 2 видно, что термоприемники, изолированные от электропроводящего материала слоем оксида циркония, позволяют измерять температуру разрушающегося теплозащитного материала с погрешностью не более ≈ 11 %. Для термопар, электроды которых не покрыты электронепроводящим материалом, погрешность измерения температуры может составлять от ≈ 30 до ≈ 60 %.

4. Определение теплофизических характеристик ТЗП

Определение теплофизических характеристик угленаполненных композиций проводилось двумя разными методами. До ≈ 400 С° исследования проводились на стандартных теплофизических приборах ИТ - С 400 и ИТ - λ - 400. В качестве образцов для исследования были выбраны ТЗП марок УП-ЦТ и УП-ЦОО. Для исследований использовались образцы диаметром 15± 0,05 мм высотой 9,7 ± 0,04 мм.

Для контроля за определяемыми параметрами был использован оригинальный метод определения теплофизических характеристик по температурным полям в образце исследуемого материала в условиях одностороннего конвективного нагрева. С этой целью проводился односторонний нагрев образцов по методике, изложенной выше. Измерялись температуры на поверхности и на расстоянии y* от нагреваемой поверхности ТЗП.

Математически задача до момента начала разложения описывалась системой уравнений (1) - (2), имеющей аналитическое решение (3). При известных параметрах конвективного теплообмена α и T_e значения теплофизических характеристик рассчитывались из результатов измерения температур на поверхности и в глубине образца по формулам:

$$\lambda_s = N^{-1} \sum_{j=1}^{N} [\alpha \cdot y/(2u_j \cdot u_{1j})], \quad a_s = N^{-1} \sum_{j=1}^{N} [\lambda_s y u_j /(2\alpha t_j u_{1j})].$$

При обработке экспериментальных результатов были получены следующие значения теплофизических характеристик углепластиков:

УП-ЦТ – λ_s = 0,45 Вт/(м·К), $a_s = 3{,}45 \cdot 10^{-7}$ м²/с;

УП-ЦОО – λ_s = 0,32 Вт/(м·К), $a_s = 2{,}62 \cdot 10^{-7}$ м²/с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ С КЕРАМИЧЕСКИМ ФИТИЛЕМ

Колоусова А.А.

Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30,
тел. (3822) 420833, факс (3822) 420833
E-mail: matveev@tpu.ru

Введение. Крупномасштабное внедрение в системах обеспечения теплового режима (СОТР) на базе тепловых труб (ТТ) как в радиоэлектронике, так и в космическом приборостроении осложнено в основном проблемами технической и технологической реализации таких систем. Одной из основных проблем являются ограничения по материалам, применяемым для изготовления корпуса и фитиля тепловой трубы [1]. Известно, что высокотеплопроводные металлы имеют ряд недостатков, ограничивающих эффективность их применения в качестве материалов для изготовления капиллярных структур тепловых труб (например, относительно низкая смачиваемость для ряда перспективных хладагентов). Альтернативным решением по материалам фитиля могут быть композитные или керамические материалы, имеющие, например, меньшую плотность и более высокую смачиваемость по сравнению с металлами. Представляет интерес численный анализ температурных полей в поперечном сечении тепловой трубы, включающем [1] соединительный элемент, корпус трубы, капиллярную структуру (фитиль) и проходящем через зону испарения (рис. 1).

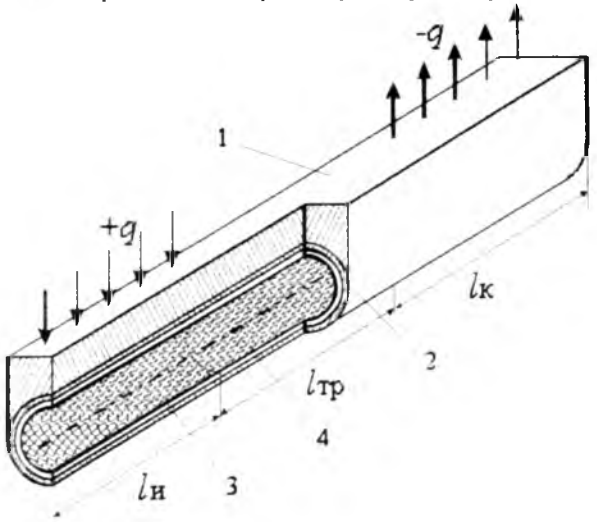


Рис. 1. Схема системы «соединительный элемент – тепловая труба»: *1* – соединительный элемент; *2* – корпус; 3 – фитиль; *4* – паровой канал; $l_и$ – зона испарения, м; $l_{тр}$ – транспортная зона, м; $l_к$ – зона конденсации, м; $+q$ – подводимый, Вт/м^2; $-q$ – отводимый тепловой поток, Вт/м^2

Целью данной работы является численное моделирование температурных полей в поперечном сечении ТТ с соединительным элементом из металла с высокой теплопроводностью (алюминия) и с корпусом и фитилем из композиционного материала с относительно низкой теплопроводностью.

Постановка задачи. Решена задача теплопроводности для области, состоящей из соединительного элемента, корпуса трубы, фитиля и парового канала. На внешней границе соединительного элемента задан тепловой поток известной величины, обусловленный тепловыделением прибора РЭА. На границе раздела «фитиль – паровой канал» осуществляется испарение жидкого хладагента, заполняющего капиллярную структуру трубы, со скоростью, величина которой определяется температурой поверхности испарения и давлением насыщенного пара хладагента. Предполагалось, что на всех границах раздела осуществляется идеальный тепловой контакт, соответствующий обычным граничным условиям четвертого рода [2] (кроме границы испарения). Задача решалась в двумерной постановке в связи с непараллельностью границ между отдельными элементами и сложной конфигурацией области решения.

При постановке задачи приняты следующие основные допущения:

1) теплофизические характеристики в зоне фитиля тепловой трубы рассчитываются как эффективные с учётом объёмных долей каждой компоненты; 2) приход жидкого хладагента в зону испарения равен расходу парообразного охладителя в этой зоне (процесс массообмена стационарен) и координаты границы испарения не смещаются; 3) теплофизические характеристики (теплопроводность, теплоемкость) не зависят от температуры; 4) вся внешняя поверхность области решения теплоизолирована, за исключением участка $x=0$, $0 \le y \le L$ (источник подвода тепла).

Метод решения. Задача решена методом конечных разностей. Дифференциальные уравнения в частных производных представляли в виде разностных двумерных уравнений [3].

Для соединительного элемента использовалась прямоугольная разностная сетка. Для ТТ, представляющей собой трехслойный цилиндр, использовалась сферическая разностная сетка. На границах между областями проводилось сопряжение прямоугольной и сферической сеток.

Результаты и обсуждение. Численные исследования проведены в диапазоне изменения параметров, характерном для режимов работы СОТР РЭА или систем обеспечения теплового режима бортовой аппаратуры КА.

На рис. 2 приведены распределения температур по радиальной координате для двух вариантов реализации рассматриваемой системы: 1) корпус и фитиль из композита; 2) корпус и фитиль из алюминия.

Хорошо видно, что перепады температур (в идентичных условиях) для этих двух вариантов конструктивно-материаловедческого исполнения отли-

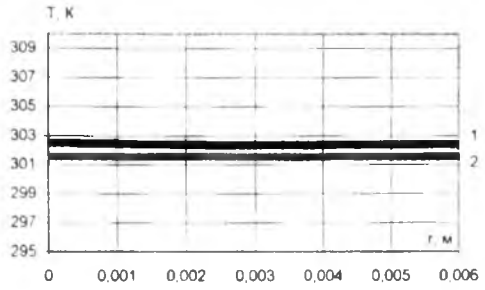


Рис. 2. Распределение температур по радиальной координате в поперечном сечении ТТ в зоне испарения при q=1000 Вт/м^2 при θ=π/2: 1 – корпус и фитиль из композита (доля хладагента в фитиле составляла 50 %); 2 – корпус и фитиль из алюминия (доля хладагента в фитиле составляла 50 %)

чаются очень незначительно, в первом случае меньше градуса (0,2 К), во втором 0,1 К. Можно сделать вывод о возможности использования в качестве материала для изготовления фитиля ТТ композиционных или керамических материалов с существенно более низкими по сравнению с алюминием или медью коэффициентами теплопроводности. При этом абсолютные значения температур на "посадочном" месте прибора (верхняя граница области решения) также изменяются незначительно (от 301,5 до 302,4 К) и составляют около 1,5–2 К при замене алюминиевой капиллярной структуры на композитную (или керамическую с близкими теплофизическими характеристиками).

Учитывая специфические условия теплообмена на границах рассматриваемой области и каждой из подобластей, целесообразно оценить неоднородность поля температур при изменении угловой координаты. На рис. 3 и 4 приведены распределения температур по угловой координате в типичном поперечном сечении ТТ в зоне испарения при r=R (на поверхности корпуса ТТ) и при r=$r_к$ (в слое композита) для случаев с разной заданной интенсивностью теплового потока на внешней поверхности ТТ (q = 500, 1000 и 3000 Вт/м^2). Хорошо видно, что перепад температур по алюминиевому корпусу составляет десятые доли градуса при разных q. Перепад температур по фитилю, изготовленному из материала с низкой теплопроводностью (λ=1,5 Вт/мК), на порядок отличающейся от теплопроводности материала корпуса, составляет всего ≈3 К при тепловом потоке 500 Вт/м^2.

С увеличением потока до 3000 Вт/м^2 перепад температур увеличивается и составляет около 8 К, что также достаточно мало для материала с такими теплофизическими характеристиками. Можно сделать вывод, что даже в капиллярной структуре из композита при выходе на стационарный режим работы ТТ отклонения температур по угловой координате не превышают 8–9 К при типичных для тепловых труб КА тепловых нагрузках.

Выбор сеточных параметров осуществлялся после достижения выхода на стационарный режим работы ТТ, и температурное поле не зависело от значений шагов по пространственным и временным

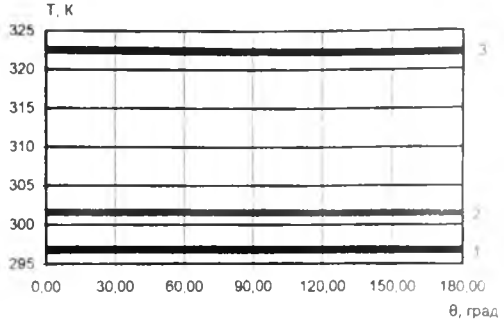


Рис. 3. Распределение температур в зоне испарения по угловой координате в области посадочного места прибора (по корпусу ТТ) при $r=R$:
1 – q=500 Вт/м^2; 2 – q= 1000 Вт/м^2; 3 – q=3000 Вт/м^2

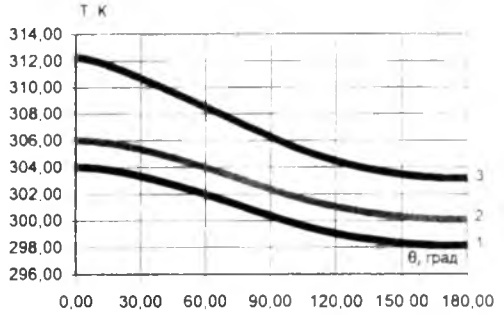


Рис. 4. Распределение температур в зоне испарения по угловой координате в фитиле из композита при $r=r_к$: 1 – q=500 Вт/м^2; 2 – q=1000 Вт/м^2; 3 – q=3000 Вт/м^2

координатам. Также критерием консервативности используемой разностной схемы являлось выполнение условий теплового баланса в рассматриваемой системе.

Полученные результаты дают основание сделать вывод о том, что фитиль с малой теплопроводностью не вносит значимых изменений в температурное поле ТТ. Материал, из которого изготовлена капиллярная система фитиля, может иметь теплопроводность, на порядки (по крайней мере два) отличающуюся от теплопроводности материала корпуса трубы. При этом труба будет работать в практически адекватном режиме.

Заключение. На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что при низкой теплопроводности материалов, из которых изготовлена капиллярная система фитиля тепловой трубы, неоднородность граничных условий на внешнем контуре трубы практически не влияет на температурное поле в поперечном сечении трубы, соответствующем зоне испарения. При изготовлении фитилей ТТ можно использовать композиционные и керамические материалы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев В.А., Арефьев В.А. Тепловые трубы для охлаждения и термостатирования радиоэлектронной аппаратуры. М.: Энергия, 1979.

2. Лыков А.В. Теория теплопроводности: Учебное пособие для вузов. М.: Высшая школа, 1967.

3. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984.

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В ТРЕХСЛОЙНОМ НАРУЖНОМ ОГРАЖДЕНИИ С КОННЕКТОРОМ

Кузин А.Я., Мирошниченко Т.А., Хон С.В.
Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003 г. Томск, пл. Соляная, 2
тел. (3822) 654281
E-mail: kaftgs@tsuab.ru

Современные требования к наружным ограждениям по теплозащитным свойствам, легкости и дешевизне [1] обусловливают применение эффективных утеплителей и связующих гибких связей (коннекторов), выполненных из различных материалов. Негативный эффект применения коннекторов, являющихся мостиками холода, может сказаться в охлаждении помещений за счет отвода тепла в более холодную наружную среду. В связи с этим при проектировании наружных ограждений необходимо корректно учитывать влияние коннекторов на тепловое состояние многослойных наружных ограждений в нестационарных условиях.

Физическая и математическая постановка рассматриваемой задачи для трехслойного наружного ограждения со стальным коннектором при постоянных теплофизических характеристиках (ТФХ) материалов слоев ограждения и коннектора и неизменности температуры внешней среды, а также объяснение механизма передачи тепла по коннектору впервые были даны в [2]. В развитие данной работы рассмотрим более общую постановку задачи с учетом переменности ТФХ материалов слоев ограждения и коннектора и зависимости температуры наружного воздуха от времени. Двумерность, нестационарность и многопараметричность рассматриваемой задачи требуют разработки эффективной (по точности получаемого решения, затратам времени счета и адаптации программы под различные конфигурации наружных ограждений с коннекторами) численной технологии.

Теплоперенос через многослойное наружное ограждение рассмотрен на примере типичного трехслойного наружного ограждения с включением в виде цилиндрического коннектора (рис. 1). Внутренний и наружный слои ограждения представляют собой кирпичные кладки, средний слой – утеплитель. Концы коннектора заделаны во внутренний и наружный слои ограждения. Известны геометрические размеры слоев ограждения и коннектора и их ТФХ (λ_i, ρ_i, c_i, $i = 1,4$), зависящие в общем случае от температуры и влагосодержания. Индексы 1–3 характеризуют внутренний, средний и наружный слои ограждения, индекс 4 – коннектор. Заданы температуры наружной $t_{g,e}(\tau)$ и внутренней $t_{g,ins}$ сред, а также коэффициенты теплоотдачи на наружной α_w и внутренней α_0 поверхностях ограждения. Вне зоны влияния коннектора известен профиль температуры по толщине ограждения, полученный из аналитического решения одномерной стационарной задачи теплопроводности [1].

Сформулированная задача решена в цилиндрической системе координат, начало которой расположено на внутренней поверхности стены, ось x направлена по нормали к стене, ось r – вдоль нее; ось коннектора совмещена с осью x (рис. 1).

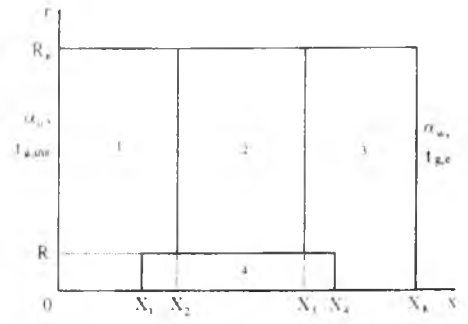


Рис. 1

При численной реализации расчетная область задачи $D\{0 \le x \le X_k, 0 \le r \le R_k, 0 \le \tau \le \tau_{fin}\}$ разбивалась на четыре подобласти, представляющие собой внутренний (1), средний (2) и наружный (3) слои стены без коннектора и коннектор (4). Теплоперенос в каждой из подобластей описывался нелинейным нестационарным двумерным уравнением теплопроводности

$$(\rho c)_i \frac{\partial t_i}{\partial \tau} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\lambda_i \frac{\partial t_i}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_i \frac{\partial t_i}{\partial x}\right), i = 1,4, \quad (1)$$

$x, r, \tau \in D$.

Система уравнений (1) замыкалась начальными и граничными условиями:

$$t_i|_{\tau=0} = t_{i,in}(x),\ x \in D,\ i = 1,4; \quad (2)$$

$$-\lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial x}\Big|_{x=0} = \alpha_0 (t_{g\,ins} - t_0),\ 0 \le r \le R_k; \quad (3)$$

$$\lambda_3 \frac{\partial t_3}{\partial x}\Big|_{x=X_k} = \alpha_w (t_{g,e} - t_w),\ 0 \le r \le R_k; \quad (4)$$

$$\frac{\partial t_i}{\partial \tau}\Big|_{\tau=0} = 0,\ i = 1, 3, 4,\ 0 \le x \le X_k; \quad (5)$$

$$\frac{\partial t_i}{\partial r}\Big|_{r=R_k} = 0,\ i = 1,3,\ 0 \le x \le X_k; \quad (6)$$

$$t_1|_{x=X_1} = t_4|_{x=X_1},$$

$$\lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial x}\Big|_{x=X_1} = \lambda_4 \frac{\partial t_4}{\partial x}\Big|_{x=X_1},\ 0 \le r \le R; \quad (7)$$

$$t_4|_{x=X_4} = t_3|_{x=X_4},$$

$$\lambda_4 \frac{\partial t_4}{\partial x}\Big|_{x=X_4} = \lambda_3 \frac{\partial t_3}{\partial x}\Big|_{x=X_4},\ 0 \le r \le R; \quad (8)$$

$$t_{1\,x=X_2} = t_{2\,x=X_2},$$

$$\lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial x}_{x=X_2} = \lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial x}_{x=X_2}, \quad R < r \le R_1; \qquad (9)$$

$$t_{2\,x=X_3} = t_{3\,x=X_3},$$

$$\lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial x}_{x=X_3} = \lambda_3 \frac{\partial t_3}{\partial x}_{x=X_3}, \quad R < r \le R_2, \qquad (10)$$

$$t_{4\,r=R} = t_{1\,r=R},$$

$$\lambda_4 \frac{\partial t_4}{\partial r}_{r=R} = \lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial r}_{r=R}, \quad X_1 \le x \le X_2; \qquad (11)$$

$$t_{4\,r=R} = t_{2\,r=R},$$

$$\lambda_4 \frac{\partial t_4}{\partial r}_{r=R} = \lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial r}_{r=R}, \quad X_2 < x < X_3; \qquad (12)$$

$$t_{4\,r=R} = t_{3\,r=R},$$

$$\lambda_4 \frac{\partial t_4}{\partial r}_{r=R} = \lambda_3 \frac{\partial t_3}{\partial r}_{r=R}, \quad X_3 \le x \le X_4, \ \tau \in [0, \tau_{fin}]. \qquad (13)$$

На границах расчетной области $x = 0$ и $x = X_k$ выполнялись условия конвективного теплообмена (3), (4); на оси $r = 0$ – условия симметрии (5); на периферии области при $r = R_k$ – условие независимости процесса теплопереноса от r (6); на внутренних границах подобластей 1 – 4 – условия четвертого рода (7)–(13).

Численное решение задачи осуществлялось с помощью метода расщепления Н.Н. Яненко. Полученные в результате расщепления одномерные уравнения теплопроводности в однослойных и многослойных областях в направлениях x и r рассчитывались итерационно-интерполяционным методом с итерациями по коэффициентам с заданной точностью. Модульный принцип построения программы позволяет быстро адаптировать ее под любую конфигурацию многослойного наружного ограждения и глубину заделки коннектора. Отдельные программные модули и вся программа в целом тестировались на известных решениях. Время счета базового варианта задачи при физическом времени процесса τ_{fin} = 72 ч, числе узлов по x, r 65 × 200, шаге по времени h_τ = 30 с не более 3.5 мин на ПЭВМ PENTIUM - 3.

На рис. 2, 3 показано распределение по толщине ограждения температуры на оси r = 0 (рис. 2) и перепада температур $\Delta t(x) = t(x,\infty) - t(x,0)$ (рис. 3) в моменты времени 0 (1), 180 (2), 1800 (3) и 86400 (4) с при наличии в ограждении коннектора из арматурной стали. По сравнению со стационарным профилем температуры в ограждении без коннектора наличие коннектора приводит к понижению температуры в зоне его размещения до сечения с максимальным значением трансмиссионной теплоты x = = 0.455 м и повышению температуры после этого сечения. Основная часть теплоты до сечения x = = 0.455 м поступает в коннектор через боковые поверхности. Затем в зоне отрицательных температур теплота отводится от коннектора через его боковые поверхности и торец к материалам наружной стены.

Наибольшие возмущения температурного поля происходят в зонах контакта внутреннего и внешнего слоев стены с утеплителем, меньшие возмущения имеют место вблизи торцов коннектора.

Рис. 4 демонстрирует влияние ТФХ коннектора на распределение перепада температур в радиальном направлении $\Delta t(x) = t(x,\infty) - t(x,0)$ в момент времени τ = 1 ч. Здесь кривые 1–3 соответствуют коннекторам из арматурной стали (1), нержавеющей стали (2) и углепластика (3).

