

ИСКРОВОЕ ЗАЖИГАНИЕ ГОРЮЧИХ ГАЗОВ
И ГАЗОВЗВЕСЕЙ

SPARK IGNITION OF COMBUSTIBLE GASES
AND GAS SUSPENSIONS

Ministry of Science and High Education and of the Russian Federation
National Research
Tomsk State University

K.M. Moiseeva, A.Y. Krainov

**SPARK IGNITION OF COMBUSTIBLE GASES
AND GAS SUSPENSIONS**

Monograph

Scientific & Technical Translations



PUBLISHING

Tomsk – 2020

Министерство науки и высшего образования РФ
ФГАОУ ВО "Национальный исследовательский
Томский государственный университет"

К.М. Моисеева, А.Ю. Крайнов

**ИСКРОВОЕ ЗАЖИГАНИЕ ГОРЮЧИХ ГАЗОВ
И ГАЗОВЗВЕСЕЙ**

Монография

Scientific & Technical Translations



ИЗДАТЕЛЬСТВО

Томск – 2020

УДК 544.452; 533
М 74

М 74 Моисеева К.М., Крайнов А.Ю. **Искровое зажигание горючих газов и газовзвесей** : монография. – Томск : STT, 2020. – 124 с.

ISBN 978-5-93629-645-1

Представлены математические модели и результаты исследования задач искрового зажигания горючих газов и газовзвесей. Материалы полезны для научных работников, студентов и аспирантов, занимающихся вопросами воспламенения и горения горючих газовых и газодисперсных смесей. Математические модели и результаты могут быть использованы специалистами, работающими с потенциально пожаро-взрывоопасными газодисперсными взвесями. Изложенные материалы входят в курсы, читаемые для магистрантов Физико-технического факультета Томского государственного университета, обучающихся по направлениям подготовки 16.04.01 – Техническая физика, 24.04.03 – Баллистика и гидроаэродинамика.

УДК 544.452; 533

Рецензенты:

Прокофьев В.Г. – докт. физ.-мат. наук, профессор кафедры математической физики Томского государственного университета;

Князева А.Г. – проф., докт. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник института прочности и материаловедения СО РАН.



Российский
научный
фонд

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда, проект № 17-79-20011.

ISBN 978-5-93629-645-1

© К.М. Моисеева, А.Ю. Крайнов, 2020
© Томский государственный университет, 2020
© Обложка. Макет. STT™, 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

Основные обозначения	7
Введение	9
Глава 1. Исследования искрового зажигания газов и газовзвесей	11
Глава 2. Искровое зажигание реакционноспособных газовых смесей	17
2.1. Физико-математическая постановка задачи об искровом зажигании горючей газовой смеси	19
2.2. Метод численного решения задачи искрового зажигания горючей газовой смеси	22
2.3. Результаты численного исследования минимальной энергии искрового зажигания метано-воздушной и пропано-воздушной смесей	28
Глава 3. Искровое зажигание газовзвеси угольной пыли	37
3.1. Физико-математические модели зажигания и горения реагирующих газовзвесей	37
3.2. Основные предположения, принятые при построении математической модели искрового зажигания реагирующих газовзвесей	45
3.3. Физико-математическая постановка задачи искрового зажигания газовзвеси угольной пыли	46
3.4. Метод численного решения задачи искрового зажигания газовзвеси угольной пыли	53
3.5. Критические условия искрового зажигания монодисперсной аэровзвеси угольной пыли	58
3.6. Критические условия искрового зажигания монодисперсной взвеси угольной пыли в метано-воздушной смеси	65
3.7. Критические условия искрового зажигания бидисперсной аэровзвеси угольной пыли	70

3.8.	Критические условия искрового зажигания полидисперсной аэровзвеси угольной пыли	74
3.9.	Критические условия искрового зажигания аэровзвеси угольной пыли с учетом выхода горючих летучих компонентов из частиц	77
3.10.	Влияние лучистого теплопереноса на минимальную энергию искрового зажигания взвеси наноразмерной угольной пыли	81
Глава 4.	Искровое зажигание аэровзвесей порошков высокоэнергетических материалов	87
4.1.	Критические условия искрового зажигания аэровзвеси порошка алюминия	88
4.2.	Искровое зажигание аэровзвеси порошка бора	102
	Заключение	112
	Список литературы	113
	Summary	123

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- α_i – стехиометрические коэффициенты реакций кислорода с горючими компонентами (частицами и газом).
- α_p – коэффициент теплообмена газа с частицами.
- β_m – коэффициент массоотдачи частиц.
- γ – показатель адиабаты.
- ε_p – внутренняя энергия частиц.
- ε_g – внутренняя энергия газа.
- φ – коэффициент избытка горючего.
- η – коэффициент динамической вязкости газа.
- χ_g – коэффициент температуропроводности газа.
- λ_g – коэффициент теплопроводности газа.
- μ – молярная масса.
- ρ – плотность.
- ρ_{ox} – парциальная плотность окислителя.
- ρ_f – парциальная плотность горючего.
- ρ_p^0 – собственная плотность частиц.
- τ_{tr} – сила трения.
- C_r – коэффициент трения.
- c_g – скорость звука в газе.
- c_{pg}, c_{vg} – удельные теплоемкости газа при постоянном давлении и объеме, соответственно.
- c_p – удельная теплоемкость материала частиц.
- D_g – коэффициент диффузии газа.
- F_{tr} – сила взаимодействия одиночной частицы с газом.
- G_i – скорость изменения массы частиц газозвеси в ходе химической реакции или фазового превращения.

- h – шаг разностной сетки по пространству.
 K, L – коэффициенты в условиях устойчивости разностной схемы.
 k_0 – константа скорости химической реакции.
 m – масса.
 Nu_p – число Нуссельта.
 S_p – площадь поверхности частицы.
 S_m – площадь миделевого сечения частицы.
 p – давление.
 Q – тепловой эффект реакции на поверхности частиц.
 Re – число Рейнольдса.
 R_g – газовая постоянная.
 R_u – универсальная газовая постоянная.
 r_p – радиус частицы.
 r – координата.
 T – температура.
 t – время.
 Δt – шаг по времени в разностной схеме.
 u – скорость.
 u_f – видимая скорость горения.
 u_n – нормальная скорость горения.
 V^C – процентное содержание летучих компонентов в частицах.

Индексы

- Al – параметры алюминия, содержащегося в частице.
 B – параметры бора, содержащегося в частицах.
 b – начальные значения параметров состояния.
 f – горючая компонента.
 g – параметры газа.
 ox – окислитель.
 p – параметры частиц.
 z – характеристики зажигания.

ВВЕДЕНИЕ

Процессы возбуждения химического тепловыделения в газозвесах и их горения имеют ряд особенностей. В отличие от гомогенного вещества, при горении газозвесей имеется различие в температурах и скоростях движения газа и частиц, происходит тепло- и массообмен между фазами, во фронте горения формируются большие градиенты температуры, существенный вклад в процессах теплообмена играет лучистый теплоперенос.

Реагирующие газозвеси могут быть различного состава: газозвеси инертных частиц в горючей газовой смеси; газозвеси порошков, в которых при нагревании инициируются эндотермические химические реакции; газозвеси горючих частиц реагирующих с окислителем в газовой фазе; частицы газозвеси могут выделять горючие летучие компоненты, реагирующие с окислителем в газовой фазе; частицы металлов (алюминий, железо, титан, и другие) в газозвеси гетерогенно реагируют с окислителем газовой смеси, при этом на их поверхности нарастает слой окисной пленки, которая замедляет скорость реакции окисления; частицы пыли в газозвеси могут гомогенно реагировать без участия окислителя газовой фазы (пороховая пыль). Встречаются газозвеси, в которых экзотермические химические реакции происходят и на частицах и в газовой фазе, так называемые гибридные газозвеси. Порошки различных веществ содержат в своем составе частицы различных размеров.

С учетом многообразия состава газовзвесей разработка физико-математических моделей для изучения их зажигания и горения является актуальной.

В монографии изложены результаты численного исследования задач искрового зажигания газов и газовзвесей. Показано влияние состава смеси на минимальную энергию искрового зажигания горючих газов и газовзвесей. Результаты, представленные в монографии, объединяют цикл работ авторов по вопросам искрового зажигания реакционноспособных смесей.

Результаты исследования могут быть полезны научным работникам, студентам и аспирантам, занимающимся вопросами воспламенения и горения горючих газовых и газодисперсных смесей, специалистам, работающим с потенциально пожаро-взрывоопасными смесями.

Результаты получены при выполнении научных исследований на кафедре математической физики физико-технического факультета Томского государственного университета. Изложенные в монографии материалы используются в учебном процессе кафедры математической физики в программах дисциплин «Теплофизика» и «Вычислительные технологии в задачах тепло-массопереноса», на семинарах, проводимых для студентов физико-технического факультета. А также могут быть использованы магистрантами, аспирантами и научными работниками, занимающимися математической теорией горения и взрыва.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-79-20011).