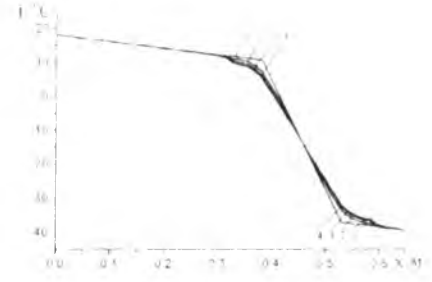


Рис. 2

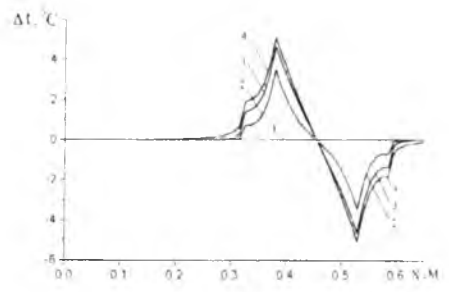


Рис. 3

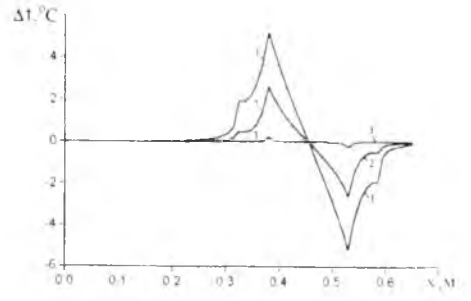


Рис. 4

Исследовано влияние коннектора на тепловое состояние трехслойного наружного ограждения для различных утеплителей при циклическом изменении температуры наружного воздуха.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. СНиП II-3-79* Строительная теплотехника / Госстрой России. М.: ГУП ЦПП, 2000. 29 с.

2. Хуторной А.Н., Цветков Н.А., Скачков С.И. // Теплоперенос в плоской трехслойной системе с теплопроводным несквозным включением // ИФЖ. 2002. Т. 75, № 5. С. 146 – 148.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОУСТОЙЧИВОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ НАРУЖНЫХ ОГРАЖДЕНИЙ

Кузин А.Я., Мирошниченко Т.А., Хон С.В.
Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003, г. Томск, пл. Соляная, 2,
тел. (3822) 654281
E-mail: kaftgs@tsuab.ru

Многослойные наружные ограждения широко используются в промышленном и гражданском строительстве. Эффективным способом оценки их теплового и влажностного состояния в нестационарных условиях является применение математического моделирования, основанного на математической модели многофазной пористой реагирующей среды и эффективном численном алгоритме решения с применением быстродействующей компьютерной техники [1]. Несомненный научный и практический интерес представляют разработка на этой основе программно-вычислительного комплекса и оценка с его помощью теплоустойчивости типичных многослойных наружных ограждений при циклическом изменении температуры наружного воздуха.

Рассматривается процесс тепло- и влагопереноса в типичном четырехслойном наружном ограждении, состоящем из кирпичных кладок (слои 1,3), утеплителя (2) и штукатурки (4). Толщины слоев 1–4 равны 0.38, 0.15, 0.12 и 0.02 м соответственно. Нумерация слоев идет со стороны помещения. Каждый слой ограждения моделируется трехфазной пористой реагирующей средой, состоящей из твердого наполнителя (каркаса), влаги в связанном и свободном состояниях и паровоздушной смеси. Свободная влага в ограждении перемещается под действием диффузионных и капиллярных сил. Коэффициенты диффузии влаги в общем случае зависят от температуры и влагосодержания При достижении насыщения пар конденсируется. Паровоздушная смесь в ограждении фильтруется по порам под действием градиента барометрического давления и парциального давления пара. Массовая концентрация пара меняется за счет конвективного переноса паровоздушной смеси, диффузии пара и испарения связанной и свободной влаги.

Для описания процесса нестационарного тепло- и массопереноса с фазовыми превращениями влаги в четырехслойном наружном ограждении используется следующая математическая модель:

$$(\rho c)_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}(\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial y}) - c_{pg,i}\varphi_{g,i}(\rho u)_{g,i}\frac{\partial T_i}{\partial y} + Q_1 W_{1,i} + Q_2 W_{2,i}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho_{g,i}\varphi_{g,i})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_{g,i}\varphi_{g,i}u_{g,i})}{\partial y} = W_{1,i} + W_{2,i}; \quad (2)$$

$$p_{g,i} = \frac{\rho_{g,i}RT_i}{M_{g,i}}; \quad (3)$$

$$u_{g,i} = -\frac{k_{g,i}}{\mu_{g,i}}\frac{\partial p_{g,i}}{\partial y},\ k_{g,i} = k_*\varphi_{g,i}^3(1-\varphi_{g,i})^{-2}; \quad (4)$$

$$\varphi_{s,i} = \text{const}; \quad (5)$$

$$\rho_v \frac{\partial \varphi_{v,i}^t}{\partial t} = -W_{1,i}; \quad (6)$$

$$\rho_v \frac{\partial \varphi_{v,i}^c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}[\rho_v(1-\varphi_{s,i})D_{v,i}\frac{\partial \varphi_{v,i}^c}{\partial y}] - W_{2,i}; \quad (7)$$

$$\varphi_{g,i} = 1 - \varphi_{s,i} - \varphi_{v,i}^t - \varphi_{v,i}^c; \quad (8)$$

$$\varphi_{g,i}\rho_{g,i}\frac{\partial c_{f,i}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}(\varphi_{g,i}\rho_{g,i}D_{f,i}\frac{\partial c_{f,i}}{\partial y}) - \varphi_{g,i}\rho_{g,i}u_{g,i}\frac{\partial c_{f,i}}{\partial y} + (1-c_{f,i})(W_{1,i}+W_{2,i}); \quad (9)$$

$$W_{1,i} = k_{01}\varphi_{v,i}^t\rho_v\exp(-L_1/RT_i),$$

$$W_{2,i} = \frac{A_2\varphi_{v,i}^c\rho_v(p_{*,i}-p_{f,i})}{\sqrt{2\pi RT_i/M_v}},\ p_{*,i} = p_0\exp(-\frac{L_2}{RT_i}),$$

$$p_{f,i} = p_{g,i}c_{f,i}M_{g,i}M_f^{-1},\ M_{g,i}^{-1} = c_{f,i}M_f^{-1} + c_{a,i}M_a^{-1},$$

$i = 1,4;\ 0 < y < y_4(t);\ 0 < t \le t_{fin}$;

$t = 0$: $T_i = T_i^{in}$, $p_i = p_i^{in}$, $\varphi_{v,i}^t = \varphi_{v,i}^{t,in}$, $\varphi_{v,i}^c = \varphi_{v,i}^{c,in}$, $c_{f,i} = c_{f,i}^{in}$; (10)

$y = 0$: $-\lambda_1\frac{\partial T_1}{\partial y} = \alpha_0(T_{g,ins} - T_0)$; (11)

$$-\rho_v D_{v,1}\frac{\partial \varphi_{v,1}^c}{\partial y} = \beta_{v,0}(\varphi_{v,ins} - \varphi_{v,0}^c); \quad (12)$$

$$-\varphi_{g,1}\rho_{g,1}D_{f,1}\frac{\partial c_{f,1}}{\partial y} = \beta_{T,0}(c_{f,ins} - c_{T,0}); \quad (13)$$

$$p_{g,0} = p_{g,ins}; \quad (14)$$

$y = y_i$: $\varphi_{v,i}^c = \varphi_{v,i+1}^c$, $D_{v,i}\frac{\partial \varphi_{v,i}^c}{\partial y} = D_{v,i+1}\frac{\partial \varphi_{v,i+1}^c}{\partial y}$; (15)

$c_{f,i} = c_{f,i+1}$,

$$\varphi_{g,i}\rho_{g,i}D_{f,i}\frac{\partial c_{f,i}}{\partial y} = \varphi_{g,i+1}\rho_{g,i+1}D_{f,i+1}\frac{\partial c_{f,i+1}}{\partial y}; \quad (16)$$

$p_{g,i} = p_{g,i+1}$,

$$\frac{\rho_{g,i}\varphi_{g,i}k_{g,i}}{\mu_{g,i}}\frac{\partial p_{g,i}}{\partial y} = \frac{\rho_{g,i+1}\varphi_{g,i+1}k_{g,i+1}}{\mu_{g,i+1}}\frac{\partial p_{g,i+1}}{\partial y}, \quad (17)$$

$i = \overline{1,3}$; $0 < t \le t_{fin}$;

$y = y_4(t)$: $\lambda_4\frac{\partial T_4}{\partial y} = \alpha_w(T_e - T_w) + q_{rad} - \varepsilon_w\sigma T_w^4$; (18)

$$\rho_v D_{v,4}\frac{\partial \varphi_{v,4}^c}{\partial y} = \beta_{v,w}(\varphi_{v,e} - \varphi_{v,4}^c); \quad (19)$$

$$\varphi_{g,4}\rho_{g,4}D_{f,4}\frac{\partial c_{f,4}}{\partial y} = \beta_{f,w}(c_{f,e} - c_{f,w}); \quad (20)$$

$$p_{g,4} = p_{g,e}; \quad (21)$$

$$\lambda = \sum_{j=1}^{3} \lambda_j \varphi_j \ , \ \rho c_p = \sum_{j=1}^{3} (\rho c_p)_j \varphi_j \ , \ j = \overline{1,3} = s, v, g \qquad (22)$$

Математическая модель (1) – (22) состоит из уравнений сохранения энергии (1), уравнений неразрывности (2), состояния (3) и сохранения количества движения в форме линейного закона Дарси для паровоздушной смеси (4), уравнений сохранения массы для наполнителя (5) и связанной влаги (6), уравнений диффузии для свободной влаги (7), алгебраического интеграла (8), уравнений неразрывности для пара (9). Система уравнений (1) – (9) замыкается начальными и граничными условиями (10) – (21). На внутренней и наружной границах ограждения используются условия баланса тепла и массы, на границах слоев внутри ограждения – равенство функций и их потоковых величин. Коэффициенты проницаемости $k_{g,l}$ определяются по формуле Козени – Кармана. Радиационный теплообмен в порах учитывается через эффективные коэффициенты теплопроводности. Процесс испарения связанной влаги W_1 происходит по закону Аррениуса, а процессы испарения и конденсации свободной влаги W_2 – по закону Герца – Кнудсена. Начало координат расположено на внутренней поверхности ограждения.

При записи математической модели (1)–(22) использованы следующие обозначения: T – температура, К; p_g – давление паровоздушной смеси в порах, Па; ρ – плотность, кг/м^3; φ – объемная доля; c – массовая концентрация; y – пространственная координата, м; t – время; u_g – скорость фильтрации паровоздушной смеси, м/с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); c_p – коэффициент удельной теплоемкости, Дж/(кг·К); μ – коэффициент динамической вязкости, Па·с; k – проницаемость пористой среды, м^2; D – коэффициент диффузии, м^2/с; α – коэффициент теплообмена, Вт/(м^2·К); β – коэффициент массообмена, кг/(м^2·с); W_1 – скорость испарения связанной влаги, кг/(м^3·с); W_2 – скорость испарения (конденсации) свободной влаги (по закону Герца–Кнудсена), кг/(м^3·с); L_1, k_{01}, Q_1 – энергия активации (Дж/моль), предэкспонент (с$^{-1}$) и тепловой эффект (Дж/кг) процесса испарения связанной влаги; L_2 – теплота испарения свободной влаги, Дж/моль; Q_2 – тепловой эффект фазового перехода вода–пар, Дж/кг; A, p_0 – постоянные коэффициенты в формуле Герца – Кнудсена, определяемые экспериментально; σ – постоянная Стефана – Больцмана, Вт/(м^2·К^4); ε – степень черноты; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); M – молекулярный вес, кг/кмоль; y_i – координаты границ слоев, м.

Верхние индексы: in, fin – начальное и конечное состояния; t – связанная; c – свободная; нижние индексы: g – газ; f – пар; a – воздух; s – твердое; v – влага; e, ins – внешний и внутренний воздух; w, 0 – внешняя и внутренняя поверхности; $i = \overline{1,4}$ – номера слоев.

Уравнения параболического типа в математической модели (1) – (22) решались итерационно-интерполяционным методом. Полученные в результате его применения системы нелинейных алгебраических уравнений с трехдиагональными матрицами рассчитывались методом прогонки с итерациями по коэффициентам с заданной точностью.

Исследование теплоустойчивости рассматриваемого ограждения осуществлялось путем слежения за амплитудой колебания температуры по толщине ограждения при задании температуры наружного воздуха по циклическому закону

$$T_{g,e} = T_{e,0} + A_{te} \cos(2\pi(t - 15)/\Delta t), \qquad (23)$$

где $T_{e,0}$ – средняя температура наружного воздуха за период Δt (291.3 К); A_{te} – амплитуда колебаний (11 К); Δt – период (24 ч). Здесь максимум температуры соответствует времени 15.00, минимум – 3.00. Параметры в (23) характеризуют температуру наружного воздуха в Томской области в августе.

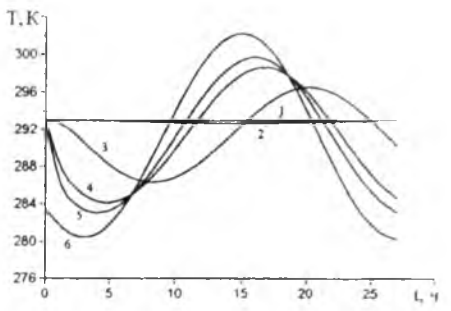


Рис. 1

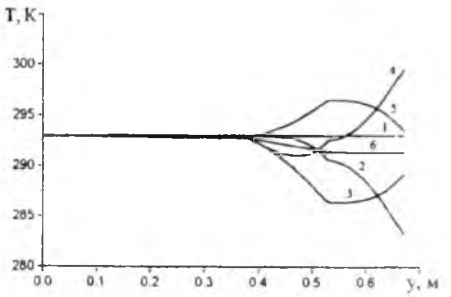


Рис. 2

На рис. 1 представлены зависимости температуры от времени на внутренней поверхности ограждения (1) и на границах слоев внутри ограждения (2–5); кривая 6 – температура наружного воздуха.

На рис. 2 показаны распределения температуры по толщине ограждения в моменты времени t (ч): 1 – 0, 2 – 3, 3 – 9, 4 – 15, 5 – 21. Кривая 6 – профиль температуры, полученный из аналитического решения стационарной задачи при $T_{e,0}$ =291.3 К.

Разработанная численная технология позволяет проводить экспресс-диагностику теплоустойчивости многослойных наружных ограждений в зависимости от свойств ограждения и параметров наружного и внутреннего воздуха.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузин А.Я., Цветков Н.А., Драганов В.А. Нестационарный тепло- и влагоперенос в многослойном наружном ограждении. // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 4. С. 599 – 609.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ЗАМКНУТОЙ ОБЛАСТИ

Кузнецов Г.В.,[1] Шеремет М.А.[2]

[1] Томский политехнический университет
[2] Томский государственный университет
[1] 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30,
тел. (3822) 420833, факс (3822) 420833
E-mail: ntn@ftf.tsu.ru

Одной из актуальных проблем настоящего времени является проблема теплоэнергосбережения. Но до сих пор не опубликованы результаты исследований по созданию теоретических основ процессов нестационарного теплопереноса в системах-потребителях тепловой энергии. Целью данной работы является решение задачи нестационарного конвективного теплопереноса в объекте, представляющем собой составной прямоугольник с локально сосредоточенным источником тепловыделения и неоднородными граничными условиями на внешних и внутренних границах области решения.

Рассматривается краевая задача теплопереноса для области, представленной на рис. 1. На одной из границ задаются граничные условия третьего рода, учитывающие и радиационный теплообмен с внешней средой, на трех других границах – условия теплоизоляции. Область разделяется на подобласти с различными теплофизическими характеристиками, соответствующими ограждающим конструкциям объекта теплопотребления и защищаемой от охлаждения полости этого объекта. На границе между двумя подобластями находится локально сосредоточенный источник тепловыделения (батарея).

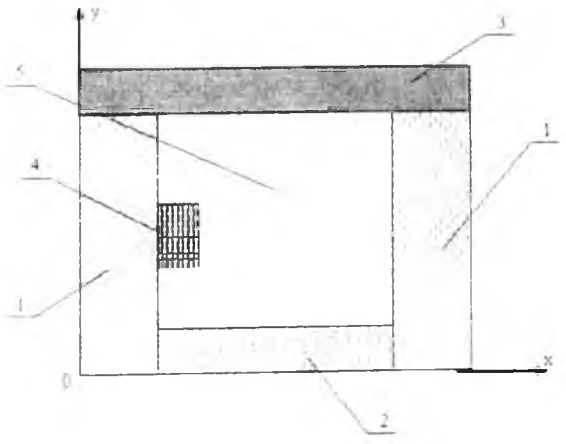


Рис. 1. Область решения рассматриваемой задачи: 1 – кирпич; 2 – дерево; 3 – бетон; 4 – локально сосредоточенный источник тепловыделения; 5 – воздух

В такой постановке процесс переноса тепла в анализируемой области описывается системой нестационарных уравнений Навье – Стокса для газовой фазы и уравнением теплопроводности для твердой фазы с нелинейными граничными условиями. Для определения полей течения и температур в газовой фазе использованы нестационарные двумерные уравнения конвекции в приближении Буссинеска [1]. В качестве масштаба расстояния выбрана длина рассматриваемой области решения по оси x, а масштаб времени выбран равным 24 ч., поскольку для замкнутого объекта данный промежуток времени является определяющим [2,3]. Безразмерные переменные введены в следующем виде

$$X=\frac{x}{L},\ Y=\frac{y}{L},\ \tau=\frac{t}{t_0},\ U=\frac{u}{l_0},\ V=\frac{v}{l_0},\ \Theta=\frac{T-T^e}{T_{bat}-T^e},$$

где x, y – координаты; t – время; u, v – составляющие скорости в проекции на оси x, y соответственно; L – длина рассматриваемой области решения по оси x; t_0 – масштаб времени; l_0 – масштаб скорости; T^e – температура окружающей среды; T_{bat} – температура на источниках тепловыделения. Таким образом, безразмерные уравнения Буссинеска в переменных "вихрь скорости – функция тока – температура" могут быть записаны так:

- для газовой фазы в рассматриваемой области (рис. 1)

$$\frac{1}{Sh}\frac{\partial\omega}{\partial\tau}+U\frac{\partial\omega}{\partial X}+V\frac{\partial\omega}{\partial Y}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\Delta\omega+\frac{Gr}{2\ \mathrm{Re}^2}\frac{\partial\Theta}{\partial X}, \quad (1)$$

$$\Delta\psi=-2\cdot\omega, \quad (2)$$

$$\frac{1}{Sh}\frac{\partial\Theta}{\partial\tau}+U\frac{\partial\Theta}{\partial X}+V\frac{\partial\Theta}{\partial Y}=\frac{1}{\mathrm{Re}\cdot\mathrm{Pr}}\Delta\Theta; \quad (3)$$

- для твердой фазы

$$\frac{\partial\Theta_i}{\partial Fo_i}=\Delta\Theta_i, \qquad i=1,2,3, \quad (4)$$

где $i=1$ соответствует кирпичу;
$i=2$ – дереву;
$i=3$ – бетону.

Здесь ω – вихрь скорости; ψ – функция тока; β – температурный коэффициент объемного расширения; g_y – составляющая ускорения силы тяжести в проекции на ось y (g_x=0).

Безразмерные граничные условия для системы (1) – (4) имеют вид

$$\Theta_4(0,Y,\tau) = \Theta_4(A(0),Y,\tau) = 0,$$

$$\frac{\partial\Theta_4(0,Y,\tau)}{\partial X} = Bi\,\Theta_4(0,Y,\tau) + \lambda_{41}\left|\Theta_4(0,Y,\tau) + \frac{T^c}{T_{bat}-T^c}\right|^4 \left|\frac{T^c}{T_{bat}-T^c}\right|^4, \quad X = 0$$

на остальных внешних границах условия для вектора вихря и функции тока аналогичны, а для температуры

$$\frac{\partial\Theta_4(X,Y,\tau)}{\partial X^k} = 0, \quad X^1 \equiv X, X^2 \equiv Y, \quad i = \overline{1,3};$$

на внутренних границах, параллельных оси Ox:

$$\psi(X,\widetilde{Y},\tau) = 0, \quad \frac{\partial\psi(X,\widetilde{Y},\tau)}{\partial Y} = 0,$$

$$\begin{cases} \Theta_1(X,\widetilde{Y},\tau) = \Theta_4(X,\widetilde{Y},\tau), \\ \dfrac{\partial\Theta_1(X,\widetilde{Y},\tau)}{\partial Y} = \lambda_{41}\dfrac{\partial\Theta_4(X,\widetilde{Y},\tau)}{\partial Y}, \end{cases} \quad i = 2,3;$$

на внутренних границах, параллельных оси Oy:

$$\psi(\widetilde{X},Y,\tau) = 0, \quad \frac{\partial\psi(\widetilde{X},Y,\tau)}{\partial X} = 0,$$

$$\begin{cases} \Theta_1(\widetilde{X},Y,\tau) = \Theta_4(\widetilde{X},Y,\tau), \\ \dfrac{\partial\Theta_1(\widetilde{X},Y,\tau)}{\partial X} = \lambda_{41}\dfrac{\partial\Theta_4(\widetilde{X},Y,\tau)}{\partial X}; \end{cases}$$

на всех участках области решение, где происходит сопряжение материалов с различными теплофизическими параметрами:

$$\begin{cases} \Theta_i(X,Y,\tau) = \Theta_j(X,Y,\tau) \\ \dfrac{\partial\Theta_i(X,Y,\tau)}{\partial X^k} = \lambda_{ij}\dfrac{\partial\Theta_j(X,Y,\tau)}{\partial X^k} \end{cases} \quad i,j = 1,4; \; i \neq j, \quad k = 1,2.$$

Здесь $\widetilde{X}, \widetilde{Y}$ – координаты по оси X и Y, соответствующие одной из внутренних границ воздушной полости.