Глава 1

ИССЛЕДОВАНИЯ ИСКРОВОГО ЗАЖИГАНИЯ ГАЗОВ И ГАЗОВЗВЕСЕЙ

В [1, 2] собран большой экспериментальный материал об искровом зажигании горючих газовых смесей. Первой теоретической работой, посвященной определению критических условий зажигания, является [3]. Согласно подходу Я.Б. Зельдовича [3], успешное искровое зажигание происходит тогда, когда энергия искры способна создать две прогретых зоны перед фронтом пламени и адиабатическую температуру горения в центре. Однако такая оценка является завышенной. В работе [4] с использованием адиабатического метода решения задач зажигания [5] была аналитически решена задача искрового зажигания горючего газа. Численное решение задачи искрового зажигания горючего газа, реализованное в [6], с хорошей точностью соответствует решению [4]. При этом в качестве начального условия задается начальное распределение температуры в газе, соответствующее распределению температуры от мгновенного источника через малый промежуток времени (распределение Гаусса).

Процесс возбуждения химического тепловыделения в газодисперсных средах (газовзвесах) имеет ряд особенностей. В отличие от гомогенного вещества, здесь нужно учитывать двухтемпературность среды и включать в теоретическую модель тепло- и массообмен между фазами, учитывать формирующийся градиент температуры в газовзвеси [7–9]. Существенное влияние на динамику температурных полей фаз может оказать радиационная составляющая теплообмена, обычно опускаемая для

гомогенной среды [10].

Возбуждение химического реагирования в газовзвеси может быть осуществлено внешними источниками тепла, такими как горячее тело (стенка), тепловое излучение, создание очага разогрева, искровое зажигание. При воздействии таких источников на газовзвеси важно знать, какие характеристики газовзвеси являются основными при инициировании горения.

Встречаются газовзвеси, состоящие из смеси газов (окислителя, горючего и инертного) со взвешенными в ней частицами дисперсной фазы, гетерогенно реагирующей с окислителем газовой фазы (гибридные газовзвеси [11]). Такие газовзвеси возникают в процессах сушки дисперсных материалов и, обязательно, при добыче угля и его переработке, так как уголь содержит адсорбированный на поверхности пор метан и другие легколетучие горючие компоненты [12], которые постепенно выходят в газовую фазу. Наличие горючих газов в несущей фазе газовзвеси смещает пределы горения и концентрационные пределы воспламенения [11], а это представляет потенциальную опасность и требует использования специальных мер безопасности [13, 14]. Особенности зажигания химического реагирования в гибридных газовзвесах изучены слабо [11].

Одним из источников воспламенения газовзвесей являются искры. Искровое воспламенение газовзвесей исследовалось различными авторами. Обзор экспериментальных результатов сделан в [11]. Теоретическое моделирование искрового зажигания газовзвесей проведено в работах [15–21] на основе теплодиффузионной двухтемпературной модели горения газовзвесей. Найдены критические величины энергии искрового зажигания в зависимости от массовой концентрации дисперсной фазы, размера частиц.

Наличие горючего газа в несущей фазе газовзвеси может

существенно изменить характеристики искрового зажигания и критические условия зажигания. Известно, что при горении газовзвесей тепловое излучение может существенно влиять на режим распространения пламени по газовзвеси. При некоторых значениях параметров, характеризующих свойства дисперсной фазы, тепловое излучение увеличивает скорость распространения пламени в несколько раз [8, 10]. Перенос тепла излучением при зажигании газовзвесей искрой также может оказать существенное влияние на величину минимальной (критической) энергии искры, необходимой для зажигания газовзвесей.

В [22] рассмотрена задача об искровом зажигании гибридной газовзвесей. Математическая модель искрового зажигания газовзвесей строится на основе двухтемпературной теплодиффузионной модели горения гибридных газовзвесей. Путем численного решения задачи получены зависимости минимальной энергии зажигания от параметров, характеризующих дисперсную фазу. Выявлено неоднозначное влияние присутствия частиц экзотермически реагирующей дисперсной фазы на минимальную энергию искры, приводящую к зажиганию газовзвесей: мелкие частицы уменьшают минимальную энергию искры, частицы большего размера вблизи стехиометрического состава газовой смеси увеличивают минимальную энергию зажигания, а вдали от стехиометрического состава – уменьшают. Крупные частицы практически не влияют на минимальную энергию искры, ее энергия равна энергии зажигания газовой смеси. Из численного решения системы уравнений, описывающей искровое воспламенение газа, получены значения нижнего и верхнего концентрационных пределов воспламенения метановоздушной смеси, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными; проведено исследование влияния экзотермически реагирующей дисперсной фазы, взвешенной в реагирующей газовой смеси, на

нижний и верхний концентрационные пределы воспламенения.