Предполагалось, что источник тепловыделения имеет постоянную в течение всего времени температуру, а на его границе выполняется граничное условие первого рода $\Theta(X,Y,\tau) = 1$. Значения вихря скорости вычислены по формуле Вудса. В начальный момент времени $\omega(X,Y,0) = \psi(X,Y,0) = 0$, $\Theta(X,Y,0) = 0$.

Задача (1) – (4) с соответствующими граничными и начальными условиями решена методом конечных разностей.

Исследования проведены при следующих значениях безразмерных комплексов: Sh = 1, Re = 20,7, Gr = 3000, Pr = 0,71 и определяющих температур: T^c = 263 K, T_{bat} = 333 K.

На рис. 2 приведены типичные результаты решения сформулированной краевой задачи в виде поля скорости.

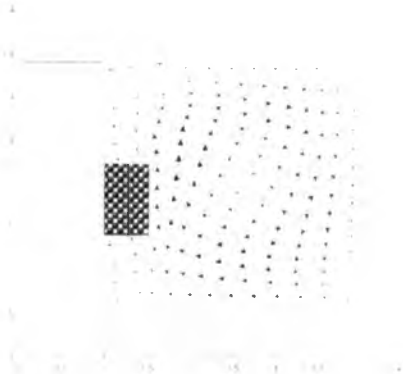


Рис. 2. Типичное поле скорости при Re = 20,7, Gr = 3000, Pr = 0,71

На рис. 2 видно, что источник тепловыделения является причиной появления трех циркуляционных потоков. Самый большой вихрь находится в центре воздушной полости и представляет собой движение воздуха по спирали. В воздушной полости рассматриваемой области решения находятся еще два вихря: один – под источником тепловыделения, а другой – над источником.

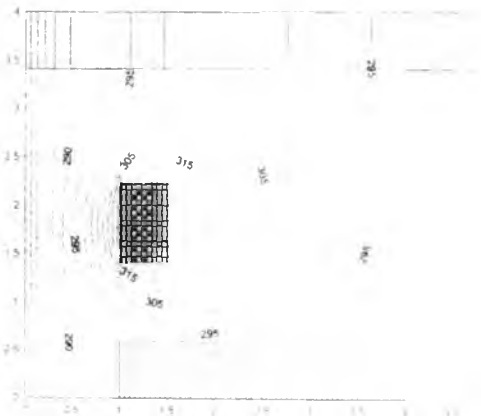


Рис. 3. Типичное поле температуры при Re = 20,7, Gr = 3000, Pr = 0,71

Рис. 3 показывает, что температура в газовой среде распределяется достаточно неравномерно вследствие влияния архимедовой силы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Джалурия Й. Естественная конвекция. Тепло- и массообмен. М.: Мир, 1983. 400 с.
2. Иванов В.В., Карасева Л.В., Тихомиров С.А. Моделирование процессов теплопереноса в многослойных ограждающих конструкциях // Труды III Российской национальной конференции по теплообмену. М.: Издательство МЭИ, 2002. Т. 7. С. 131–134.
3. Матюхов Д.В., Низовцев М.И., Терехов В.И., Терехов В.В. Определение теплозащитных характеристик теплоинерционных конструкций в условиях нестационарного теплообмена // Труды III Российской национальной конференции по теплообмену. М.: Издательство МЭИ, 2002. Т. 7. С. 184–187.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ

Несмелов В.В., Гольдин В.Д.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050 г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529880, факс (3822) 529347

E-mail: vdg @ etc.tsu.ru

Полимерные композиции широко используются для тепловой защиты различных элементов летательных аппаратов. Исследование их свойств требует проведения как экспериментальных, так и теоретических исследований с целью выбора наиболее эффективных рецептур. Применение высокоэнергетических установок позволяет определить характеристики материалов при термическом воздействии на теплозащитное покрытие (ТЗП) высокоэнтальпийных газовых потоков [1].

В данной работе проведено экспериментальное исследование и математическое моделирование процесса термохимического разрушения композиционного материала (ТЗМ) на основе хлорсульфированного полиэтилена [2] и технологических добавок (полипропиленовый порошок в качестве наполнителя, отвердители и стабилизаторы). В исходном состоянии материал имеет следующие теплофизические характеристики: плотность ρ_s = 684 кг/м^3, теплопроводность λ_s = 0,13 Вт/(м·К), теплоемкость c_{ps} = 1436 Дж/(кг·К) [3].

Испытания материала проводили в условиях обтекания высокоэнтальпийным газовым потоком продуктов сгорания ацетилено-кислородной смеси или плазмотрона типа РП-6 (мощность ~ 50 кВт, рабочий газ – азот). Схема эксперимента – на рис. 1.

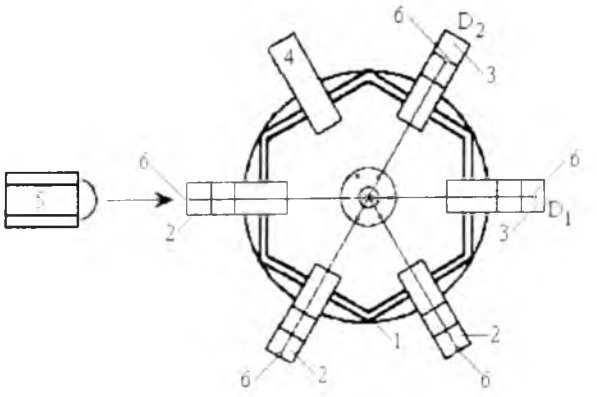


Рис. 1

На платформе 1 в виде диска из нержавеющей стали диаметром 300 мм вместе с датчиками теплового потока D_1, D_2 под углом 60° друг к другу устанавливались исследуемые образцы 2 в виде цилиндра диаметром 10 мм, высотой δ_0 = 10 мм, которые помещались в кварцевые трубки с внутренним диаметром 10,2 мм, толщиной стенки 2,0 мм, длиной 100 мм. Температуры поверхности образцов и калориметрических вставок 3 датчиков измерялись с помощью термопар 6 (ВР5/20). Цилиндр из меди 4 служил инертной преградой при запуске установки.

Образцы и датчики располагались на расстоянии 50 ÷ 100 мм от среза сопла источника нагрева 5. Уровень тепловых потоков к поверхности исследуемых образцов в отсутствии вдува при различных условиях эксперимента составлял $q_{w0} \approx (0{,}2 \div 2)\cdot 10^6$ Вт/м^2, температура газа $T_e \approx 1800 \div 4300$ К. Образцы и датчики последовательно вводились в поток плазмы поворотом платформы в горизонтальной плоскости на угол 60° и фиксировались в рабочем положении специальным стопорным устройством.

При проведении испытаний контролировались геометрические размеры каждого исследуемого образца, что позволяло при обработке результатов испытаний определять унос массы ТЗП по формуле $G = \rho_s \cdot \omega$, где $\omega(t) = d\delta(t)/dt$, $\delta(t)$ – текущее значение толщины образца, t – время. Результаты испытаний показали, что по истечении некоторого промежутка времени t_p устанавливается квазистационарный режим разрушения образцов, характеризующийся установлением постоянных значений температуры поверхности $T_w = T_p$ и скорости изменения толщины $\omega(t) = const$. Экспериментальные значения величин T_p, ω и G при различных параметрах конвективного теплообмена α и T_e приведены в табл. 1 (α – коэффициент теплоотдачи, T_e – температура газового потока).

Таблица 1

Результаты испытаний ТЗП

α, Вт/(м^2·К)	T_e, К	T_p, К	ω, 10^{-3} м/с	G, кг/(м^2·с)
420	1857	1010	0,210	0,143
335	4300	1150	0,450	0,308
380	4300	1160	0,555	0,380
450	4300	1210	0,600	0,410
510	4300	1235	0,716	0,490
630	4300	1250	0,800	0,547

В режиме квазистационарного разрушения математически задача описывалась системой уравнений сохранения массы и энергии:

$$\omega(\partial\rho_s / \partial y) = -W, \qquad (1)$$

$$c_{ps} G \frac{\partial T_s}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y}\right) - QW, \qquad (2)$$

где $G \equiv \rho_s \cdot \omega + G_g = \rho_s^0 \cdot \omega$.

Начальные и граничные условия:

$\rho_s(y,0) = \rho_s^0$, $T_s(y,0) = T_0$, $\rho_s(-\infty,t) = \rho_s^0$,

$G_g(-\infty,t) = 0$, $\omega(0,t<t^*) = 0$, (3)

$\rho_s(0,t \ge t_p) = \rho^*$,

$\partial T_s(-\infty,t)/\partial y = 0$, $\lambda_s \partial T_s(0,t)/\partial y = q_{wc} - \varepsilon\sigma T_w^4$

где $W = \rho_s k_0 \exp(-E/RT_s)$; ω – линейная скорость уноса поверхности; G_g – массовый расход фильтрующихся газов; $G_g = \rho_g v_g$; v_g – скорость фильтрации; c_{ps}, c_{pg} – изобарические теплоемкости твердой фазы и газа; E, k_0, Q – энергия активации, предэкспоненциальный множитель и тепловой эффект реакции термического разложения; t – время; y – координата, направленная навстречу набегающему потоку (в теплозащитном покрытии $y > 0$); $\rho_s = \rho_s^0 \varphi_s$ и $\rho_g = \rho_g^0 \varphi_g$ – плотности твердой и газовой фаз; φ_s и φ_g – объемные доли твердой и газовой фаз; ρ_s^0 и ρ_g^0 – плотность материала ТЗП в исходном состоянии и плотность газа внутри пор; λ_s – коэффициент теплопроводности; T_s – температура среды, $T_w = T_s(0,t)$; q_{wc} – конвективный тепловой поток.

Интегрируя (1) находим: $\rho_s = \rho_s^0 \cdot \exp(-\zeta/\omega)$,

где $\zeta(y) = \int_{y^*}^{y} k_0 \exp(-E/RT_s)dy$; y^* – координата начала реакции разложения, т.е. при $y<y^*$ $W = 0$, $\rho_s = \rho_s^0$.

Запишем выражение для определения скорости уноса материала с поверхности ТЗП в виде

$$\omega = \frac{\int_{y^*}^{0} k_0 \exp(-E/RT_s)dy}{\ln(\rho_s^0/\rho_*)} \qquad (4)$$

Заменяя функцию, входящую под экспоненту, ее линейным приближением, а значение производной от температуры с помощью граничного условия, получим выражение для линейной скорости уноса

$$\omega \approx \frac{k_0 RT_w^2 \lambda_s}{E \cdot \ln(\rho_s^0/\rho_*)} \cdot \frac{\exp(-E/RT_w)}{q_w}, \qquad (5)$$

где $q_w = \alpha(T_e - T_w)\left(1 - \gamma \frac{G_g}{(\alpha/c_p)_0}\right) - \varepsilon\sigma T_w^4$.

Результаты испытаний и проведенные расчеты показали, что отношение (G/q_w) в заданном диапазоне условий теплообмена изменяется незначительно. Это приводит к выводу о возможности установления аналитической зависимости, позволяющей прогнозировать взаимосвязь температуры разрушающейся поверхности $T_w = T_p$ с величиной теплового потока q_w без определения промежуточных параметров ω или G.

Для определения вида зависимости $T_p(q_w)$ домножим уравнение (1) на Q и вычтем из (2). При постоянных Q и c_{ps} получим

$$H_{e0} \equiv \frac{q_w}{G} \equiv \frac{\lambda_s}{G}\left(\frac{\partial T_s}{\partial y}\right)_{y=0} = c_{ps}(T_w - T_0) + Q\left(1 - \frac{\rho_*}{\rho_s^0}\right).$$

При $T_w = T_p$ находим

$$T_p = \xi \frac{E}{R\lambda_s} \cdot \exp\left(\frac{E}{RT_p}\right) \cdot q_w, \qquad (6)$$

где T_p – температура поверхности ТЗП в условиях квазистационарного режима разрушения;

$\xi = [\ln(\rho_s^0/\rho^*)/(\rho_s^0 k_0 H_{e0})]^{0.5}$.

Взаимосвязь между массовым уносом и температурой разрушающейся поверхности определится формулой

$$G = \frac{\alpha(T_e - T_p) - \varepsilon\sigma T_p^4}{c_{ps}(T_p - T_0) + \left[Q + \gamma c_p(T_e - T_p)\right]\left(1 - \frac{\rho_*}{\rho_s^0}\right)}.$$

Оценки параметра ξ по формуле (6) с использованием расчетных значений T_p, q_w из табл. 1 показывают, что эта величина является постоянной в широком диапазоне изменения входных параметров. Для исследуемой композиции среднее значение $\xi = 1{,}665 \cdot 10^{-8}$ [Дж/(м^3·с)]^{0,5}. В табл. 2 приведены значения G и T_p, полученные расчетным путем по приведенным выше аналитическим формулам при различных q_w (расчет проведен при E = 110 кДж/моль, $k_0 = 1{,}4 \cdot 10^7$ с$^{-1}$, $Q = 1{,}3 \cdot 10^6$ Дж/кг [3]). Видно, что их отличие от аналогичных величин, найденных с помощью численного расчета, для G не превышает ≈ 2,3 %, для T_p ≈ 0,3 %. Это позволяет рекомендовать их для оценок характеристик разрушения ТЗП при известных тепловых нагрузках.

Таблица 2

Расчетные значения параметров T_p и G

Условия	Числ. расчет		Аналит. решение	
q_w, кВт/м^2	T_p, К	G, кг/м^2·с	T_p, К	G, кг/м^2·с
Турбулентный режим течения (γ = 0,6)				
559	1118	0,251	1116	0,246
639	1139	0,283	1138	0,278
717	1158	0,315	1158	0,308
833	1184	0,360	1184	0,352
1019	1219	0,431	1221	0,422
1196	1249	0,497	1253	0,487
Ламинарный режим течения (γ = 0,2)				
551	1116	0,247	1114	0,244
671	1147	0,296	1146	0,292
754	1167	0,329	1167	0,325
794	1175	0,345	1176	0,340
848	1187	0,366	1187	0,361
897	1197	0,385	1198	0,380

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.

2. Гаршин А. П., Грановская Г. Л. Хлорсульфированный полиэтилен. М.: ЦНИИТЭнефтехим, 1991

3. Несмелов В. В., Гольдин В. Д., Савельев В. Н., Ермолаев В. Ф. Экспериментальное исследование специальных характеристик тонкослойных теплозащитных покрытий ТТПС-П при обтекании потоком плазмы // Ракетно-космическая техника: Сер. 14. Расчет, экспериментальные исследования и проектирование баллистических ракет с подводным стартом. Вып. 2 (47). Миасс: ГРЦ, 2001. С. 3 – 18.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОПРАВОЧНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ МЕТОДОМ ДИФФЕРЕНЦИАЛОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К АЛГОРИТМУ РЕШЕНИЯ ОСНОВНОЙ ЗАДАЧИ ВНЕШНЕЙ БАЛЛИСТИКИ ПРИ АРГУМЕНТЕ X

Степанов В.П., Фарапонов В.В.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

тел. (3822) 529621

E-mail: fff@ftf.tsu.ru

Алгоритм решения ОЗВР при средне-интегральном представлении функции плотности $H(y)$ и функции сопротивления воздуха $G(V)$ как результат интегрирования дифференциальных уравнений движения при аргументе x имеет вид [1], [2]:

$$U = U_0 - A_0 x; \; U_S = U_0 - A_0 x_S; \; U_C = U_S - A_0 x_2;$$

$$A_0 = CH(y_{cp})G(V_{cp}); \; y_S = \frac{U_0 U_S \operatorname{tg}\theta_0}{g};$$

$$y_2 = -\frac{U_C U_S \operatorname{tg}\theta_C}{g}; \; X = x_S + x_2;$$

$$t_S = \frac{x_S \ln(U_0 / U_S)}{U_0 - U_S}; \; t_2 = \frac{x_2 \ln(U_S / U_C)}{U_S - U_C};$$

$$T = t_S + t_2; \; \operatorname{tg}\theta_C = \operatorname{tg}\theta_0 - \frac{gX}{U_0 U_C}; \qquad (1)$$

$$y_S = \frac{g x_S^2}{U_S (U_0 - U_S)} - \frac{g x_S^2 \ln(U_0 / U_S)}{(U_0 - U_S)^2},$$

где U_0, U_S, U_C – есть горизонтальные составляющие скорости движения центра массы снаряда V в точке вылета, точке вершины и в точке падения соответственно; C – баллистический коэффициент снаряда; x_S – горизонтальная дальность до точки вершины траектории; x_2 – горизонтальная дальность от точки вершины до точки падения; θ_0 – угол возвышения в точке вылета; θ_C – угол возвышения в точке падения; y_S – высота траектории в точке вершины, t_S – время полета на восходящей ветви траектории; t_2 – время полета на нисходящей ветви траектории; T – полное время полета.

Метод дифференциалов является приближенным методом расчета поправок, так как он базируется на допущении малости изменения параметров, определяющих элементы траектории, полагая при этом, что можно принять приращение элемента равным его дифференциалу. На основе метода дифференциалов можно получить конечные формулы для основных поправочных коэффициентов и, следовательно, для поправочных коэффициентов на изменение метеобаллистических условий стрельбы. В соответствии с алгоритмом (1), получим уравнение, связывающее дальность X с параметрами C, U_0, θ_0:

$$X + g\theta_0 A_0^2 U_0 + gA_0 X = gU_0 \ln\frac{U_0}{U_C} - A_0 X. \qquad (2)$$

Дифференцируя (2), считая переменными X, C, U_0, θ_0, объединяя члены, имеющие дифференциалы соответствующих параметров, применяя функцию сопротивления $G(V)$ для скоростей, при которых соблюдается квадратичный закон сопротивления воздуха, получим выражения для основных поправочных коэффициентов в виде

$$\frac{\partial X}{\partial C} = -\frac{X}{C}(1-\gamma); \; \frac{\partial X}{\partial \theta_0} = X\frac{1 - \operatorname{tg}\theta_0 \operatorname{tg}\theta_C}{\operatorname{tg}\theta_C};$$

$$\frac{\partial X}{\partial V_0} = \frac{1}{V_0}\left[X(1+\gamma) - \frac{x(1-\gamma)G(V_0)}{G(V_{cp})}\right]; \; \gamma = \frac{\operatorname{tg}\theta_0}{|\operatorname{tg}\theta_C|}.$$

Тогда поправки в дальности на изменение давления, температуры окружающего воздуха, на изменение массы снаряда на один знак и температуры заряда будут определяться формулами:

$$\delta X_h = -X(1-\gamma)\frac{\delta h_0}{h_0};$$

$$\delta X_{\tau 0} = \left[X - 0.5\left(X(1+\gamma) - \frac{X(1-\gamma)G(V_0)}{G(V_{cp})}\right)\right]\frac{\delta\tau_0}{\tau_0};$$

$$\delta X_q = \left[X(1-\gamma) - l_q\left(X(1+\gamma) - \frac{X(1-\gamma)G(V_0)}{G(V_{cp})}\right)\right]\frac{2}{300};$$

$$\delta X_{t3} = \left(X(1+\gamma) - \frac{X(1-\gamma)G(V_0)}{G(V_{cp})}\right) l_{t3}\delta t_3.$$

Поправки в дальности на изменение угла прицеливания на 1 тыс. и на наличие продольного ветра W_x будут определяться соответственно формулами

$$\delta X_{\theta 0} = X\frac{\gamma - \operatorname{tg}^2\theta_0}{\operatorname{tg}\theta_0} 0.001047;$$

$$\delta X_{W_x} = W_x\left(T - \frac{\partial X}{\partial V_0}\cos\theta_0 + \frac{\partial X}{\partial \theta_0}\frac{\sin\theta_0}{V_0}\right).$$

Ниже приведены результаты вычисления поправок к дальности для 122 мм снаряда при следующих условиях: $V_0 = 248$ м/с, $\theta_0 = 22^0 50'$, $\theta_C = -25^0$, $X = 4000$ м; $T = 19$ с (табл.1).

Таким образом, алгоритм (1) и приведенные выражения для поправок в дальности для начальных скоростей, при которых соблюдается квадратичный закон сопротивления воздуха, позволяют надежно

вести вычисления поправок на изменения метеобаллистических условий стрельбы, входящих в состав таблиц стрельбы.

Таблица 1

	δX_h на 10 мм рт. ст.	$\delta X_{\tau 0}$ на 10^0	$\delta X_{\tau 3}$ на 10^0	$\delta X_{\Gamma 0}$ на 1%	δX_q на 1 знак	$\delta X_{\theta 0}$ на 1 тыс	δX_{Wx} W_x = 10 м/с
Табл	5.0	13	25	72	14	7.0	30
Расч	5.0	14	25	72	14	7.0	31

При этом отношение функций сопротивления $G(V_0)/G(V_{\text{ср}})$ может быть заменено отношением скоростей $V_0/V_{\text{ср}}$. Величина средней скорости для начальных скоростей, при которых соблюдается квадратичный закон сопротивления воздуха, может быть определена для углов бросания $\theta_0 \le 65^0$ по формуле $V_{\text{ср}} = X/\left(T\sqrt{\cos\theta_0}\right)$.

Для начальных скоростей в интервале $800 \le V_0 \le 1200$ м/с закон изменения функции сопротивления от скорости может быть с достаточной степенью точности (0.997) аппроксимирован полиномом второй степени:

$G(V) = 0.058727 + 0.048751\ V\cdot 10^{-3} + 0.02162\ V^2 10^{-6}$.

Для указанного выше интервала начальных скоростей можно определять основные поправочные коэффициенты и сами поправки к полной дальности на отклонение метеобаллистических условий стрельбы от нормальных, но только лишь для дальностей стрельбы, когда среднеинтегральная скорость при этом не будет выходить за указанный интервал.

С учетом дифференциала функции сопротивления $G(V_{\text{ср}})$ формула для поправочного коэффициента $\partial X/\partial V_0$ примет вид

$$\frac{\partial X}{\partial V_0} = \frac{1}{V_0}\left[X(1+\gamma) - \frac{x(1-\gamma)(48.75+43.24V_{\text{ср}}10^{-3})10^{-6}}{G(V_{\text{ср}})}\right].$$

Формулы для поправочных коэффициентов и поправок для полной дальности на изменение давления и температуры окружающего воздуха, на отклонение веса снаряда и температуры заряда, а также на наличие продольного ветра со скоростью W_x должны быть записаны с учетом последнего выражения.

Табл. 2 иллюстрирует достаточно хорошее совпадение расчетных поправок с табличными, за исключением поправки на изменение начальной скорости на 1%, для 130 мм пушки М-46 ($V_0 = 930$ м/с; $X = 6000$ м). В табл. 3, 4 приведены расчетные и табличные значения поправок для двух начальных скоростей другой артсистемы – 152 мм гаубицы/пушки; ($V_0 = 583$ м/с; $X = 3200$ м) и ($V_0 = 655$ м/с; $X = 4600$ м) соответственно.

Таблица 2

	δX_h на 10 мм рт. ст.	$\delta X_{\tau 0}$ на 10^0	$\delta X_{\tau 3}$ на 10^0	$\delta X_{\Gamma 0}$ на 1%	δX_q на 1 знак	$\delta X_{\theta 0}$ на 1 тыс	δX_{Wx} W_x = 10 м/с
Табл	18	37	156	119	15	110	23
Расч	17	37	152	110	15	112	23

Таблица 3

	δX_h на 10 мм рт. ст.	$\delta X_{\tau 0}$ на 10^0	$\delta X_{\tau 3}$ на 10^0	$\delta X_{\Gamma 0}$ на 1%	δX_q на 1 знак	$\delta X_{\theta 0}$ на 1 тыс	δX_{Wx} W_x = 10 м/с
Табл	7	14	90	119	4	49	13
Расч	7	15	89	110	5	50	14

Таблица 4

	δX_h на 10 мм рт. ст.	$\delta X_{\tau 0}$ на 10^0	$\delta X_{\tau 3}$ на 10^0	$\delta X_{\Gamma 0}$ на 1%	δX_q на 1 знак	$\delta X_{\theta 0}$ на 1 тыс	δX_{Wx} W_x = 10 м/с
Табл.	14	27	121	76	5	54	23
Расч	14	28	121	75	5	55	23

При этом дифференциал функции $G(V)$ для каждой средней скорости вычислялся по методу разности, пользуясь подробной таблицей значений функции $G(V)$.

Таким образом, для начальных скоростей, при которых показатель сопротивления воздуха отличен от 2, необходимо иметь аналитическое представление функции сопротивления $G(V)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Степанов В.П., Фарапонов В.В. Об одном решении основной задачи внешней баллистики, когда выполняется квадратичный закон сопротивления воздуха // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. С. 260-262.
2. Степанов В.П., Фарапонов В.В. Внешняя баллистика. Некоторые вопросы баллистики ствольных систем. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2001. 191 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ В АЭРОБАЛЛИСТИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Фарапонов В.В.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529621
E-mail: fff@ftf.tsu.ru

Одной из основных задач экспериментальной баллистики является определение аэродинамических характеристик быстролетящего тела. Для их определения необходимо знание кинематических параметров модели; то есть изменение во времени линейных и угловых координат летящего тела. Максимальную точность определения пространственно-временных характеристик модели обеспечивают фотографированием положения модели относительно реперной системы координат в нескольких точках траектории при одновременном измерении времени между экспозициями [1]. Основным комплексом измерительного участка является баллистическая станция (рис. 1), которая в общем случае оснащается: блокирующим устройством; системой синхронизации; импульсным источником света. Блокирующее устройство предназначено для регистрации момента пролета телом определенного сечения трассы. Система синхронизации обеспечивает совпадение момента экспонирования с моментом нахождения модели в поле фотографирования. Импульсные источники света (газоразрядные лампы, искровые генераторы, импульсные лазеры) предназначены для фотографирования модели в определенных сечениях измерительного участка с требуемой длительностью экспозиции.

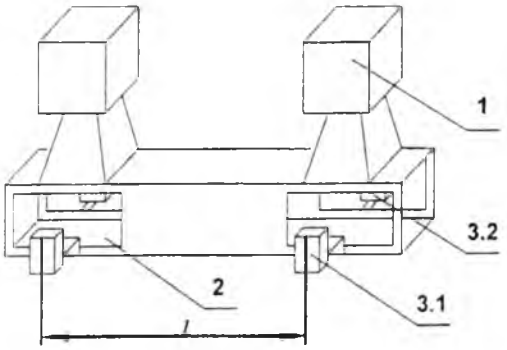


Рис. 1. Схема баллистической станции:
1 – искровой источник света; 2 – сектор фотографирования; 3.1, 3.2 – излучающая и приемная части блокирующего устройства

На кафедре динамики полета ФТФ ТГУ в настоящее время используется две схемы бесконтактных блокирующих устройств (ББУ). Первая использует в качестве излучателя лазер, луч которого развертывается в полуплоскость, с последующим вырезанием из нее с помощью двух щелевых диафрагм части светопотока. Во втором устройстве излучателем служит инфракрасный светодиод марки АЛ148 с углом излучения 18 град и мощностью 400 мВт [2]. Оптическая схема этого блокирующего устройства приведена на рис. 2. Приемные части у обоих ББУ одинаковые и представляют собой 4 фотодиода ФД-155К [3].

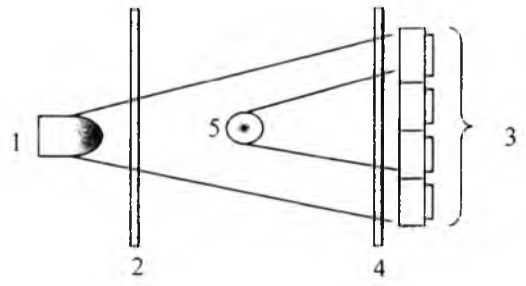


Рис. 2. Оптическая схема ББУ:
1 – светодиод; 2, 4 – щелевые диафрагмы; 3 – фотодиоды; 5 – модель

Такие схемы с частичным перекрытием светопотока, поступающего на приемную часть блокирующего устройства, выбраны с целью их использования при метании тел различного калибра. Каждая из приведенных схем имеет как свои преимущества, так и недостатки. Схема с использованием лазера более проста в юстировке и удобна при установке на трассе, однако ее применение с параллельным фотографированием на фототехническую пленку ФТ-41П невозможно в связи с засветкой данного типа пленки. Схема с использованием инфракрасного светодиода требует больше времени при юстировке на трассе, однако при ее использовании не засвечивается применяемая пленка. Толщина плоскости блокирования в обоих случаях равна 1 мм. Обе схемы могут применяться при удалении светоприемной части от излучающей от 0.2 до 0.8 м.

Для создания системы синхронизации, работающей при достаточно малых освещенностях фотоприемника, используются операционные усилители. В качестве основного операционного усилителя была выбрана распространенная микросхема К1401УД2 (рис. 3), представляющая собой учетверенный операционный усилитель с однополярным питанием в широком диапазоне. Коэффициент усиления определяется обратным сопротивлением.

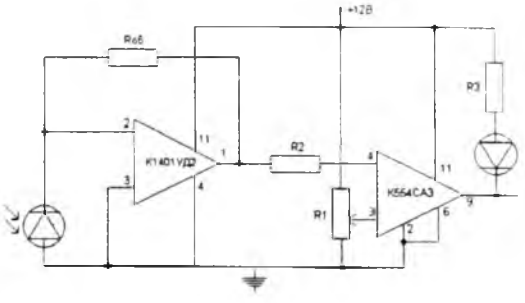


Рис. 3. Схема усилителя с формирователем

Выбранная пара фотодиоды и ОУ позволяет реализовывать регистрацию импульсного сигнала порядка 10 мкс. Проверка быстродействия осуществлялась подачей импульсного оптического сигнала от светодиода АЛ-324 на фотодиод. Для более четкой регистрации момента пролета тела после операционного усилителя включено пороговое устройство, выполненное на компараторе 554СА3. Усиленный сигнал от фотодиода поступает на вход 4 компаратора. На второй вход задается нужное опорное напряжение. Для устойчивого срабатывания разница между входным и опорным напряжением должна быть больше 100 мВ. При этом на выходе компаратора низкое выходное напряжение, для индикации которого в выходной цепи включен светодиод АЛ-307. В момент пролета входной сигнал становится меньше опорного напряжения, что вызывает срабатывание компаратора, и на его выходе становится высокий уровень напряжения. Порог срабатывания определяется опорным напряжением, которое устанавливается резистором R_1. Для устранения ложных срабатываний и для индикации срабатывания в блок системы синхронизации была включена триггерная «защелка», выполненная на микросхеме 561ТР2 (КМОП-серия), имеющая быстродействие порядка 360 нс и напряжение питания от 5 до 15 В.

В настоящее время в качестве искровых источников света в баллистических станциях на кафедре динамики полета используются газоразрядные лампы ИСШ-400 [4], однопромежуточный и двухпромежуточный [1] искровые генераторы (рис. 4).

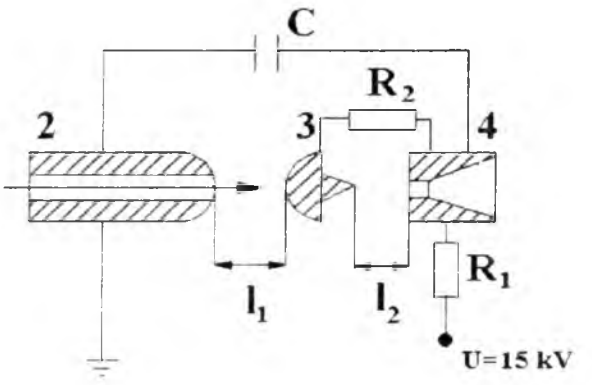


Рис. 4. Двухпромежуточный импульсный источник света

Для проверки возможности применения описанных частей баллистической станции на трассе была проведена серия экспериментов с пневматической винтовкой ИЖ-38С, в качестве метаемого тела были использованы пули калибра 4,5 мм семи разных форм. Вес пуль изменялся от 0.25 до 1.0 г, при этом скорость менялась от 180 до 70 м/с. Скорости определялись по фотографиям в двух сечениях, удаленных между собой на расстояние 715 мм.

На рис. 5, 7 приведены искровые фотографии тел двух форм (№1, №6), на рис. 6 показаны характерные размеры первого тела. В процессе проведения экспериментов на осциллографе регистрируется электрический сигнал, получаемый на фотодиодах приемной части блокирующего устройства

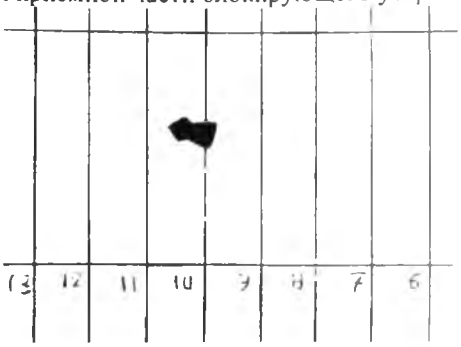


Рис. 5. Искровая фотография пули №1 (скорость 94,8 м/с)

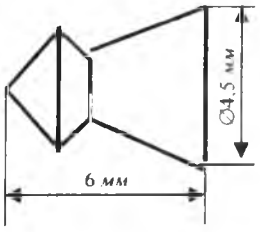


Рис. 6. Форма тела № 1

Рис. 7. Искровая фотография пули №6 (скорость 69,5 м/с)

Для сравнения возможностей искровых источников света во время экспериментов использовались все три типа указанных искровиков. При изучении увеличенных снимков оказалось, что на фотографиях, полученных от импульсной лампы, размытие вследствие перемещения тела больше, чем от искровых генераторов даже в данном диапазоне скоростей от 70 – 180 м/с. Анализ полученных снимков показывает, что для оснащения баллистической трассы лучше применять двухпромежуточные искровые генераторы, если планируется получение достаточно высоких скоростей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях/Под ред. Н.А. Златина, Г.И. Мишина. М.: Наука, 1974. 228 с.
2. Мухитдинов М.М., Мусаев Э.С. Светоизлучающие диоды и их применение. М.: Радио и связь, 1988. 77 с.
3. Кайдалов С.А. Фоточувствительные приборы и их применение. М.: Радио и связь, 1995. 119 с.
4. Маршак И.С. Импульсные источники света. М.: Энергия, 1978. 332 с.

ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПОРОШКОВЫХ ПОКРЫТИЙ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ НАПЫЛЕНИИ

Чугуев Д.Н.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 261560
E-mail: cdn2003@mail.ru

Целью данной работы является численное моделирование процесса внедрения частицы в подложку при инерционном осаждении с малой скоростью за счет тепловой энергии (аккумулированной за счет теплоемкости металла, а также выделяющейся в процессе кристаллизации частицы).

Рассматривается частица в форме цилиндра малой высоты (диска) в начальный момент времени находящаяся на поверхности подложки. Частица металла нагрета до температуры, существенно (на сотни градусов) превышающей температуру плавления этого металла Тпл. Подложка считается «холодной», то есть находится при комнатной температуре. В результате теплообмена малая по размерам область подложки прогревается до температуры, превышающей температуру плавления материала подложки. Образуется слой расплава между частицей (нижняя часть которой закристаллизирована) и проплавленным материалом подложки. Под действием силы тяжести (плотность материала частицы больше плотности материала подложки) частица вытесняет расплав и внедряется в подложку. За счет выделения теплоты кристаллизации осуществляется прогрев подложки до момента полной закристаллизации частицы. При этом скорость внедрения определяется в первую очередь глубиной проплавления материала подложки. Задача рассматривается в нестационарной постановке в связи с конечными размерами частицы. Общая схема исследуемого процесса представлена на рис. 1.

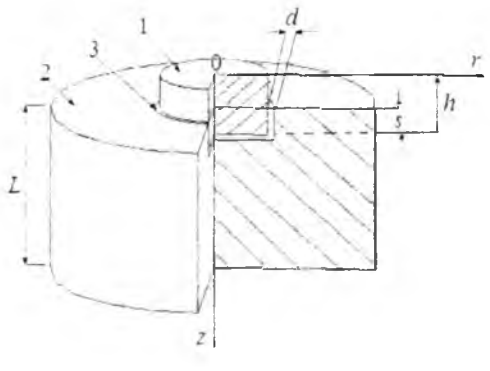


Рис. 1. Общая схема исследуемого процесса: r, z – поперечная и продольная координаты; 1, 2, 3 – частица, подложка и область расплава соответственно; h – высота частицы; L – толщина подложки; d – толщина области расплава; s – глубина внедрения частицы в подложку

При исследовании процесса были приняты следующие основные допущения: частица сохраняет форму «диска» в течение всего процесса кристаллизации; скорость продвижения (внедрения) частицы в подложке определяется скоростью продвижения изотерм Т = Тпл на оси симметрии системы «частица – подложка»; учитывается гидродинамика процесса вытеснения массы расплавленного материала подложки; задача рассматривается в диапазоне температур ниже температур испарения (или газификации) расплавленного материала подложки; кинетической (или потенциальной) энергии частицы достаточно для «внедрения» в подложку на глубину, соответствующую изотерме Т = Тпл.

При решении поставленной задачи использовалась математическая модель, описывающая температурное поле в системе «частица – подложка» с учетом теплоты фазовых переходов в частице и подложке с соответствующими граничными и начальными условиями, а также включающая нестационарные дифференциальные уравнения неразрывности, движения и энергии для тонкой области расплава.

Задача о движении массы расплавленного материала между частицей и подложкой решалась в рамках модели узкого канала [3].

Метод решения. Сформулированная выше система дифференциальных уравнений с соответствующими краевыми и начальными условиями решена методом конечных разностей [4]. Разностные аналоги исходных нелинейных уравнений решены локально-одномерным методом. Одномерные разностные уравнения решались методом итераций с применением метода прогонки на каждой итерации.

В качестве объекта исследования была выбрана модельная система «сталь - лёд».

Типичные результаты численных исследований для системы «частица – подложка» при внедрении стальной частицы размером 200 мкм в подложку изо льда представлены на рис. 2 – 5.

На рис. 2 представлены типичные распределения величины Тк во времени для режимов с учетом и без учета теплоты кристаллизации. Хорошо видно, что выделение теплоты фазового перехода приводит, как и отмечалось в [2], к стабилизации на период кристаллизации частицы температуры в зоне контакта частицы с подложкой.

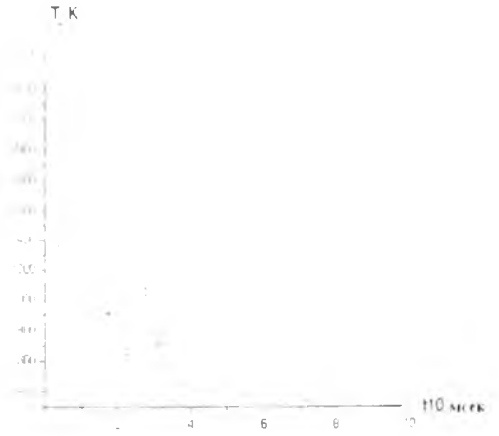


Рис. 2. Зависимость температуры Тк от времени *t* (1 – с учетом выделения теплоты кристаллизации и 2 – без учета выделения теплоты кристаллизации). [Тк] – К; [*t*] – мс

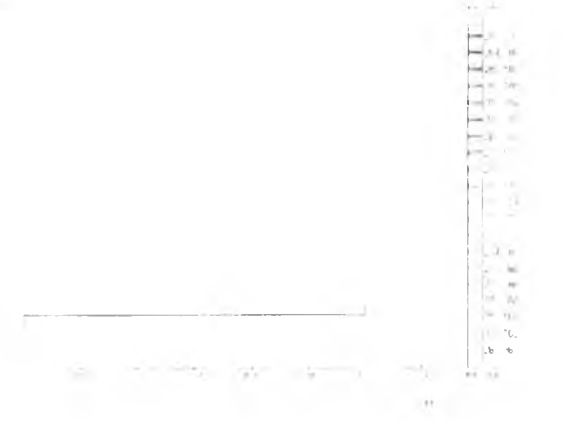


Рис. 3. Распределение температурных полей в вертикальном и горизонтальном канале (Re = 100)

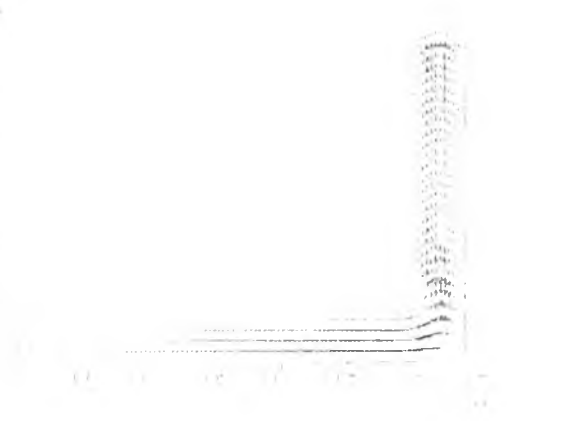


Рис. 4. Распределение полей скоростей в вертикальном и горизонтальном канале (Re = 100)

На рис. 3 – 4 представлены типичные результаты температурных полей и полей скоростей в вертикальном и горизонтальном канале.

На рис. 5 показаны зависимости глубины проникновения частицы *s* в подложку от характерного размера частицы *h* при разной начальной температуре T_1 частицы. Видно, что величина *s* составляет около 70 % от высоты частицы при температуре T_1 = 400 К.

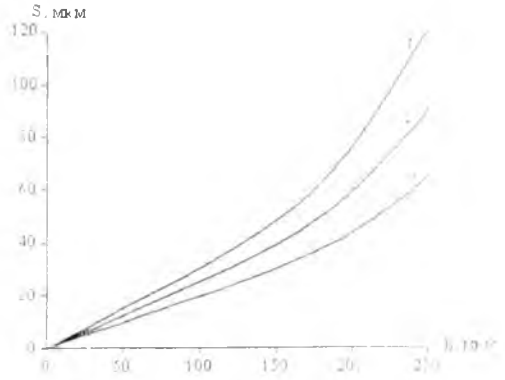


Рис. 5. Зависимость глубины проникновения *s* от *h* (1 – T_1 = 400 К; 2 – T_1 = 350 К; 3 – T_1 = 300 К)

При реализации такого механизма образования упрочняющих покрытий следует иметь в виду, что в процессе кристаллизации передняя грань частицы, внедряющейся в подложку, затвердевает при малых перегревах по отношению к подложке практически мгновенно. И при дальнейшем заглублении частица представляет собой тело, передняя часть которого находится в твердом состоянии, а остальная часть в расплавленном [1 – 2].