В [23] исследуется влияние теплового излучения частицами в процессе искрового зажигания газозвеси. Путем численного решения задачи получены зависимости минимальной энергии зажигания от параметров, характеризующих дисперсную фазу; определена область параметров дисперсной фазы, где лучистый теплоперенос существенно влияет на минимальную энергию искрового зажигания. Исследование показало, что при зажигании искрой, в зависимости от параметров газозвеси, на переизлучение частицами теряется от 5 до 30% тепловой энергии выделяющейся при искровом пробое. Получена аналитическая формула для определения критической энергии искрового зажигания газозвеси, учитывающая лучистый теплоперенос в газозвеси. Формула дает значения минимальной энергии искрового зажигания газозвеси, отличающиеся от результатов численного решения не более, чем на 30% в широком диапазоне определяющих параметров задачи. Проведено сравнение результатов численного и аналитического решения задачи с известными экспериментальными данными, показавшее удовлетворительное согласие теоретически полученных значений величины минимальной энергии искрового зажигания газозвеси угольной пыли с данными экспериментальных измерений.

В [24] на основе математической модели искрового зажигания газа, учитывающей тепловое расширение, численно исследуется влияние теплового расширения на минимальную энергию искрового зажигания газа. Показано, что теплодиффузионная модель искрового зажигания газа занижает значение минимальной энергии искры в два и более раза. Проведено исследование зависимости минимальной энергии искры при зажигании от числа Дамкеллера, характеризующего отношение скорости распространения фронта пламени к скорости звука в

газе в широком диапазоне его изменения.

Мелкодисперсные порошки металлов, взвешенные в воздухе, могут воспламеняться и гореть. При горении аэрозвеси порошков металла происходит интенсивное окисление металла с выделением большого количества тепла. Например, для сжигания одного килограмма керосина требуется 14 нормальных кубических метров воздуха, или около 5 килограммов кислорода. При этом выделяется 40 МДж теплоты. Для сжигания одного килограмма порошка алюминия требуется 0.89 кг кислорода, при этом выделяется 36 МДж теплоты. Рассчитаем калорийность сгорания керосина и порошка алюминия на килограмм массы окислителя. Для керосина эта величина составляет $40 \text{ МДж}/5 \text{ кг} = 8 \text{ МДж/кг}$, для порошка алюминия – $36 \text{ МДж}/0.89 \text{ кг} = 40.45 \text{ МДж/кг}$. Видно, что на единицу массы кислорода при сгорании алюминия тепла выделяется в 5 раз больше. Считается перспективным использование порошков металлов в качестве порошкового металлического горючего в прямоточных камерах реактивных двигательных установок.

Нанопорошки алюминия, получаемые электровзрывом металлических проволочек, являются химически активными, так как на их поверхности нет пленки оксида [25], и требуют специальных условий хранения. При образовании оксидной пленки на поверхности наноразмерных частиц алюминия порошки алюминия могут храниться на воздухе, но остаются пожароопасными [26]. Аэрозвесь таких частиц является горючей, и представляется необходимым исследование условий зажигания аэрозвесей таких порошков.

В отмеченных теоретических работах [4, 6, 15–23], посвященных искровому зажиганию горючих газов и газозвесей, используется тепло-диффузионная модель горения [27]. Кроме того все результаты представлены в безразмерных переменных,

что затрудняет их практическое использование для получения конкретных значений минимальной энергии искры для конкретных смесей горючих газов с воздухом (метано-воздушных, пропано-воздушных, смесей паров бензина с воздухом и др.). Тепло-диффузионная модель горения не учитывает тепловое расширение газа, что приводит к существенному завышению величин критической энергии искрового зажигания.

Необходимо также отметить, что тепло-диффузионная модель [27] определяет величину скорости распространения фронта горения относительно не прореагировавшего газа с достаточно хорошей точностью. Однако при искровом зажигании фронт распространяется от центра, и скорость распространения фронта горения будет определяться также скоростью движения продуктов сгорания при нагревании газа в процессе химической реакции.