Полученные результаты позволяют сделать важный вывод. Если частица обладает при осаждении на подложку некоторым запасом кинетической энергии и находится в твердом состоянии, то при наличии определенного запаса тепловой энергии она будет внедряться в подложку и без реализации теплоты фазового перехода. В этом случае глубина внедрения будет определяться также скоростью удара и механизмом деформации частицы. Важным будут соотношения характерных времен прогрева, деформации частицы, проплавления подложки и внедрения частицы. Рассмотренный же в данной работе механизм может быть реализован в достаточно простых технологиях нанесения покрытий. Наибольший эффект может быть достигнут при предварительном подогреве подложки до температур, близких к температуре плавления материала подложки.

Теоретическое исследование процесса тепломассопереноса при инерционном осаждении частицы металла в ледяную подложку с малой скоростью за счет тепловой энергии позволяет сделать вывод о возможности реализации такого механизма при напылении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кудинов В.В., Иекшев П.Ю., Белащенко В.Е., Солоненко О.П., Сафиуллин В.А. Нанесение покрытий плазмой. М.: Наука, 1990. 408 с.
2. Кузнецов Г.В., Нестерова Е.С. Температурное поле частицы при осаждении из высокотемпературного газового потока на поверхность // Физика и химия обработки материалов. 2000. №2. С. 30 – 34.
3. Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло-и массообмена. М.: Наука, 1984. 424 с.
4. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 410 с.

АЗОТИРОВАНИЕ ФЕРРОСИЛИЦИЯ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ И ВЫДЕЛЕНИЕ НИТРИДА КРЕМНИЯ МЕТОДОМ КИСЛОТНОГО ОБОГАЩЕНИЯ

Чухломина Л.Н., Ахунова З.С., Кривошеева Е.Н.

Отдел структурной макрокинетики Томского научного центра
Сибирского отделения Российской академии наук
634021, г. Томск, пр. Академический, 10/3,
тел. (3822) 492294, факс (3822) 492838
E-mail: maks@fisman.tomsk.ru

Нитрид кремния по-прежнему остается привлекательным материалом, поскольку обладает целым набором уникальных физико-химических свойств. В течение ряда лет для производства керамических порошкообразных материалов применяется метод самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС), с помощью которого синтезируются неметаллические нитриды, в том числе нитрид кремния. В основе СВ-синтеза нитрида кремния лежит экзотермическая реакция взаимодействия кремния с газообразным азотом. В то же время, в работах [1,2] показана возможность получения нитридов, используя в качестве сырья промышленные ферросплавы. Кроме того, сырьем может служить очень мелкая фракция (пыль), которая образуется при дроблении ферросилиция. Утилизация этой пыли является довольно трудной задачей для ферросплавных заводов.

В настоящей работе представлены результаты исследования процесса азотирования промышленного ферросилиция СВС-методом с целью получения из него нитрида кремния.

В качестве объекта исследования был выбран промышленный ферросилиций ФС 75 и порошок, уловленный при его дроблении, – ПУД 75 с содержанием кремния 82,3 вес.%. Порошок ПУД 75, как и исходный ферросилиций ФС 75, представляет собой двухфазный материал, состоящий из кремния и лебоита ($FeSi_2$). Этот полидисперсный порошок с размером частиц менее 100 мкм (преобладающая фракция менее 20 мкм) засыпался в цилиндрические трубки с газопроницаемой стенкой диаметром 38–60 мм. Образцы ферросилиция с относительной плотностью 0,3–0,6 сжигались в установке постоянного давления в атмосфере азота при давлении 1–10 МПа. Продукт СВ-синтеза подвергался химическому и рентгенофазовому анализам, а также кислотному обогащению.

Как показали расчеты, при давлении азота до 10 МПа содержание азота в порах образца недостаточно для горения ферросилиция в самораспространяющемся режиме. Следовательно, горение возможно при наличии дополнительного подвода газа, который поступает в зону горения путем фильтрации по порам образца. Можно ожидать, что в условиях фильтрационного подвода азота закономерности горения и состав продуктов будут зависеть от таких параметров, как давление азота, плотность и диаметр образца.

На рис. 1 представлена зависимость глубины превращения ферросилиция от давления. Характерно, что во всем изучаемом диапазоне давлений глубина превращения меньше единицы, и с увеличением давления наблюдается некоторое ее снижение. Это обстоятельство связано с низкой температурой плавления ферросилиция (1210–1250°C). Вероятно, жидкая фаза заплавляет поры образца и доазотирование становится невозможным.

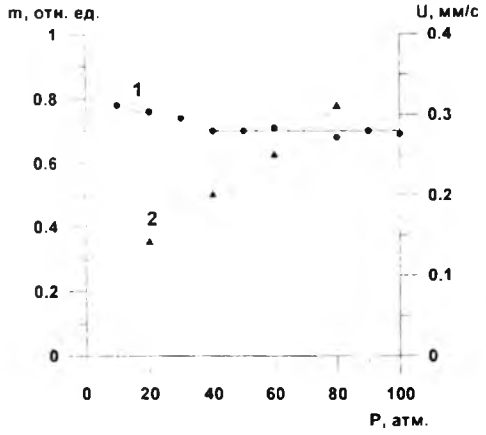


Рис. 1. Зависимость глубины превращения (1) и скорости горения (2) ферросилиция от давления

Горение ферросилиция в азоте происходит в автоколебательном режиме. На рис. 2 отчетливо видно, что продукт горения состоит из чередующихся слоев, которые относительно легко отделяются друг от друга. Слои отличаются по цвету, химическому и фазовому составам. Результаты химического и рентгенофазового анализов показали, что светлая полоса обогащена нитридом кремния, темная – кремнием и силицидами железа.

Рис. 2. Продольный скол азотированного ферросилиция

Вероятно, образование светлого слоя происходит во время вспышки, а темного – во время

депрессии, которая возникает из-за плавления и интенсивной коагуляции, происходящей в зоне прогрева.

Зависимость глубины превращения от диаметра имеет сложный характер (рис. 3). Максимальная глубина превращения характерна для образцов диаметром 50 мм. Дальнейшее увеличение диаметра приводит к ее снижению. Это связано с тем, что с увеличением диаметра образца уменьшаются теплопотери, что приводит к интенсивному плавлению образца и нарастанию фильтрационных затруднений для подвода азота к зоне реакции. С уменьшением диаметра увеличиваются теплопотери излучением, что приводит к уменьшению температуры горения и постепенному затуханию образцов. Образцы изучаемой партии не горят при диаметре 40 мм. Скорость горения с увеличением диаметра образца растет, так как уменьшаются теплопотери излучением, зависящие от соотношения площади поверхности образца и его объема. С увеличением диаметра образца это соотношение уменьшается.

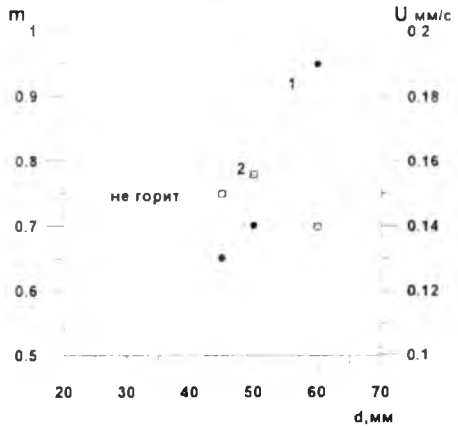


Рис. 3. Влияние диаметра образца на скорость горения (1) и глубину превращения (2)

С увеличением исходной плотности образцов скорость горения и глубина превращения ферросилиция падают (рис. 4), так как с увеличением плотности затрудняется подвод азота к зоне реакции.

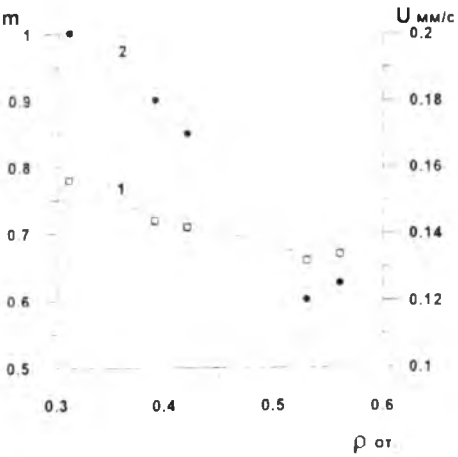


Рис. 4. Влияние плотности на глубину превращения (1) и скорость горения (2) ферросилиция

Как показали результаты проведенных исследований, изменение основных параметров синтеза (давление, диаметр, плотность) не приводит к достижению глубины превращения, равной 1, что соответствует полному превращению кремния в нитрид. Однако для выделения нитрида кремния из азотированного ферросилиция методом кислотного обогащения необходимо, чтобы глубина превращения была равна 1.

Для увеличения глубины превращения исходный ферросилиций разбавляли азотированным ферросилицием с глубиной превращения 0,76. Оказалось, что при содержании в исходной шихте 40–60 вес. % добавки глубина превращения равна 1 (рис. 5). Кроме того, эффективными добавками для получения двухфазного продукта горения ферросилиция в азоте являются галоидные соли аммония и щелочноземельных металлов. Незначительные добавки этих солей (1–3 вес.%) позволили получить азотированный ферросилиций с максимально возможной степенью азотирования.

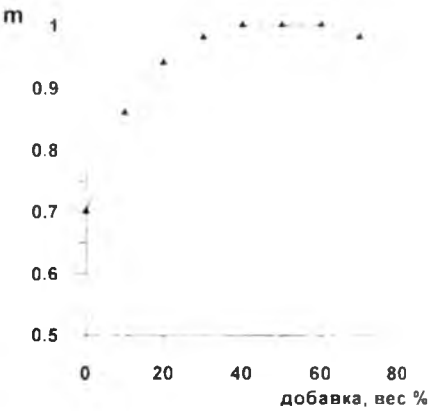


Рис. 5. Зависимость глубины превращения ферросилиция от разбавления исходной смеси азотированным ферросилицием (Р–4 МПа)

В результате проведенных исследований был получен азотированный ферросилиций, состоящий только из нитрида кремния и железа. В процессе кислотного обогащения в растворах соляной кислоты железо переходило в раствор, а нитрид кремния, устойчивый в кислотах, выделялся в виде дисперсного порошка. Исследования показали, что степень кислотного обогащения зависит от концентрации кислоты, температуры, от размера частиц азотированного ферросилиция.

Выделенный нитрид кремния представляет собой порошок белого цвета с сероватым оттенком, со средним размером частиц 0,5 мкм. Остаточное содержание железа в нем составляет 0,05 вес. %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чухломина Л.Н., Зиатдинов М.Х., Максимов Ю.М. Получение нитридов из ферросплавов, азотированных в режиме горения //Журнал прикладной химии. 2000. Т. 73. №9. С. 1428–1433.

2. Чухломина Л.Н., Зиатдинов М.Х., Максимов Ю.М., Сидорова Е.В. Получение нитрида ниобия из азотированного СВС-методом ферониобия //Цветная металлургия. 2002. №1. С. 57–62.

ВЕРОЯТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ КЛАССИФИКАЦИИ

Шваб А.В., *Брендаков В.Н.
Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел. (3822) 529134
*Северский государственный технологический институт
636070, г. Северск, пр. Коммунистический, 65,
тел. (38242) 21710
E-mail: bvn@ssti.ru

Широкое использование в различных отраслях народного хозяйства порошкообразных материалов объясняет интерес, который проявляется к передовым технологиям переработки сыпучих сред. Качество получаемых изделий, многие их потребительские свойства, такие как износостойкость, теплоизоляция и другие, в большой степени зависят от монодисперсности и размера частиц исходного сырья. Одним из перспективных направлений переработки сыпучих материалов является метод воздушно-центробежной классификации, при котором определяющую роль играют две силы – сила аэродинамического сопротивления и центробежная сила. Размер частиц твердой фазы, востребованной в реальном производстве, составляет десятки микрон и меньше. В этом случае поле скоростей дисперсной фазы гетерогенного потока полностью обусловлено гидродинамикой несущей среды.

Численное моделирование закрученного турбулентного течения проводилось на основе трехпараметрической модели турбулентности [1]. Схема расчетной области представлена на рис. 1.

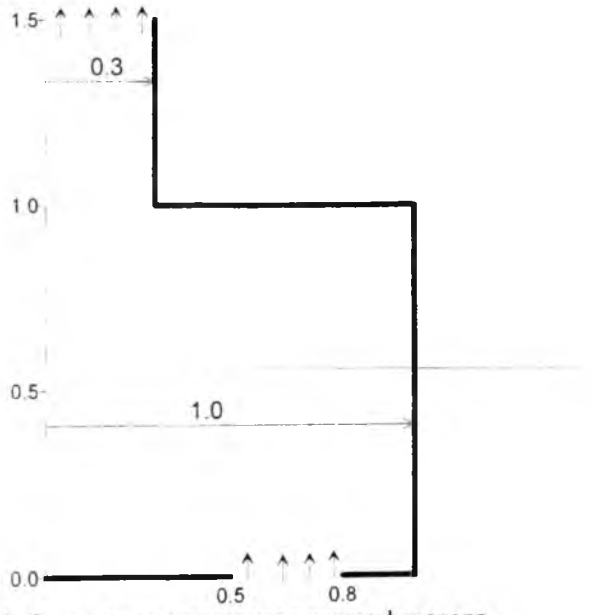


Рис. 1. Схема пневматического классификатора

Аппарат представляет собой неподвижный цилиндрический корпус с осевым выходным патрубком в верхней части. Закрученный двухфазный поток подается через кольцевое отверстие в нижнем основании. Учитывая невысокую концентрацию твердых частиц и их малый размер, в первом приближении можно пренебречь обратным влиянием на несущую среду твердой фазы.

Задача о закрученном турбулентном течении решалась численно в переменных скорость - давление, с использованием метода конечных разностей и физического расщепления по времени [2]. Разностный аналог исходной системы дифференциальных уравнений в частных производных записывается на разнесенной сетке, что обеспечивает устойчивость схемы и монотонную сходимость к решению. Представление конвективных членов уравнений переноса для компонент вектора скорости с использованием экспоненциальной схемы [3] позволило получить второй порядок точности по координатам. Решение определялось на основе неявного метода переменных направлений с использованием алгоритма прогонки.

В качестве примера, иллюстрирующего такой подход к численному исследованию закрученных турбулентных течений в каналах сложной формы, на рис. 2 представлено распределение линий тока в рабочей зоне пневматического классификатора.

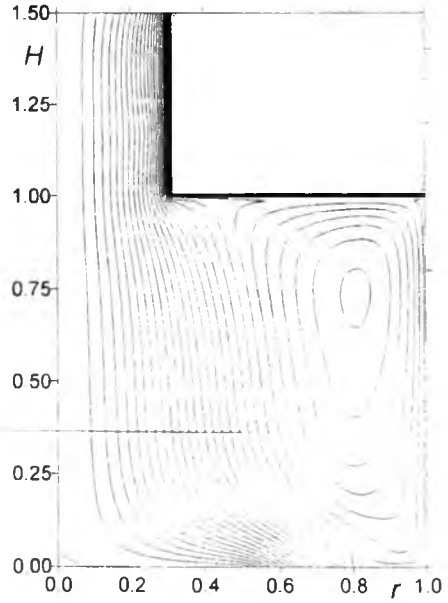


Рис. 2. Линии тока в расчетной области

Режим течения в аппарате характеризуется следующими параметрами: число Рейнольдса, вычисленное по радиусу корпуса и входной скорости газа, $Re=10^4$, коэффициент закрутки входящего потока, показывающий соотношение окружной и аксиальной компонент вектора скорости входящего потока, $R_w=1$. В этом случае, как видно из рисунка, формируется значительная по размерам циркуляционная область на периферии, которая может существенно повлиять на эффективность классифи-

кации. На рис. 3 показаны изолинии окружной компоненты скорости, полученные при этом режиме течения. На основе анализа картины течения можно сделать вывод о том, что поле окружной компоненты вектора скорости в рабочей зоне имеет достаточно равномерный профиль, за исключением узкой области вдоль твердой поверхности.

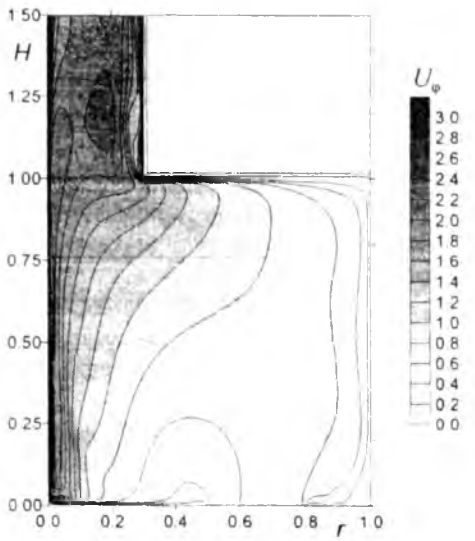


Рис. 3. Изолинии окружной компоненты скорости

Учитывая большие затраты вычислительных ресурсов при оценке эффективности классификации, связанные с определением поля скорости твердых частиц в гетерогенном потоке и необходимостью рассмотрения большого ансамбля частиц, авторы предлагают для инженерных расчетов использовать упрощенный приближенный метод.

Суть этого метода заключается в том, что для тонкодисперсных порошков можно сделать вывод о пренебрежимо малой величине инерционных сил по сравнению с уровнем аэродинамических и центробежных сил, действующих на твердые частицы.

В рамках таких допущений уравнения для окружной и радиальной компонент скорости твердых частиц можно представить в виде

$$\begin{aligned} &\frac{U_r - W_r}{Stk \cdot C} + \frac{W_\varphi^2}{r} = 0; \\ &\frac{U_\varphi - W_\varphi}{Stk \cdot C} - \frac{W_r \cdot W_\varphi}{r} = 0; \end{aligned} \qquad (1)$$

здесь коэффициент C учитывает нестоксовое обтекание частицы [4]:

$$C = \begin{cases} 1 + \dfrac{\mathrm{Re}_p^{2/3}}{6}, \mathrm{Re}_p < 10^3; \\ 0{,}11 \cdot \dfrac{\mathrm{Re}_p}{6}, \mathrm{Re}_p > 10^3; \end{cases} \qquad (2)$$

число Рейнольдса частицы находим по формуле

$$\mathrm{Re}_p = \left|\vec{U} - \vec{W}\right| \cdot d_p / \nu. \qquad (3)$$

Наибольший интерес представляют частицы так называемого граничного размера, т.е. частицы, имеющие равную вероятность попадания в крупный и мелкий продукт разделения. Для таких частиц выполняется баланс между аэродинамической силой сопротивления и центробежной силой, что в свою очередь обусловливает малые значения радиальной компоненты скорости частиц. Второе уравнение системы (1) в этих условиях дает решение

$$U_\varphi \approx W_\varphi. \qquad (4)$$

Совместное решение системы уравнений (1)–(4), проведенное для частиц разных размеров, позволяет получить соответствующие поля радиальной компоненты скорости. Считая равновероятным присутствие частиц по всей рабочей зоне аппарата, можно предположить, что кривая разделения по мелкому продукту $\varphi(\delta)$ рассчитывается как отношение количества частиц, имеющих отрицательную радиальную компоненту, к общему числу частиц в рабочей зоне. В качестве примера на рис. 4 показаны кривые разделения для различных начальных закруток входящего потока.

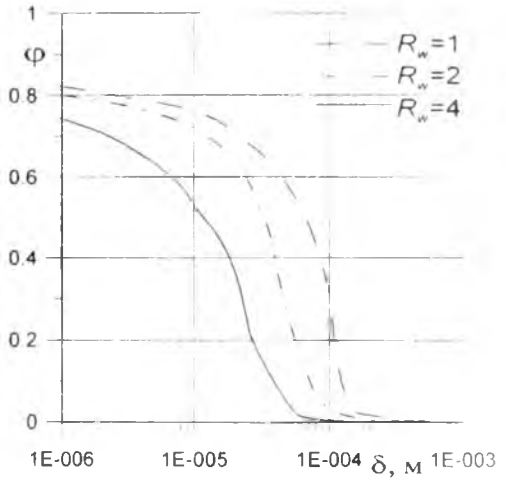


Рис. 4. Кривые разделения мелкой фракции

По кривой разделения легко находятся граничный размер частиц и эффективность классификации. Такая вероятностная модель позволяет оптимизировать режимные и геометрические параметры воздушно-центробежных аппаратов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шваб А.В., Брендаков В.Н. Трехпараметрическая модель турбулентности // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Доклады II Всероссийской научной конференции. Томск, 2000. С. 213-214.

2. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: В 2 т. / Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 728 с.

3. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.

4. Вараксин А.Ю. Турбулентные течения газа с твердыми частицами. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 192 с.

РАСЧЕТ ПРОЦЕССА ПЫЛЕУЛАВЛИВАНИЯ В ПОЛОМ ПРОТИВОТОЧНОМ СКРУББЕРЕ С МНОГОУРОВНЕВОЙ УСТАНОВКОЙ ФОРСУНОК

Шиляев М.И., Шиляев А.М., Дорошенко Ю.Н.

Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003, г. Томск, пл. Соляная, 2,
тел. (3822) 655044, факс (3822) 659942
E-mail: shm@mail.tomsknet.ru

Проблемы очистки отходящих газов от тепловых электростанций (ТЭС) в связи с объективной потребностью пересмотра топливоэнергетического баланса (ТЭБ) в сторону увеличения доли каменного угля в ближайшей перспективе будут обостряться. В системах общей газоочистки на ТЭС, кроме использования аппаратов «сухого» пылеулавливания – циклонов, электрофильтров, широко применяются «мокрые» пылеуловители – скрубберы Вентури, полые форсуночные скрубберы с противотоком, поперечным током газа, центробежные скрубберы и др. Целью настоящей работы являлось построение методов расчета полых противоточных скрубберов как с однорядным, так и с многорядным форсуночным орошением. Известно, что при однорядном орошении такие устройства эффективно улавливают частицы пыли более 5 мкм, при многорядном – могут улавливаться и более мелкие частицы.

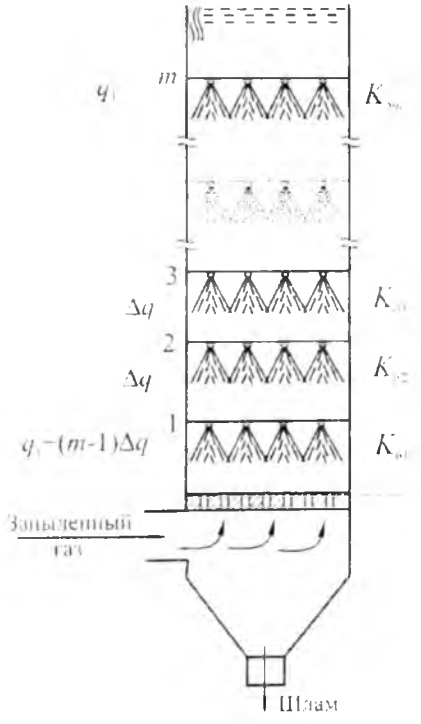


Рис. 1. Схема многоуровневого орошения в полом противоточном скруббере

На рис. 1 представлена схема полого форсуночного скруббера с устройством нескольких рядов форсунок. Запыленные газы подаются противотоком снизу навстречу движению падающих капель, генерируемых форсунками. Скорость газов в полном сечении аппарата обычно не превышает $V_г$ = 0,6–1,2 м/с с целью исключения выноса капель из аппарата. Коэффициент орошения q, равный отношению объемного расхода жидкости $Q_ж$ к объемному расходу газов $Q_г$, задается в зависимости от величины запыленности очищаемых газов в пределах 0,5–8,0 л/м^3. Число рядов установки форсунок может достигать 14–16, а высота скрубберов 30 м [1].

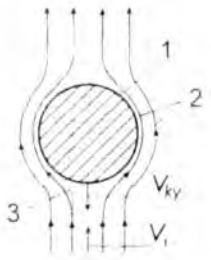


Рис. 2. Схема обтекания капли запыленным газом в противотоке: 1 – капля; 2 – линии тока газа; 3 – траектория частицы

Процесс улавливания частиц пыли осуществляется за счет их инерционного столкновения с падающими каплями, что проиллюстрировано на рис. 2. При этом эффективность осаждения частиц на капли вычисляется по формуле Лэнгмюра и Блоджетта [2]

$$\eta_{Stk} = \frac{Stk^2}{(Stk + 0{,}125)^2}, \qquad (1)$$

где $Stk = \tau_ч V_г / \delta_к$ – инерционное число Стокса. Здесь $\tau_ч$ – время динамической релаксации частиц пыли, $\delta_к$ – размер капель, $V_г$ – скорость частиц относительно падающей капли, в общем случае величина переменная на всем пути ее движения.

В литературе для расчета фракционной эффективности пылеулавливания известна формула Калверта, полученная при условии, что капля падает с ~~постоянной скоростью~~ стационарного ее осаждения в газе $V_{к0}^0$. Однако скорость капель на выходе из форсунок $V_{к0}$ может достигать величины, значительно превышающей скорость свободного осаждения $V_{к0}^0$ = 3–5 м/с. Поэтому формула Калверта не может служить основой достоверного расчета таких устройств.

На кафедре ОиВ ТГАСУ построена точная теория пылеулавливания в противоточном форсуночном скруббере, когда скорость падения капель диспергируемой жидкости V_{ky} переменная и рассчитывается на основе уравнения их движения. Точное представление коэффициента проскока $K_б$ определяется интегралом [3]

$$K_б = \exp\left(-\frac{3}{2}\frac{q}{\delta_к}\int_0^H (1 + V_г / V_{ky})\,\eta_{Stk}\,dh\right), \qquad (2)$$

в который входит скорость газа $V_г$ и переменная скорость капли V_{k_1}.

Результаты сопоставления точного решения (2) и Калверта свидетельствуют о существенном различии между этими решениями (рис. 3).

На основе полученных точных решений рассчитывать полые скрубберы с одним рядом форсунок весьма трудоемко, а построить алгоритм расчета с многоуровневым устройством форсунок практически невозможно. В этой связи в работе поставлена цель получить на основе зависимости (2) более простое решение для коэффициента проскока K_{δ}, позволяющее построить номограммы для расчета скрубберов с одним рядом и несколькими рядами форсунок.

Для этого принято, что коэффициент эффективности осаждения частиц на капли, выражающийся формулой (1), определяется по средней скорости движения капли на пути H: $\bar{\eta}_{Stk}$. В этом случае решение интеграла (2) будет иметь вид

$$K_{\delta} = \left[\frac{\left(\frac{V_{\kappa 0}}{V_{k_1}^{0}} \right)^{2} - 1}{\left(\frac{V_{\kappa 0}}{V_{k_2}^{0}} \right)^{2} - 1} \right]^{\frac{\beta q}{0,44}\frac{\rho_{\kappa}}{\rho_{г}}}, \qquad (3)$$

где β – коэффициент согласования полученного приближенного решения с точным, оказавшийся равным 0,75; $V_{\kappa 0} = V_{k0} + V_г$; $V_{\kappa H} = V_{kH} + V_г$, V_{kH} - скорость капли в конце пути ее движения H; $\rho_{г}$ и ρ_{κ} – плотность жидкости и газа соответственно.

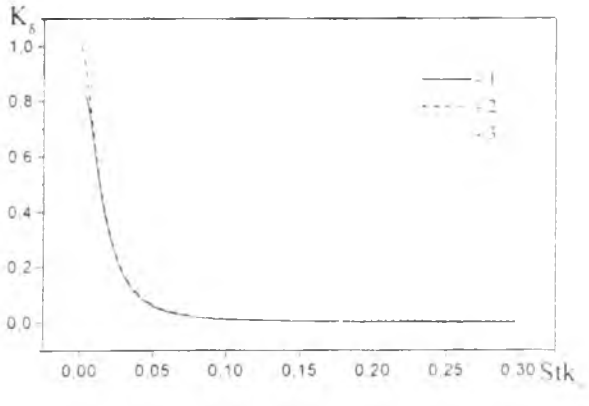


Рис. 3. Зависимость фракционного коэффициента проскока от числа $Stk = \tau_ч V_{k_1}^{0} / \delta_к$: 1 – точное решение; 2 – приближенное решение; 3 – решение Калверта

На рис. 3 приведено сопоставление полученного приближенного решения с точным, свидетельствующее о возможности применения приближенного решения, простого и компактного, в инженерной практике с достаточной точностью.

Вторая часть работы касалась построения метода расчета полых форсуночных скрубберов с многорядным устройством форсунок. Для этого использовано приближенное решение для K_{δ}. Для m-уровневого расположения форсунок с начальным коэффициентом орошения q_1 и приращением орошения от уровня к уровню Δq (рис. 1) общий проскок выражается формулой

$$K_{\Sigma} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\alpha \lg \left(\frac{q_1 + m\Delta q}{q_1} \right)} e^{-\frac{t^2}{2}} dt, \qquad (4)$$

где $\alpha = \frac{\beta}{0,44}\frac{\rho_{\kappa}}{\rho_{г}}$

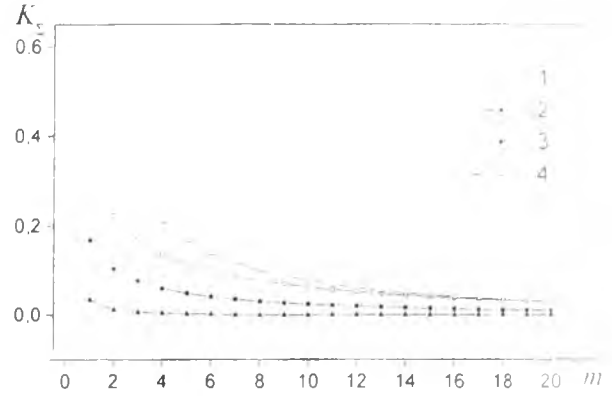


Рис. 4. Результаты расчета полного проскока K_{Σ} в скруббере с многоярусным орошением.

1 – $\sigma = 2$, $q_1 = 1,5$ л/м^3, $\Delta q = 0,1 q_1$, $\overline{Stk}_{\tau 0} = 0,1$

2 – $\sigma = 2$, $q_1 = 1,5$ л/м^3, $\Delta q = 0,1 q_1$, $\overline{Stk}_{\tau 0} = 1,0$

3 – $\sigma = 2$, $q_1 = 5,0$ л/м^3, $\Delta q = 0,1 q_1$, $\overline{Stk}_{\tau 0} = 0,1$

4 – $\sigma = 2$, $q_1 = 0,5$ л/м^3, $\Delta q = 0,5 q_1$, $\overline{Stk}_{\tau 0} = 0,1$

σ – дисперсия ЛНР. $\overline{Stk}_{\tau 0} = \tau_{ч \tau 0} \bar{\Gamma} / \delta_к$, $\tau_{ч \tau 0}$ вычисляется по массмедианному размеру $\delta_{\tau 0}$

Расчет интеграла (4) представлен на рис. 4, откуда видно, что не всегда целесообразно устраивать многоуровневое орошение, как это следует из приведенных графиков. Из этого же рисунка также следует, что подобные номограммы дают возможность определить достаточное и предельное количество уровней орошения, выше которого эффективность пылеулавливания практически не повышается, в то время, как расход воды нерационально, неоправданно растет, как и расходы на газоочистку в целом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Швыдкий В.С., Ладыгичев М.Г. Очистка газов. Справочное издание. М.: Теплоэнергетик, 2002. 640 с.

2. Ужов В.Н., Вальдберг А.Ю. Очистка газов мокрыми фильтрами. М.: Химия, 1972. 247 с.

3. Шиляев М.И., Шиляев А.М. Аэродинамика и тепломассообмен газодисперсных потоков. Учебное пособие. Томск: Изд-во ТГАСУ, 2003. 272 с.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА РАСЧЕТА МОКРЫХ ПЫЛЕУЛОВИТЕЛЕЙ С ФРАКЦИОННЫМ

Шиляев М.И., Шиляев А.М., Щербакова И.М.

Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003, г. Томск, пл. Соляная, 2,
тел. (3822) 655044, факс (3822) 659942
E-mail: shmi@mail.tomsknet.ru

Данная работа посвящена установлению связи между известным энергетическим методом расчета мокрых пылеуловителей (ЭМР) и развиваемым на кафедре отопления и вентиляции (ОиВ) ГГАСУ фракционным методом расчета (ФМР).

Основные положения ЭМР обстоятельно изложены в [1]. Так, по исследованиям Лаппла и Камака, эффективность аппарата определяется только затратами энергии на осуществление работы по осаждению частиц пыли, суммарно соответствующей потере давления и энергии, расходуемой на распыл жидкости, и почти не зависит от размера и конструкции пылеуловителя. Таким образом, затраты энергии на осуществление мокрой очистки газов от пыли $K_ч$ (в Дж/м^3 газов) могут быть выражены формулой

$$K_ч = \Delta p_{АП} + p_ж q , \qquad (1)$$

где $\Delta p_{АП}$ – гидравлическое сопротивление аппарата; $p_ж$ – напор распыляемой жидкости, $q = Q_ж / Q_г$, $Q_ж$ и $Q_г$ – объемные расходы орошающей жидкости и газов соответственно. Согласно ЭМР степень очистки газов определяется выражением

$$\eta = 1 - \exp\left(-B \cdot K_ч^{\chi}\right). \qquad (2)$$

Здесь B и χ – эмпирические постоянные, зависящие только от свойств пыли и газа, приведенные в [1] в виде табличных данных для 23 технологий пылящих производств. Следовательно, ЭМР позволяет проводить расчеты мокрых пылеуловителей только в рамках этих табличных данных, за пределами которых использование ЭМР не представляется возможным.

На кафедре ОиВ построен универсальный метод расчета инерционных пылеуловителей на основе представления фракционного коэффициента проскока, определяющегося как отношение концентрации частиц размером δ на выходе из аппарата к концентрации частиц того же размера на входе в аппарат, в виде обобщенной экспоненциальной зависимости

$$K_\delta = \exp\left(-a \cdot \mathrm{Stk}^{n}\right), \qquad (3)$$

где $\mathrm{Stk} = \rho_м \delta^2 V / 18 \mu d$ – инерционное число Стокса; $\rho_м$ – плотность частиц; μ – динамическая вязкость газа; V и d – характерные скорость и линейный размер улавливания частиц пыли аппаратом; a и n – постоянные, характеризующие пылеулавливающие способности аппарата (сведены в соответствующую таблицу [2]). Степень пылеулавливания инерционным аппаратом (сухим или мокрым безразлично) в соответствии с формулой (3) определяется интегралом

$$\eta = 1 - \int_0^{\infty} K_\delta g(\delta) d\delta , \qquad (4)$$

где $g(\delta)$ – весовая дифференциальная функция распределения частиц пыли по размерам. Формула (4) является основой ФМР, разработанного для расчета инерционных пылеуловителей.

В [1] отмечается, что энергетическая теория хорошо подтверждается опытными данными, когда инерционные эффекты в мокрых пылеуловителях являются доминирующими, и отклонения наблюдаются, «когда на улавливание пыли … начинают оказывать действие помимо чисто механических и другие силы, например, диффузионные (при конденсации), силы электрического поля и т.д.». Коль скоро дело обстоит таким образом, возникает мысль сопоставить ЭМР и ФМР качественно и количественно для условий работы «мокрых пылеуловителей», отвечающих обоим методам. Этим условиям должны соответствовать такие размеры частиц, которые в основной массе улавливаются инерционно.

В работе для сравнения ЭМР и ФМР выбран скруббер Вентури, предназначенный для пылеулавливания в производствах талька и каолина, для которых в [3] удалось найти параметры фракционного распределения частиц. При этом заметим, что ФМР пригоден для расчета всех типов инерционных пылеуловителей, для которых a и n внесены в таблицу [2], без ограничения в отличие от ЭМР, если параметры пыли $(\rho_м,\ g(\delta))$ и газа $(\rho,\ \mu)$ определены, что делается в лабораторных условиях штатным образом.

Если пыль подчиняется логарифмически нормальному закону распределения (ЛНР), что для большинства промышленных пылей практически выполняется, то формула (4) может быть представлена в виде

$$\eta = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{t} \exp\left(-\alpha \cdot \sigma^{2n t}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt , \qquad (5)$$

где $\alpha = a \cdot \mathrm{Stk}_{50}^{n}$, $\mathrm{Stk}_{50} = \rho_м \delta_{50}^2 V / 18 \mu d$, δ_{50} – массмедианный размер и σ – дисперсия ЛНР,

$$t = \frac{\lg \dfrac{\delta}{\delta_{50}}}{\lg \sigma} .$$

Формула (5) может быть приведена к форме

$$\eta = 1 - \exp\left(-\alpha \cdot \sigma^{2n t_{ср}}\right), \qquad (6)$$

$$t_{ср} = \frac{1}{2n} \cdot \frac{\ln\left[-\dfrac{\ln(1-\eta)}{\alpha}\right]}{\ln \sigma} . \qquad (7)$$

Учитывая, что для скруббера Вентури размер капель (характерный размер инерционного улавливания частиц) диспергируемой жидкости в ее горловине может быть описан формулой Нукиямы-Танасавы в приближении для воды

$$d = d_k \approx \frac{0{,}585}{\beta V_г}\sqrt{\frac{\sigma_ж}{\rho_ж}}, \qquad (8)$$

где β – относительный коэффициент скорости частиц, для периферийной подачи жидкости в горловину трубы Вентури его можно принять равным 1, $V_г$ – скорость газа в горловине трубы Вентури, $\sigma_ж$ и $\rho_ж$ – поверхностное натяжение и плотность жидкости, из формул (2), (6) и (8) в предположении $\chi = n$ следует соотношение

$$B = \frac{a}{\zeta^n}\left(\frac{2\beta^2\tau_{50}\sigma^{2/3}}{\rho C^2}\right)^n \qquad (9)$$

Здесь $\tau_{50} = \rho_м\delta_{50}^2/18\mu$, для воды $C = 0{,}005$ м^2/с, ρ – плотность газа, ζ – коэффициент сопротивления аппарата. Как показал анализ, для большинства инерционных пылеуловителей параметр $\frac{a}{\zeta^n}$ в формуле (9) остается практически постоянной величиной, равной около 1.8 (табл. 1).

Таблица 1

Значения различных параметров для инерционных пылеуловителей

Аппарат	ζ	a	n	$\frac{a}{\zeta^n}$
Циклоны НИИОГАЗ [4]				
ЦН-11	245	22.05	0.45	1.85
ЦН-15	155	17.14	0.46	1.68
ЦН-15У	165	12.37	0.41	1.5
ЦН-24	75	11.90	0.47	1.56
СДК-ЦН-33	520	24.31	0.37	2.4
СК-ЦН-34	1050	27.90	0.38	1.98
Скруббер Вентури [1]	0.853	1.5	0.5	1.62
Прямоточный циклон [5]	7	5.32	0.75	1.24
Пенный аппарат [4]	3.76	3.0	0.5	1.55
Центробежно-барботажный аппарат [4]	6	3.85	0.5	1.57

Для технологии производства талька, согласно ЭМР, $B = 0{,}206$, $\chi = 0.3506$. В [3] для талька дано: $\delta_{50} = 8 - 11$ мкм, $\sigma = 2 - 2{,}25$, $\rho_м = 2700 - 2730$ кг/м^3. В результате подстановки этих данных, а также $\chi = n = 0{,}3506; 0{,}5$ [1], $\mu = 18{,}1\cdot10^{-6}$ Па с, $\rho = 1{,}2$ кг/м^3, $\beta = 0{,}3; 0{,}4; 1$ и возможного реалистичного диапазона $\eta = 0{,}99 - 0{,}999$ в формулу (9) получено $B_{СР} \approx 0{,}208$, что удовлетворительно согласуется с величиной $B = 0{,}206$. При этом в формуле (9) значение $t_{СР}$ находилось по зависимости (7), где $\eta = 1 - K_\Sigma$ определялось из номограммы рис. 1, являющейся результатом расчета интеграла (4).

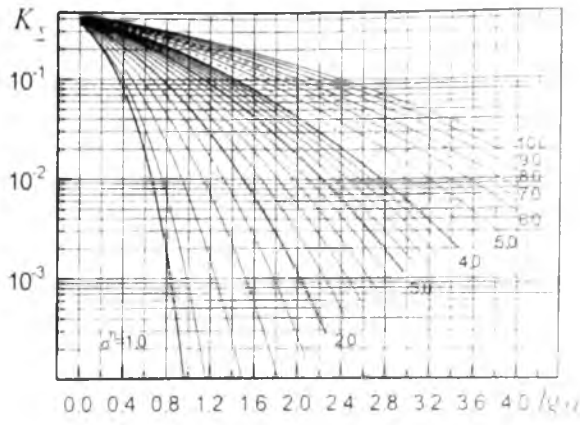


Рис. 1. Универсальная номограмма для расчета эффективности пылеулавливания в инерционных пылеуловителях

Таблица 2

Эффективность пылеулавливания в технологии производства каолина [3]

Аппараты в схеме	Опыт [3]	Расчет по ФМР
Циклоны ЦН-11	85 % и выше	85 %
Каскад циклонов ЦН-11 + два скруббера Вентури	99.7 – 99.9 %	99.55 при β 0.4 99.865 при β 1.0

Сопоставление расчетных значений степени пылеулавливания циклонами ЦН-11 и каскадом двух скрубберов Вентури для производства каолина также свидетельствует о работоспособности ФМР (табл. 2), в то время как расчет каскада двух скрубберов Вентури на основе ЭМР экспериментальными данными [3] не подтверждается. Так, для каскада двух скрубберов Вентури эффективность пылеулавливания, полученная на основе ЭМР, равна 99,95 – 99,98 %, что превосходит эксплуатационную общую (вместе с циклонами) степень очистки (табл. 2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ужов В.Н., Вальдберг А.Ю. Очистка газов мокрыми фильтрами. М.: Химия, 1972. 247 с.
2. Шиляев М.И., Шиляев А.М. Энергетический принцип сравнения и универсальный метод расчета инерционных пылеуловителей // Качество внутреннего воздуха и окружающей среды: Материалы II Международной конференции, 15 – 19 сентября 2003 г., Волгоград / Сост. В.Г. Диденко, А.Н. Гвоздков; ВолгГАСУ. Волгоград, 2003. С. 98 – 105.
3. Банит Ф.Г., Мальгин А.Д. Пылеулавливание и очистка газов в промышленности строительных материалов. М.: Стройиздат, 1979. 352 с.
4. Шиляев М.И., Дорохов А.Р. Методы расчета и принципы компоновки пылеулавливающего оборудования: Учебное пособие. Томск: Изд-во ТГАСУ, 1999. 209 с.
5. Шиляев М.И., Шиляев А.М. Аэродинамика и тепломассообмен газодисперсных потоков: Учебное пособие. Томск: Изд-во ТГАСУ, 2003. 272 с.

СОДЕРЖАНИЕ

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

БОРТОВЫЕ АЛГОРИТМЫ НАВИГАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЕ ПО СИГНАЛАМ КОСМИЧЕСКИХ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ ГЛОНАСС И GPS
4 Бартенев В.А., Гречкосеев А.К., Ислентьев Е.В.

ВИХРЕВОЕ ДВИЖЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ СОСУДЕ С РАДИАЛЬНЫМИ РЕБРАМИ
6 Богоряд И.Б., Лаврова Н.П.

МЕТОД АСИМПТОТИЧЕСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ В ТРЕХМЕРНЫХ ЗАДАЧАХ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ ДЛЯ СЛОИСТЫХ КОНСТРУКЦИЙ
9 Горынин Г.Л., Немировский Ю.В.

ПРОБЛЕМЫ НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗАДАЧИ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД
15 Гуткин М.Ю., Кривцов А.М., Морозов Н. Ф., Семенов Б.Н.

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В МНОГОСЛОЙНЫХ КОНСТРУКЦИЯХ С ОГНЕЗАЩИТОЙ
20 Исаков Г.Н.

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕДЕНИЯ ПРИРОДНЫХ И ЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ И ВЗРЫВЕ
25 Трушков В.Г.

ОБЛАСТИ ПОЛНОЙ ИНТЕГРИРУЕМОСТИ В ЗАДАЧЕ N ТЕЛ
30 Холшевников К.В.

ПОИСК НОВЫХ ПУТЕЙ ЗАЩИТЫ ОТ ТЕРРОРИСТОВ
33 Швецов Г. А., Матросов А. Д.

СЕКЦИЯ 1. ГОРЕНИЕ И ХИМИЧЕСКАЯ ГАЗОДИНАМИКА

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОСПЛАМЕНИТЕЛЬНОГО ПЕРИОДА ДЛЯ УДЛИНЕННЫХ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ
39 Абрамочкин В.Н., Хоменко Ю.П., Широков В.М.

ОТРАБОТКА СТРУЙНОЙ ТЕХНОЛОГИИ НАПЫЛЕНИЯ ТУГОПЛАВКИХ ПОКРЫТИЙ
41 Амелин И.И., Литвинов В.Л.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ АКТИВИРОВАННОГО БЕРЕЗОВОГО УГЛЯ ПРИ ФИКСИРОВНОМ РАСХОДЕ ФИЛЬТРУЮЩЕГОСЯ ОКИСЛИТЕЛЯ
43 Амелин И.И. , Самойленко Н.Г., Алексеев А.П.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ ЩЕЛЕВЫХ ВЫРЕЗОВ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК
45 Анисимов И.И., Порубов Е.Е., Степанов В.И., Штукмастер Б.Я., Попов В.П.

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОАЛЮМИНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ТОПЛИВНЫХ КОМПОЗИЦИЙ
47 Архипов В.А., Бирюков Ю.А., Кузнецов В.Т., Савельева Л.А.

ГАЗОГЕНЕРАТОР ГЕТЕРОГЕННОЙ СТРУИ С РЕГУЛИРУЕМОЙ СТРУКТУРОЙ
49 Архипов В.А., Ярулин Н.Н., Волков С.А.

УСТРОЙСТВО ПОСТРОЕНИЯ ОСКОЛОЧНЫХ ПОЛЕЙ
51 Афиногенов Ю.А.

ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ОБЛАСТИ С КОНЕЧНЫМ ЗАПАСОМ ТЕПЛА
53 Бандуркина Е.А., Буркина Р.С.

ОСОБЕННОСТИ ПОДВОДНОГО ГОРЕНИЯ УНИТАРНОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С ЗОНОЙ ГАЗООБРАЗОВАНИЯ В ВЕРХНЕЙ ЧАСТИ
55 Барсуков В.Д., Басалаев С.А., Голдаев С.В., Минькова Н.П.

ОБ ОЦЕНКЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЭСТАФЕТНОГО ЗАПУСКА ПОДВОДНЫХ ГАЗОГЕНЕРАТОРОВ ПО ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ СХЕМЕ
57 Барсуков В.Д., Басалаев С.А., Голдаев С.В.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕГУЛИРОВАННОГО ПОДЪЕМА СРЕДНЕГАБАРИТНЫХ ОБЪЕКТОВ ЖЕСТКИМ ПОНТОНОМ
59 Барсуков В.Д., Гарипов Р.Н., Голдаев С.В.

ВЫБОР ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОГЕНЕРАТОРА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ТРЕБУЕМОЙ СИЛЫ ТЯГИ ТВЕРДОТОПЛИВНЫМ ВОДОМЕТОМ
61 Барсуков В.Д., Голдаев А.С. Голдаев С.В.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ КОМПЕНСАЦИИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА В ЭТХ-СИСТЕМАХ МАЛОГО КАЛИБРА
63 Барышев М.С., Бураков В.А., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Сушков А.А., Хоменко Ю.П., Широков В.М.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ ПРИСОЕДИНЕННОГО ЗАРЯДА ИЗ ПЛАСТИЗОЛЬНОГО ТОПЛИВА
65 Барышев М.С., Бураков В.А., Ищенко А.Н., Саморокова Н.М., Фоменко В.В., Хоменко Ю.П.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАКОНОВ ГАЗООБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОМБИНИРОВАННОГО ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА
67 Барышев М.С., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Салько А.Е., Хоменко Ю.П.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФИЛЬТРАЦИОННЫХ СВОЙСТВ НЕФТЕГАЗОНОСНЫХ ПЛАСТОВ
69 Березиков А.П., Пластунова О.С.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПРОДОЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ДЛИННЫХ ТЕЛ В БАЛЛИСТИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ
71 Биматов В.И.

ГАЗОДИНАМИКА ОТКРЫТОГО СЖИГАНИЯ КРУПНОГАБАРИТНЫХ РДТТ
73 Бондарчук С., Сабырбаев А.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА МОДЕЛИ ГАЗОФАЗНОГО ЗАЖИГАНИЯ (СОПРЯЖЕННАЯ ЗАДАЧА)
75 Бородин А.И.

ГОРЕНИЕ СМЕСЕЙ ПОРОШКОВ НА ОСНОВЕ Ti и Cr В ПОТОКЕ АЗОТА
77 Бравермапн Б.Ш., Цыбульник Ю.В.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ МАЛОГАБАРИТНОГО ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА
79 Бугаев А.В., Герасимов С.И., Иванова О.В., Тотышев К.В., Шляпников Г.П.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ РЕАКЦИОННОСПОСОБНОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМАХ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ
80 Буркина Р.С., Микова Е.А.

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКЦИОННОСПОСОБНОГО ВЕЩЕСТВА НА ПАРАМЕТРЫ ЕГО ЗАЖИГАНИЯ ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ
82 Буркина Р.С., Хренова О.В.

ВЛИЯНИЕ МОЩНОГО ЭЛЕКТРОПЛАЗМЕННОГО ИНИЦИИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА НА УРОВЕНЬ МАКСИМАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРЕ ЗАРЯЖАНИЯ
84 Буркин В.В., Буркина Р.С., Тимохин А.М.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ ВОЛН С РАСПРЕДЕЛЁННЫМИ ВОДЯНЫМИ ЗАСЛОНАМИ В ПОДГОТОВИТЕЛЬНОЙ ВЫРАБОТКЕ УГОЛЬНОЙ ШАХТЫ
86 Васенин И.М., Крайнов Ю.А., Криволапов В.Г., Палеев Д.Ю., Шрагер Э.Р.

О САМОВОСПЛАМЕНЕНИИ ГИБРИДНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ
88 Волынкина Е.С., Крайнов А.Ю.

СИНТЕЗ ФЕРРИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ
90 Габбасов Р.М., Итин В.И., Кирдяшкин А.И., Найден Е.П., Минин Р.В.

ПРЕДЕЛЫ ЗАЖИГАНИЯ АЭРОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ
91 Егоров А.Г.

РАЗРУШЕНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРУИ
93 Жарова И.К., Маслов Е.А.

РАСЧЕТ ЛЕГКОГАЗОВЫХ УСТАНОВОК С ГАЗОЖИДКОСТНЫМ ПОРШНЕМ
95 Жаровцев В.В., Тимофеев Д.А.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СРЕДСТВ ИНИЦИИРОВАНИЯ, ВОСПЛАМЕНИТЕЛЬНОГО УЗЛА И МЕТАТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА
97 Жолобов В.В., Иванова И.А.

К ВОПРОСУ ОБ ОРГАНИЗАЦИИ ЭФФЕКТИВНЫХ РЕЖИМОВ ИНИЦИИРОВАНИЯ МЕТАНЫХ ЗАРЯДОВ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЗАРЯЖАНИЯ
99 Жолобов В.В., Синяев С.В.

УДАРНО-ВОЛНОВОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ПОРОХОВЫХ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ БОЛЬШОГО УДЛИНЕНИЯ
101 Иванова О.В., Калмыков П.Н., Лапичев Н.В., Мартюшов Д.Е.,Соколов О.А., Шляпников Г.П.

ОБ ОДНОМ АЛГОРИТМЕ СОСТАВЛЕНИЯ ТАБЛИЦ СТРЕЛЬБЫ ДЛЯ ЛЕГКОГАЗОВЫХ ПУШЕК
103 Касимов В.З., Ушакова О.В., Федосов О.А., Хоменко Ю.П.

АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ ИСПАРЕНИЯ ПРИ ГРАВИТАЦИОННОМ ОСАЖДЕНИИ КАПЕЛЬ В АТМОСФЕРЕ
105 Козлов Е.А., Шереметьева У.М.

АНАЛИЗ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ СИСТЕМ С ПОДГОНОМ МОДЕЛИ В ПУСКОВОЙ ТРУБЕ
107 Комаровский Л.В., Сафронов А.И.

О ВЛИЯНИИ ДИСПЕРСНОСТИ АЛЮМИНИЯ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВЫХ КОМПОЗИЦИЙ
109 Коротких А.Г.

КАТАЛИЗ ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ ТОПЛИВНЫХ КОМПОЗИЦИЙ С УЛЬТРАДИСПЕРСНЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ДОБАВКАМИ
111 Кузнецов В.Т., Сурков В.Г.

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЙ НИЗКОВОЛЬТНЫЙ ИСТОЧНИК ЭНЕРГИИ (СНИЭ) ДЛЯ ЭЛЕКТРОТЕРМОХИМИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ
113 Кульпин В.И., Синяев С.В., Сушко В.П., Суханов Д.Я.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАМЕНИ ПРИ УМЕРЕННОЙ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА
115 Матвиенко О.В.,Архипов В.А.

ЗАЖИГАНИЕ ПИРОТЕХНИЧЕСКОГО СОСТАВА (ПЕРХЛОРАТ АММОНИЯ + АЛЛЮМИНИЙ) ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ
117 Медведев В.В., Ципилев В.П., Ильин А.П., Решетов А.А.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ВЫСОКОНАПОЛНЕННЫХ ТОПЛИВ ПРИ УМЕРЕННОМ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ.
119 Милехин Ю.М., Гафаров Б.Р., Садовничий Д.Н., Понкратова Е.С., Гусев С.А., Уткин А.В., Долгобородов А.Ю., Маршаков В.Н.

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ
121 Милехин Ю.М., Садовничий Д.Н., Гусев С.А.

ВЛИЯНИЕ СИЛЫ САФФМЭНА НА ПРОЦЕСС УВЛЕЧЕНИЯ МЕЛКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ОСЕДАНИИ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ В СУСПЕНЗИИ
123 Миньков Л.Л., Дик И.Г.

О ПРИМЕНЕНИИ ЗАКОНА ДЕЙСТВУЮЩИХ МАСС К РЕАЛЬНЫМ СИСТЕМАМ
125 Павлов А.М., Калижанова У.С.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ГАЗОВ
127 Павлов А.М , Калижанова У.С.

РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ДВУХ ВИДОВ ДИНАМОРЕАКТИВНЫХ ОРУДИЙ, ПРЕДНАЗНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ЗАГЛУБЛЕНИЯ СТРОИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ГРУНТ
129 Пенский О.Г.

УДАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАПЕЛЬ С ЖИДКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ
131 Перязев М.О., Полев В.Г., Трофимов В.Ф.

НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ В ИНТЕРЕСАХ НАРОДНОГО ХОЗЯЙСТВА
133 Пивкин П.М.

ГОРЕНИЕ СВС-СИСТЕМ С ПЕРЕМЕННОЙ ПОРИСТОСТЬЮ И ВНЕШНИМ ГАЗООБМЕНОМ
136 Прокофьев В.Г., Смоляков В.К.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИИ БИОПЛЕНКИ
138 Пыльник С.В., Дик И.Г., Миньков Л.Л.

ИЗМЕРЕНИЕ ШИРИНЫ ЗОНЫ РЕАКЦИИ ЭМУЛЬСИОННОГО ВВ
140 Сильвестров В.В., Караханов С.М., Пластинин А.В., Решетняк А.Ю., Дерибас А.А.

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НИТРОСОЕДИНЕНИЙ С ПЕРХЛОРАТОМ АММОНИЯ
142 Синогина Е.С.

ОБ ОДНОЙ ПЛАЗМОЗАМЕЩАЮЩЕЙ ТЕХНОЛОГИИ ЭТХ-ЗАЖИГАНИЯ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ
144 Синяев С.В

ЭЛЕКТРОНАГРЕВАЕМЫЕ ФОЛЬГОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ С ПИРОТЕХНИЧЕСКИМИ ПОКРЫТИЯМИ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ ЗАЖИГАНИЯ КВАЗИЖИДКИХ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ
146 Синяев С.В., Сурков В.Г.

УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА УПЛОТНЕНИЯ МЕТАТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА ПРИ ВОСПЛАМЕНЕНИИ ЕГО НЕПОСРЕДСТВЕННО ОТ КАПСЮЛЬНОЙ ВТУЛКИ
148 Соков Б.А., Данилов В.М.

О ГОРЕНИИ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ В ПОЛЕ МАССОВЫХ СИЛ
150 Третьяков Н.С.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАКОНОВ ГОРЕНИЯ ПОРОХА НА ОСНОВЕ МАНОМЕТРИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ
152 Хоменко Ю.Н., Широков В.Н., Крутиков В.Н.

АВТОМАТИЗАЦИЯ КАЛИБРОВКИ УСТРОЙСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НОЛЯ НОВЕРХНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ
154 Цыба Г.А., Саламатов В.Г.

ВИДЕОПИРОМЕТР
156 Цыба Г.А., Саламатов В.Г.

ОПЕРАТИВНЫЙ КОНТРОЛЬ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СТРОИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ В УСЛОВИЯХ ПЛАЗМЕННОГО НАГРЕВА
158 Шиляев А.М., Волокитин Г.Г., Лысак Н.А.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАКЦИОННОГО СОСТАВА ДИСПЕРСНЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ МЕТОДОМ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО УСТАНОВЛЕННЫХ ЦИКЛОНОВ
160 Шиляев А.М., Рекунов В.С.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ ВОЗРАСТАЮЩЕГО ДАВЛЕНИЯ
162 Щеголев Е.А.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ ОБРАЗЦОВ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В ИНЕРТНОЙ СРЕДЕ ПОСТОЯННОГО ОБЪЕМА
164 Щеголев Е.А.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ В ВОЛНЕ СВС
166 Юсупов Р.А., Кирдяшкин А.И., Китлер В.Д., Саламатов В.Г., Максимов Ю.М.

СЕКЦИЯ 2. МЕХАНИКА ТВЕРДОГО ДЕФОРМИРУЕМОГО ТЕЛА

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕРМЕТИЗАЦИИ БРОНХОВ В ЛЕГОЧНОЙ ХИРУРГИИ
168 Андреев В. А., Пономарев С. В., Соколович Е. Г., Топольницкий Е. Б.

ИЗГИБ КОНСОЛЬНОГО ГИБКОГО СТЕРЖНЯ СЛЕДЯЩЕЙ НАГРУЗКОЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ НАЧАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ К ЕГО ОСИ
170 Анфилофьев А.В.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУ- И ТРЕХМЕРНОГО КВАЗИСТАТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ СБОРОК ПРИ МЕТАНИИ
172 Барашков В.Н.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ЛАБОРАТОРНЫХ ОБРАЗЦАХ ИЗ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ
174 Беспалько А.А., Люкшин Б.А., Люкшин П.А., Матолыгина Н.Ю., Ущын Г.Е.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В СУЩЕСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ
176 Богульский И.О., Волчков Ю.М.

ВЛИЯНИЕ РАЗБРОСА СВОЙСТВ ФАЗ В ПОЛИМЕРНОЙ КОМПОЗИЦИИ КОНСТРУКЦИОННОГО НАЗНАЧЕНИЯ НА ЕЕ ДЕФОРМАЦИОННО - ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА И ВЕРОЯТНОСТЬ БЕЗОТКАЗНОЙ РАБОТЫ КОНСТРУКЦИЙ
178 Бочкарева С.А., Люкшин Б.А., Реутов А.И.

МЕТОДИКА ОПТИМАЛЬНОГО РАСКРОЯ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТРАНСФОРМИРУЕМЫХ РЕФЛЕКТОРОВ
180 Бутов В.Г., Бухтяк М.С., Пономарев С.В.

ВОПРОСЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ ФОРМЫ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТРАНСФОРМИРУЕМЫХ РЕФЛЕКТОРОВ
182 Бутов В.Г., Пономарев С.В., Солоненко В.А., Ящук А.А.

ПОДРЫВ ЗАРЯДА В ОБОЛОЧКЕ НА ДЕФОРМИРУЕМОЙ ПРЕГРАДЕ
184 Герасимов А.В., Алексеев Н.С.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ОБОЛОЧКИ ПРИ НАГРУЖЕНИИ ЛОКАЛЬНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ДАВЛЕНИЯ
186 Герасимов А.В., Михайлов В.Н.

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ ПОДХОД К ПРОБЛЕМЕ РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОБИТИЯ ТОНКИХ ПРЕГРАД
188 Герасимов А.В., Пашков С.В.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА МЕТАНИЯ ЭЛЕМЕНТА ПРОДУКТАМИ ДЕТОНАЦИИ
190 Герасимов А.В., Спиваков А.А.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОУДАРЕНИЯ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО УДАРНИКА С ПРЕГРАДОЙ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ
192 Герасимов А.В., Черепанов Р.О.

МЕТОДИКА ВЫЧИСЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ КАСАТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ МЕТАЛЛОВ
194 Демидов В.Н., Немытов В.П.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ СТЕКЛОКЕРАМИКИ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ
196 Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф., Семенцова М.А., Панькова Т.А.

ПРИМЕНЕНИЕ ВАРИАЦИОННО-РАЗНОСТНОГО МЕТОДА ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ УСТОЙЧИВОСТИ ТОНКОСТЕННЫХ КОНСТРУКЦИЙ
198 Колдунов В.А., Черепанов О.И.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАСШТАБНОГО ЭФФЕКТА ПРИ СКВОЗНОМ ПРОБИТИИ ПЛАСТИНЫ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ
200 Коняев А.А., Строков Ю.С.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СЕТЕПОЛОТЕН И ВАНТОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ТРАНСФОРМИРУЕМЫХ РЕФЛЕКТОРОВ
202 Кучумов М.Ю., Марицкий Н.Н., Подшивалов С.Ф., Пономарев С.В., Сидоренко Ю.Н.

РЕОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕАГИРУЮЩЕЙ ПОРОШКОВОЙ СРЕДЫ ТИПА Н-С
204 Лейцин В.Н., Кобраль Н.В., Дмитриева М.А.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПАРАМЕТРОВ И УСЛОВИЙ НАГРУЖЕНИЯ НА ХАРАКТЕР ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ РЕАГИРУЮЩЕЙ ПОРОШКОВОЙ СМЕСИ
206 Лейцин В.Н., Колмакова Т.В., Дмитриева М.А.

КОМПЬЮТЕРНОЕ КОНСТРУИРОВАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИЙ
208 Люкшин Б.А., Люкшин П.А., Матолыгина Н.Ю.

ДЕМПФИРОВАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В КОМПОЗИТАХ С МИКРОСФЕРИЧЕСКИМ НАПОЛНИТЕЛЕМ
210 Милехин Ю.М., Гафаров Б.Р., Гусев С.А., Коргунов И.Г., Уткин А.В.

ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОМПАКТНЫХ УДАРНИКОВ С ЭКРАНИРОВАННЫМИ ПРЕГРАДАМИ
212 Могилев В.А., Трушков В.Г.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПЛАСТИЧНОСТИ В ЗОНЕ МАКРОКОНЦЕНТРАТОРА
214 Нариманова Г.Н., Нариманов Р.К.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ
216 Немировский Ю.В., Богомолова О.А.

НЕУПРУГИЙ ДИНАМИЧЕСКИЙ ИЗГИБ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ УДЛИНЕННЫХ КОМПОЗИТНЫХ ПЛАСТИН
218 Немировский Ю.В., Янковский А.П.

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА КОНСТРУКЦИИ КА С ВЫСОКОНЕЛИНЕЙНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ
222 Орлов А.С., Шатров А.К.

УСТОЙЧИВОСТЬ СТРУКТУРНО–НЕСТАБИЛЬНОГО СТЕРЖНЯ ПРИ ПОЛЗУЧЕСТИ
224 Русов Б.П., Игнатович Д.В.

ФОРМИРОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ ОБОЛОЧЕК В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ НАГРУЖЕНИЯ
226 Самсонов В.И.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ И ВЯЗКОУПРУГОСТИ
227 Светашков А.А.

ОЦЕНКИ ПОГРЕШНОСТИ ПРИБЛИЖЕННЫХ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧ ВЯЗКОУПРУГОСТИ
229 Светашков А.А.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ УДАРНЫХ КОСМИЧЕСКИХ МИКРОСТРУКТУР
231 Сильвестров В.В., Василенко А.П., Труханов Е.М., Лукьянов Я.Л.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОГО СПРЕЙ- ДИСПЕРГИРОВАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЬГ С УЧЕТОМ ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛА
233 Синяев С.В., Герасимов А.В., Крамарь М.А.

МЕЗОСКОПИЧЕСКАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ДЕФОРМАЦИИ В КОМПОЗИТАХ AL-Al_2O_3, AL-SIC И AL-B_4C ПРИ УДАРНОВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ
236 Скрипняк В.А., Каракулов В.В.

СДВИГОВАЯ ПРОЧНОСТЬ Al_2O_3 И ZrO_2-Y_2O_3 КЕРАМИКИ С НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ
238 Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Назаров М.Н.

О ПРИМЕНЕНИИ МИКРОПОЛЯРНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДЕФОРМАЦИИ МАТЕРИАЛОВ С СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И НАНОСТРУКТУРОЙ
241 Смолин И.Ю., Бакеев Р.А., Макаров П.В.

ИМИТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ПРОНИКАНИЯ СТЕРЖНЕВЫХ УДАРНИКОВ В ПРЕГРАДУ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ
243 Толкачев В.Ф.

ОЦЕНКА ПРОНИКАНИЯ ПОРИСТЫХ СТЕЖНЕВЫХ УДАРНИКОВ В ПРЕГРАДУ
245 Толкачев В.Ф., Кацман К.Б.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА НЕЛИНЕЙНЫЕ ВИБРАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОВОДЯЩЕЙ СТРУНЕ
247 Томилин А.К.

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕГРАД, СОДЕРЖАЩИХ КЕРАМИЧЕСКИЙ СЛОЙ
249 Трушков В.Г., Ягницина Е.А.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ НЕЛИНЕЙНОГО КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МЕМБРАННОЙ КОНСТРУКЦИИ
251 Усманов Д.Б.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В МОДЕЛЯХ ИЗ ЭЛАСТОМЕРОВ МЕТОДОМ НЕЛИНЕЙНОЙ ФОТОУПРУГОСТИ
253 Харинова Н. В.

ПРИМЕНЕНИЕ ВАРИАЦИОННО-РАЗНОСТНОГО МЕТОДА ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ ПРОЕКТИРОВАНИЯ УПРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
255 Черепанов О.И.

ВЗРЫВНОЙ СИНТЕЗ И СПЕКАНИЕ КУБИЧЕСКОГО НИТРИДА КРЕМНИЯ
257 Юношев А.С., Сильвестров В.В., Пальянов Ю.Н., Калинин А.А., Тесленко Т.С., Дерибас А.А.

СЕКЦИЯ 3. ГАЗОДИНАМИКА МНОГОФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

ВИРТУАЛЬНАЯ ГИДРОАЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛАБОРАТОРИЯ
259 Алексеев Е.В., Смоловик В.А., Росляк В.Т.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ И СЕПАРАЦИИ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ ФЕРРИТОВ ДО УРОВНЯ $\delta_{90} \leq 1$ МКМ ПНЕВМАТИЧЕСКИМ СПОСОБОМ
261 Бирюков Ю.А., Богданов Л.Н., Зайцева Е.В., Селиховкин А.М.

СОЗДАНИЕ И РЕАЛИЗАЦИЯ ПРОМЫШЛЕННОЙ ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ СУБМИКРОННЫХ И МИКРОПОРОШКОВ ОКОКСИДА АЛЮМИНИЯ И СПЕЦИАЛЬНЫХ КОМПОЗИЦИЙ НА ИХ ОСНОВЕ
263 Бирюков Ю.А., Богданов Л.Н., Иванов А.В., Быков А.А., Грязев А.В.

О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ТРАНСПОРТИРУЕМОЙ СРЕДЕ ОТ РАБОЧЕГО ПОТОКА В СТРУЙНОМ АППАРАТЕ
265 Бирюков Ю.А., Василевский М.Ю., Романдин В.И., Объедков А.Ю.

СИНТЕЗ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОРОШКА АЛЮМИНИЯ, ПОЛУЧЕННОГО ПНЕВМОЦИРКУЛЯЦИОННЫМ МЕТОДОМ
267 Бирюков Ю.А., Знатдинов М.Х., Полюшко В.А., Иванов А.В., Бирюков А.Ю.

ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО МЕТОДА ПОЛУЧЕНИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ И СУБМИКРОННЫХ ФРАКЦИЙ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ
269 Бирюков Ю.А., Росляк А.Т., Богданов Л.Н., Зайцева Е.В., Демиденко А.А.

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ АНАЛИЗА ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА МИКРОДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ
271 Богданов А.Л. Богданов Л.Н., Бирюков А.Ю.

ПНЕВМОЦИРКУЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ФРАКЦИОНИРОВАННЫХ ПОРОШКОВ АЛЮМИНИЯ ДЛЯ МОНОБЛОЧНЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ
273 Богданов Л.Н., Ищенко А.Н., Бирюков А.Ю., Хоменко Ю.П., Савельева Л.А.

ФИЗИКО- МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЕГАЗАЦИИ ВЫРАБОТАННОГО ПРОСТРАНСТВА
275 Брабандер С.П., Палеев Д.Ю.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОГО ГАЗА В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ
278 Васенин И.М., Глазунов А.А., Глазунов П.А.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ ВЕНТИЛЯЦИИ ГОРНЫХ ВЫРАБОТОК
281 Васенин И.М., Глазунов П.А., Палеев Д.Ю., Шрагер Э.Р.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ В СОПЛАХ ЛАВАЛЯ С УЧЁТОМ КОАГУЛЯЦИИ, ДРОБЛЕНИЯ И ВРАЩЕНИЯ ЧАСТИЦ И ПОЛИДИСПЕРСНОЙ МОДЕЛИ ОСКОЛКОВ
283 Васенина Т.В., Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В СЛОЖНОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ
285 Васенина Т.В., Унжакова Т.Е., Ящук А.А.

О БАЛАНСЕ ЭНЕРГИИ ПОТОКОВ В ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ
287 Василевский М.В., Зыков Е.Г.

О ХАРАКТЕРИСТИКАХ ПОТОКОВ С ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ
289 Василевский М.В., Зыков Е.Г., Объедков А.Ю.

О ВЫБОРЕ БАЗИСНЫХ ФУНКЦИЙ В ПРЯМЫХ ЗАДАЧАХ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ
291 Волков Ю.С., Галкин В.М., Халимов С.Б.

О ПОСТРОЕНИИ МНОГОРЕЖИМНОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО СОПЛА ДЛЯ ГИПЕРЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ
293 Галкин В.М., Звегинцев В.И.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ДВУМЕРНОГО НАСЫПНОГО СЛОЯ
295 Дик И.Г., Дьяченко Е.Н., Миньков Л.Л.

ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЯ КОЛМОГОРОВА ДЛЯ РАСЧЕТА МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ АВАРИЙНОЙ УТЕЧКИ НА МАГИСТРАЛЬНЫХ НЕФТЕПРОВОДАХ
298 Жолобов В.В., Тарновский Е.И.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЭВОЛЮЦИИ ВОЛН ДАВЛЕНИЯ ПРИ ТРУБОПРОВОДНОЙ ТРАНСПОРТИРОВКЕ УГЛЕВОДОРОДНЫХ СМЕСЕЙ
300 Жолобов В.В., Тарновский Е.И.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛЕ С ПОРИСТОЙ ВСТАВКОЙ
302 Зайцева Е.В., Шваб А.В., Стекин В.А.

ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД С ПЕРЕМЕННОЙ ДИАГОНАЛЬНОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ РАЗНОСТНЫХ УРАВНЕНИЙ
304 Зверев В.Г.

ДВУМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В КАНАЛАХ ИМПУЛЬСНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ МГД-ГЕНЕРАТОРОВ
306 Еремин И.В., Тырышкин И.М.

МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ МНОГОФАЗНОЙ, МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ В ПРИЗАБОЙНОЙ ЗОНЕ СКВАЖИН
308 Квеско Б.Б., Кувшинов М.Н.

ОСАЖДЕНИЕ К-ФАЗЫ В ПРЕДСОПЛОВОМ ОБЪЕМЕ ДУ
310 Нариманов Р.К.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЯЗКИХ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В МНОГОСВЯЗНЫХ ОБЛАСТЯХ СО ВДУВОМ
312 Нестеров Г.Н., Аксененко Д.Д.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ПРОЦЕССОВ УСРЕДНЕНИЯ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЫ
314 Рыжих Ю.Н., Шваб А.В.

РУЧНОЙ ПНЕВМОПЕРЕГРУЗЧИК ЗЕРНИСТЫХ И ПЫЛЕВИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ
317 Романдин В.И., Танков Н.К., Грязев А.В.

ОСОБЕННОСТИ НИЗКОСКОРОСТНОГО ПНЕВМОТРАНСПОРТА СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ ПО СТУПЕНЧАТОМУ ТРУБОПРОВОДУ
319 Смоловик В.А., Росляк А.Т.

РАСЧЕТ ВЯЗКОГО ТЕЧЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОМ МГД-ГЕНЕРАТОРЕ
321 Солоненко В.А.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА МОДУЛЯ ПОЛЕЗНОЙ НАГРУЗКИ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ С СИСТЕМОЙ ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЯ НА ОСНОВЕ ЖИДКОСТНОГО КОНТУРА
323 Ткаченко А.С., Щербакова И.В., Кожухов В.П.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА СМЕШЕНИЯ В СМЕСИТЕЛЯХ БАРАБАННОГО ТИПА
325 Шрагер Г.Р., Штоколова М.Н., Якутенок В.А.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ КАПЛИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ
327 Штоколова М.Н.

СЕКЦИЯ 4. ДИНАМИКА ПОЛЕТА И НЕБЕСНАЯ МЕХАНИКА

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ KS-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ЗАДАЧАХ ДИНАМИКИ АСЗ
329 Авдюшев В.А., Бордовицына Т.В., Галушина Т.Ю.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ АМАЛЬТЕИ И ТЕБЫ, БЛИЗКИХ СПУТНИКОВ ЮПИТЕРА
333 Баньщикова М.А., Авдюшев В.А.

РАСЧЕТ НДС КОНСТРУКЦИИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА В РАМКАХ ИНТЕГРИРОВАННОЙ МНОГОУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ
335 Барашков С.В., Дерута А.П., Кожухов В.П., Светашков А.А., Светашков П.А.

СХОДИМОСТЬ МЕТОДА МНОЖИТЕЛЕЙ ЛАГРАНЖА ПРИ УЛУЧШЕНИИ ОРБИТ
337 Батурин А.П.

АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДОЛЬНОЙ И ПОПЕРЕЧНОЙ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ НЕУПРАВЛЯЕМЫХ СНАРЯДОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ТЕЛЕМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРЕНИЙ.
339 Береговских Н.А., Котик И.П., Хилов А.В.

ОБЩАЯ БАЗА ДАННЫХ ИНТЕГРИРОВАННОЙ МНОГОУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ ПОЛУЧЕНИЯ ПРОЕКТНЫХ ОЦЕНОК КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ
341 Бовсуновский А.Б., Бутов В.Г., Васенина Т.В., Кожухов В.П., Косенко В.Е., Кувшинов Н.Е., Макаренко К.В., Ящук А.А.

НОВАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ИСЗ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ИСПОЛЬЗОВА-НИЯ
343 Бордовицына Т.В., Батурин А.П., Авдюшев В.А., Васильева П.В.

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛИБРАЦИОННЫХ ДВИЖЕНИЙ АСЗ ВБЛИЗИ СОИЗМЕРИМОСТЕЙ 4/1 И 5/1 С ЮПИТЕРОМ
347 Быкова Л.Е., Полулях М.В

СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕКУРРЕНТНЫХ АЛГОРИТМОВ КАННИНГЕМА И ХОЛШЕВНИКОВА ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ОТ ГЕОПОТЕНЦИАЛА
349 Дубас О.М.

РЕГУЛЯТОР ДАВЛЕНИЯ БЛОКА ПОДАЧИ КСЕНОНА СИСТЕМЫ КОРРЕКЦИИ СОВРЕМЕННЫХ СПУТНИКОВ СВЯЗИ
351 Ладыгин А.П., Двирный В.В.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ СОТОВОГО ПАКЕТА ПРИ ВЫРЫВЕ ЗАКЛАДНОГО ЭЛЕМЕНТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЙ МОДЕЛИ
353 Наговицин В.Н., Шатров А.К. Шендалёв Д.О.

ВОЗМОЖНАЯ СВЯЗЬ АСТЕРОИДА 2003 ЕН1 С МЕТЕОРНЫМ ПОТОКОМ КВАДРАНТИД
355 Рябова Г.О., Батурин А.П., Черницов А.М.

ФИЛОСОФИЯ КВАЛИФИКАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ПРИ ВИБРАЦИОННЫХ ИСПЫТАНИЯХ
357 Соловьева Т.И., Шатров А.К.
ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОДНОШАГОВЫХ АЛГОРИТМОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ДИНАМИКИ ФРАГМЕНТОВ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА
359 Туева О.Н.

ОПТИМАЛЬНАЯ ФОРМА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ГРАДИЕНТА ГРАВИТАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА НЕБЕСНЫХ ТЕЛ
361 Холшевников К.В.

МОДИФИКАЦИЯ КЛАССИЧЕСКОГО СПОСОБА ПОСТРОЕНИЯ НАЧАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ ВОЗМОЖНЫХ ДВИЖЕНИЙ
362 Черницов А.М., Тамаров В.А., Батурин, А.П.

ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ОРБИТЫ С КАСАНИЕМ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА ДЛЯ АППРОКСИМАЦИИ ВОЗМУЩЕННОГО ДВИЖЕНИЯ
364 Шефер В.А.

СЕКЦИЯ 5. ТЕПЛОМАССООБМЕН И ГИДРОАЭРОМЕХАНИКА

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ЗАДАЧЕ ОБТЕКАНИЯ БЕСКОНЕЧНОГО ПЛОСКОГО КЛИНА
366 Блохин А.М., Ткачев Д.Л., Пашинин Ю.Ю.

О ТЕПЛООБМЕНЕ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА С МНОГОСЛОЙНОЙ ОБОЛОЧКОЙ ПРИ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ВЯЗКОМ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ.
367 Бородин А.И., Исаков Г.Н.

О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КОМПОЗИЦИОННЫХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ТЕПЛООБМЕН И ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ УНОСЕ
369 Булыгин М.Г. , Дементьев О.Н., Ковалев Ю.М., Костин Г.Ф., Тихонов Н.Н., Ягафаров Ш.Ш.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВОЙ КУМУЛЯЦИИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ПОЛОГО КОНИЧЕСКОГО ЗАРЯДА
370 Гапоненко Ю.А.

ТЕПЛОПЕРЕНОС В ЭЛЕМЕНТАХ СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ИЗ ДРЕВЕСИНЫ С ОГНЕЗАЩИТОЙ ПРИ ПОЖАРЕ
371 Гаращенко А.Н., Гаращенко Н.А., Рудзинский В.П.

О ВЛИЯНИИ ВДУВА ПРОДУКТОВ РАЗЛОЖЕНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ НА МОМЕНТ КРЕНА ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ
373 Гофман А.Я., Булыгин М.Г., Зинченко В.И., Ковалев Ю.М., Костин Г.Ф., Мокин Ю.А., Несмелов В.В., Тихонов Н.Н.

ТЕПЛООБМЕН ПРИ НАТЕКАНИИ ГЕТЕРОГЕННОЙ ПЛОСКОЙ СТРУИ НА ПЛАСТИНУ, РАСПОЛОЖЕННУЮ НОРМАЛЬНО К НАПРАВЛЕНИЮ СТРУИ
375 Жарова И.К., Кузнецов Г.В., Маслов Е.А.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СУШКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ДЕРЕВЯННЫХ КОНСТРУКЦИЙ
377 Жуков А.В., Кузин А.Я., Хон С.В., Филюшина М.С.

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ СТЕКЛОПАКЕТОВ С ТЕПЛООТРАЖАЮЩИММИ ПОКРЫТИЯМИ
379 Загромов Ю.А., Баинов Д.Д., Кривобоков В.П.

НАГРЕВ ЖЕЛЕЗОБЕТОННЫХ КОНСТРУКЦИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОЖАРА
381 Зверев В.Г., Назаренко В.А., Цимбалюк А.Ф.

ТЕПЛОЗАЩИТА МНОГОСЛОЙНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОЖАРА
384 Зверев В.Г., Назаренко В.А., Цимбалюк А.Ф.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СВОЙСТВ УГЛЕНАПОЛНЕННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СОДЕРЖАНИЯ КОМПОНЕНТОВ В МАТЕРИАЛЕ
387 Зинченко В.И., Несмелов В.В., Гольдин В.Д.

ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ КОНТЕЙНЕРА С ГРУЗОМ В УСЛОВИЯХ ПОЖАРА
389 Исаков Г.Н., Гольдин В.Д., Викторов В.А., Усов В.Д.

ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ ЯЩИЧНОЙ ТАРЫ С ЗАПОЛНИТЕЛЕМ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ПОЖАРЕ
391 Исаков Г.Н., Гольдин В.Д., Викторов В.А., Усов В.Д.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ИСПАРЕНИЯ И КОНДЕНСАЦИИ НА ТЕПЛОМАССООБМЕН ПРИ ЗАЖИГАНИИ РЕАГИРУЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ В ПОТОКЕ ГАЗА
393 Исаков Г.Н., Касьянов Г.С.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В МНОГОСЛОЙНОМ ЭЛЕКТРОКАБЕЛЕ С ОГНЕЗАЩИТНЫМ ПОКРЫТИЕМ
395 Исаков Г.Н., Кузин А.Я., Мирошниченко Т.А.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ ДРЕВЕСНОЙ МАССЫ В ПРОДУВАЕМОМ ПОРИСТОМ СЛОЕ
397 Исаков Г.Н., Субботин А.Н.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОМАССООБМЕНА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КОКСУЮЩИХСЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ
399 Касьянов Г.С., Несмелов В.В.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ С КЕРАМИЧЕСКИМ ФИТИЛЕМ.
401 Колоусова А.А.

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В ТРЕХСЛОЙНОМ НАРУЖНОМ ОГРАЖДЕНИЙ С КОННЕКТОРОМ
403 Кузин А.Я., Мирошниченко Т.А., Хон С.В.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОУСТОЙЧИВОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ НАРУЖНЫХ ОГРАЖДЕНИЙ
405 Кузин А.Я., Мирошниченко Т.А., Хон С.В.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ЗАМКНУТОЙ ОБЛАСТИ
407 Кузнецов Г.В., Шеремет М.А.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ
409 Несмелов В.В., Гольдин В.Д.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОПРАВОЧНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ МЕТОДОМ ДИФФЕРЕНЦИАЛОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К АЛГОРИТМУ РЕШЕНИЯ ОСНОВНОЙ ЗАДАЧИ ВНЕШНЕЙ БАЛЛИСТИКИ ПРИ АРГУМЕНТЕ X
411 Степанов В.П., Фарапонов В.В.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ В АЭРОБАЛЛИСТИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ
413 Фарапонов В.В.

ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПОРОШКОВЫХ ПОКРЫТИЙ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ НАПЫЛЕНИИ
415 Чугуев Д.Н.

АЗОТИРОВАНИЕ ФЕРРОСИЛИЦИЯ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ И ВЫДЕЛЕНИЕ НИТРИДА КРЕМНИЯ МЕТОДОМ КИСЛОТНОГО ОБОГАЩЕНИЯ
417 Чухломина Л.Н., Ахунова З.С., Кривошеева Е.Н.

ВЕРОЯТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ КЛАССИФИКАЦИИ
419 Шваб А.В., Брендаков В.Н.

РАСЧЕТ ПРОЦЕССА ПЫЛЕУЛАВЛИВАНИЯ В ПОЛОМ ПРОТИВОТОЧНОМ СКРУББЕРЕ С МНОГОУРОВНЕВОЙ УСТАНОВКОЙ ФОРСУНОК
421 Шиляев М.И., Шиляев А.М., Дорошенко Ю.Н.

СОПОСТАНОВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА РАСЧЕТА МОКРЫХ ПЫЛЕУЛОВИТЕЛЕЙ С ФРАКЦИОННЫМ
423 Шиляев М.И., Шиляев А.М., Щербакова И.М.

Научное издание

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ МЕХАНИКИ

Доклады IV Всероссийской научной конференции
Томск, 5-7 октября 2004 г.

Редактор *В.Г. Лихачева*

Лицензия ИД 04617 от 24.04.2001 г. Подписано в печати 20.12.2004 г.
Формат 60×84 1/8. Бумага офсетная №1. Печать офсетная.
Печ. л. 52,25; усл. печ. л. 48,59; уч.-изд. л. 51,1. Тираж 500 экз. Заказ 923

Издательство ТГУ, 634029, г. Томск, ул. Никитина, 4
Типография «Иван Федоров», 634003, г. Томск, Октябрьский взвоз, 1