Глава 2

ИСКРОВОЕ ЗАЖИГАНИЕ РЕАКЦИОННОСПОСОБНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

Как отмечается в [1, 2] при прохождении электрического пробоя в газовой среде происходит разогрев газа, локальное повышение давления. Это приводит к возникновению ударной волны, которая распространяется в газе. Из-за цилиндрической симметрии давление в волне падает по мере ее удаления от зоны энерговыделения от искрового разряда. Скорость распространения волны давления звуковая, и она опережает волну прогрева. Волна сжатия достаточно быстро уходит далеко от высокотемпературной зоны. Дальнейший процесс зажигания происходит практически в изобарических условиях при небольших скоростях движения газа. Критическая энергия зажигания, рассчитанная по газодинамической модели [24] превышает величину, рассчитанную по тепло-диффузионной модели, примерно в 3 раза. Такое отличие в величине критической энергии искры, определяемой без учета термического расширения газа, обусловлено тем, что после тепловыделения от искрового разряда происходит быстрое расширение газа, которое приводит к понижению давления и температуры в зоне тепловыделения от искры. Это приводит к уменьшению скорости химических реакций в этой области.

Согласно подходу Я.Б. Зельдовича [3] успешное искровое зажигание происходит тогда, когда энергия искры способна создать две прогретых зоны перед фронтом пламени и адиабатическую температуру горения в центре. Проведем некоторые оцен-

ки. Предположим, что после мгновенного искрового пробоя в газе возникла цилиндрическая область маленького радиуса повышенной температуры и давления, которая расширится до выравнивания давления с окружающим газом. Полагая расширение адиабатическим, можно оценить изменение температуры в этой области. Пусть адиабатическая температура сгорания газовой смеси $T_a = 2700\text{ K}$, искра мгновенно нагрела часть газа от температуры $T_0 = 270\text{ K}$ до температуры 2700 K . Давление в газе $p_0 = 1\text{ атм}$, в нагретой области $p_1 = 10\text{ атм}$. После расширения нагретой области до давления p_0 температура ее падает до величины $T_2 = T_1 (p_0 / p_1)^{(\gamma-1)/\gamma} = 1587\text{ K}$ ($\gamma = 1,3$ – показатель адиабаты), которая значительно ниже температуры, при которой скорость химических реакций большая. Для того чтобы газ после его расширения имел температуру 2700 K , искра должна нагреть его до температуры $T_1 = T_2^\gamma / T_0^{(\gamma-1)/\gamma} = 5387\text{ K}$ ($T_2 = T_a = 2700\text{ K}$), и для этого потребуется в два раза больше энергии. Эта оценка не учитывает химические реакции в высокотемпературной области, так как расширение газа происходит достаточно быстро, и фронт химических реакций за время расширения не сможет пройти большого расстояния, поэтому вклад химических реакций в разогрев будет мал. Эта оценка также не учитывает затраты энергии на механическое движение газа.

Задача искрового зажигания реакционноспособных газовых смесей актуальна для задач обеспечения пожаро-взрывобезопасности на предприятиях с потенциально возможным выбросом горючих компонентов в воздух. Возможность искрового зажигания газовой смеси определяется как величиной источника зажигания (энергией искры), так и составом смеси.

Рассмотрим условия искрового зажигания в предположении переменности давления в газе.

2.1. Физико-математическая постановка задачи об искровом зажигании горючей газовой смеси

Физико-математическая постановка задачи строится при следующих предположениях. Реакционноспособная смесь с массовой концентрацией горючей компоненты a_f , концентрацией окислителя a_{ox} , находится в бесконечном объеме и способна к экзотермической химической реакции при нагреве. Линейный мгновенный источник зажигания расположен в центре. Внешняя граница расчетной области полагается бесконечно удаленной от источника зажигания. Потерями тепла на электроды пренебрегается. Теплоотдача излучением от продуктов сгорания и диссоциация молекул не учитываются. Коэффициенты диффузии и теплопроводности газа зависят от температуры. Газовая постоянная определяется составом газовой смеси. Константа скорости химической реакции зависит от температуры по закону Аррениуса, скорость реакции зависит от концентрации горючей компоненты и кислорода в газе и описывается кинетикой первого порядка по горючему и первого порядка по кислороду. Учитывается движение газа, обусловленное тепловым расширением газа при повышении температуры. Предполагается, что искровое тепловыделение обладает цилиндрической симметрией. Математическая постановка задачи в консервативной форме имеет вид:

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g u_g}{\partial r} = 0. \quad (2.1)$$

Уравнение сохранения импульса:

$$\frac{\partial r \rho_g u_g}{\partial t} + \frac{\partial r (\rho_g u_g^2 + p_g)}{\partial r} = p_g. \quad (2.2)$$

Уравнение энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial r \rho_g (\epsilon_g + 0.5u_g^2)}{\partial t} + \frac{\partial r u_g [\rho_g (\epsilon_g + 0.5u_g^2) + p_g]}{\partial r} = \\ = \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + r Q_{ch} W_{ch}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Уравнение баланса массы горючего в газе:

$$\frac{\partial r \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_f u_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_g \rho_g \frac{\partial a_f}{\partial r} \right) - r W_{ch}. \quad (2.4)$$

Уравнение баланса массы кислорода в газе:

$$\frac{\partial r \rho_{ox}}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{ox} u_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_g \rho_g \frac{\partial a_{ox}}{\partial r} \right) - r \alpha_1 W_{ch}. \quad (2.5)$$

Уравнение состояния идеального газа:

$$p_g = \rho_g R_g T_g. \quad (2.6)$$

Начальные и граничные условия для задачи (2.1) – (2.6) имеют вид:

$$T_g(r, t_z) = T_{gb} + \frac{Q_z}{4\pi\lambda_g t_z} \exp\left(-r^2 / (4\chi_g t_z)\right), \quad \rho_f(r, t_z) = \rho_{f,b},$$

$$\rho_{ox}(r, t_z) = \rho_{ox,b}, \quad u_g(r, t_z) = 0, \quad \rho_g(r, t_z) = \rho_{gb}.$$

(2.7)

$$\frac{\partial \rho_g(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial T_g(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_f(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{ox}(0, t)}{\partial r} = 0, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial T_g(\infty, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_f(\infty, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{ox}(\infty, t)}{\partial r} = 0. \quad (2.9)$$

В правых частях уравнений (2.3) – (2.5) источник от химической реакции задавался в виде:

$$W_{ch} = k_0 \rho_f \rho_{ox} \exp\left(-E_a / (R_u T_g)\right). \quad (2.10)$$

В уравнениях (2.1) – (2.10) переменные ρ_f и ρ_{ox} определяют значения парциальных плотностей горючего и кислорода в смеси, $\rho_f = a_f \rho_g$, $\rho_{ox} = a_{ox} \rho_g$, где a_f , a_{ox} – относительные массовые концентрации горючего и кислорода в газе. $\varepsilon_g = p_g / (\rho_g (\gamma - 1))$. Связь между относительной массовой концентрацией горючего и окислителя в газе и объемным содержанием горючего a_{vol} в смеси определяется из соотношений:

$$a_{ox} = \frac{0.23(100 - a_{vol})\mu_{air}}{(100 - a_{vol})\mu_{air} + a_{vol}\mu_f}, \quad a_f = \frac{a_{vol}\mu_f}{(100 - a_{vol})\mu_{air} + a_{vol}\mu_f}.$$

Здесь a_{vol} – объемная процентная концентрация горючего в смеси, μ_f – молярная масса горючего, μ_{air} – молярная масса воздуха. Зависимости коэффициентов диффузии и теплопроводности газа от температуры определяются выражениями: $\lambda_g = \lambda_0 (T_g / T_0)^{2/3}$, $D_g = \lambda_g / (c_g \rho_g)$, где λ_0 – значение коэффициента теплопроводности при $T_g = 300 \text{ K}$. Газовая постоянная R_g рассчитывалась в зависимости от состава смеси из соотношения $R_g = R_u / (a_{ox}\mu_{ox} + a_f\mu_f + (1 - a_{ox} - a_f)\mu_{N_2})$, где μ_{N_2} , μ_{ox} – молярная масса азота и окислителя. Обозначения прочих переменных соответствуют списку принятых обозначений.

2.2. Метод численного решения задачи искрового зажигания горючей газовой смеси

Решение системы уравнений (2.1) – (2.6) проводится методом С. К. Годунова [30] с использованием алгоритма распада произвольного разрыва в параметрах состояния газа. Расчетная область покрывается разностной сеткой с шагом h_i (рис. 2.1).

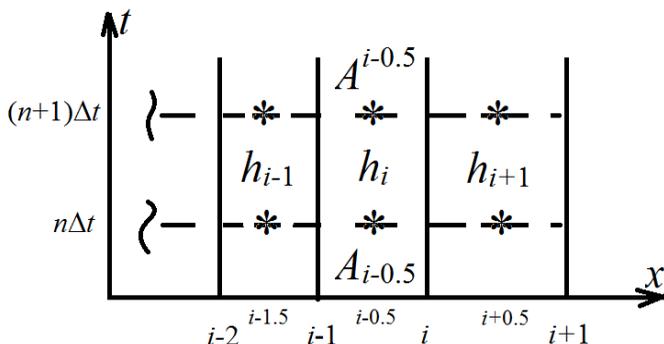


Рис. 2.1. Схема расчетной сетки

Примем обозначения: $A_{i-1/2}$ – параметры состояния среды в центре разностной ячейки на n -ом временном слое, $A^{i-1/2}$ – параметры состояния среды на $(n+1)$ -ом временном слое; величины с индексом i и $i+1$ определены на границах ячеек. Для определения параметров состояния газа на границах ячеек решается задача о распаде произвольного разрыва в параметрах состояния газа. В результате решения этой задачи на каждой границе ячеек получаются величины $R_{g,i}$, $U_{g,i}$, $P_{g,i}$, $R_{f,i}$, $R_{ox,i}$ – плотность, скорость, давление, парциальная плотность горючего и окислителя соответственно на границах ячеек.

Разностный аналог уравнения неразрывности (2.1):

$$\frac{(r\rho_g)^{i-1/2} - (r\rho_g)_{i-1/2}}{\Delta t} + \frac{M_{g,i} - M_{g,i-1}}{h_i} = 0,$$

где $M_{g,i} = r_i R_{g,i} U_{g,i}$, $M_{g,i-1} = r_{i-1} R_{g,i-1} U_{g,i-1}$ – потоки массы на границах ячеек.

Разностный аналог уравнения сохранения импульса (2.2):

$$\frac{(r\rho_g u_g)^{i-1/2} - (r\rho_g u_g)_{i-1/2}}{\Delta t} + \frac{J_{g,i} - J_{g,i-1}}{h_i} = 0,$$

где $J_{g,i} = r_i (R_{g,i} U_{g,i}^2 + P_{g,i})$, $J_{g,i-1} = r_{i-1} (R_{g,i-1} U_{g,i-1}^2 + P_{g,i-1})$ – потоки импульса на границах ячеек.

Разностный аналог уравнения энергии (2.3):

$$\frac{(r\rho_g (\epsilon_g + 0.5u_g^2))^{i-1/2} - (r\rho_g (\epsilon_g + 0.5u_g^2))_{i-1/2}}{\Delta t} + \frac{E_{g,i} - E_{g,i-1}}{h_i} = r_{i-1/2} Q_{ch} W_{i,ch},$$

где

$$E_{g,i} = r_i U_{g,i} \left(R_{g,i} \left(\frac{P_{g,i}}{R_{g,i}(\gamma-1)} + \frac{U_{g,i}^2}{2} \right) + P_{g,i} \right) - \frac{r_i \lambda_{g,i} (T_{g,i+1/2} - T_{g,i-1/2})}{[(h_i + h_{i+1})/2]},$$

$$E_{g,i-1} = r_{i-1} U_{g,i-1} \left(R_{g,i-1} \left(\frac{P_{g,i-1}}{R_{g,i-1}(\gamma-1)} + \frac{U_{g,i-1}^2}{2} \right) + P_{g,i-1} \right) - \frac{r_{i-1} \lambda_{g,i-1} (T_{g,i-1/2} - T_{g,i-3/2})}{[(h_{i-1} + h_i)/2]} \quad - \text{ ПОТОКИ}$$

энергии на границе ячеек, записанные с учетом кондуктивного потока тепла по закону Фурье.

Разностный аналог уравнения баланса массы горючего в газе (2.4):

$$\frac{(r\rho_f)^{i-1/2} - (r\rho_f)_{i-1/2}}{\Delta t} + \frac{M_{f,i} - M_{f,i-1}}{h_i} = -r_{i-1/2}W_{ch,i-1/2},$$

где $M_{f,i} = r_i R_{f,i} U_{g,i} - \frac{r_i D_{g,i} \rho_{g,i} (a_{f,i+1/2} - a_{f,i-1/2})}{[(h_i + h_{i+1})/2]}$,

$$M_{f,i-1} = r_{i-1} R_{f,i-1} U_{g,i-1} - \frac{r_{i-1} D_{g,i-1} \rho_{g,i-1} (a_{f,i-1/2} - a_{f,i-3/2})}{[(h_{i-1} + h_i)/2]} \quad \text{— потоки}$$

массы горючего на границе ячеек, записанные с учетом диффузионного потока массы по закону Фика.

Разностный аналог уравнения баланса массы кислорода в газе (2.5):

$$\frac{(r\rho_{ox})^{i-1/2} - (r\rho_{ox})_{i-1/2}}{\Delta t} + \frac{M_{ox,i} - M_{ox,i-1}}{h_i} = -r_{i-1/2}\alpha_1 W_{ch,i-1/2},$$

где $M_{ox,i} = r_i R_{ox,i} U_{g,i} - \frac{r_i D_{g,i} \rho_{g,i} (a_{ox,i+1/2} - a_{ox,i-1/2})}{[(h_i + h_{i+1})/2]}$,

$$M_{ox,i-1} = r_{i-1} R_{ox,i-1} U_{g,i-1} - \frac{r_{i-1} D_{g,i-1} \rho_{g,i-1} (a_{ox,i-1/2} - a_{ox,i-3/2})}{[(h_{i-1} + h_i)/2]} \quad \text{— потоки}$$

массы окислителя на границе ячеек, записанные с учетом диффузионного потока массы по закону Фика.

Значения параметров состояния газа на (n+1)-ом временном слое определяются выражениями:

$$\rho_g^{i-1/2} = \frac{(r\rho_g)^{i-1/2}}{r_{i-1/2}},$$

$$u_g^{i-1/2} = \frac{(r\rho_g u_g)^{i-1/2}}{r_{i-1/2} \rho_g^{i-1/2}},$$

$$\begin{aligned} \epsilon_g^{i-1/2} &= \frac{\left(r\rho_g (\epsilon_g + 0.5u_g^2)\right)^{i-1/2}}{r_{i-1/2}\rho_g^{i-1/2}} - 0.5(u_g^{i-1/2})^2, \\ p_g^{i-1/2} &= \epsilon_g^{i-1/2} \rho_g^{i-1/2} (\gamma - 1), \\ \rho_f^{i-1/2} &= \frac{\left(r\rho_f\right)^{i-1/2}}{r_{i-1/2}}, \\ \rho_{ox}^{i-1/2} &= \frac{\left(r\rho_{ox}\right)^{i-1/2}}{r_{i-1/2}}. \end{aligned}$$

В соответствии с условием устойчивости решения задачи величина шага по времени определяется выражением:

$$\Delta t = \min \left[\frac{K h_{\min}}{\max [c_g + |u_g|]}, \frac{L h_{\min}^2}{2 \max [\chi_g]} \right], \quad (2.11)$$

где c – скорость звука, χ_g – коэффициент температуропроводности газа. Величина $\Delta t_1 = \frac{K h_{\min}}{\max [c_g + |u_g|]}$, $K < 1$ есть условие ус-

тойчивости Куранта–Фридрихса–Леви, применяемое для численного решения уравнений газовой динамики, величина

$$\Delta t_2 = \frac{L h_{\min}^2}{2 \max [\chi_g]}, \quad L < 1 - \text{условие устойчивости для решения}$$

уравнения теплопроводности с использованием явной схемы.

В уравнении энергии (2.3) присутствует слагаемое, учитывающее перенос тепла теплопроводностью, в уравнениях (2.5), (2.6) присутствуют слагаемые, учитывающие диффузию. Известно, что все методы решения уравнений газовой динамики обладают схемной диффузией, которая проявляется в том, что первоначально существующий разрыв температуры и концентрации (начальное ступенчатое изменение величины по пространству) в процессе численного решения «размазывается» на

несколько ячеек. Это свойство разностных схем зависит от величины шага по пространству.

Проведем оценку величины шага по пространству, обеспечивающего схемную диффузию меньшую, чем диффузия компонентов газовой смеси.

Для проведения оценок запишем уравнение (2.5) в декартовой системе координат:

$$\frac{\partial \rho_{ox}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{ox} u_g}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_g \rho_g \frac{\partial a_{ox}}{\partial x} \right) - r \alpha_1 W_{ch}. \quad (2.12)$$

С использованием обозначения $a_{ox} = \frac{\rho_{ox}}{\rho_g}$ перепишем (2.12) в виде:

$$\frac{\partial a_{ox} \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial a_{ox} \rho_g u_g}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_g \rho_g \frac{\partial a_{ox}}{\partial x} \right) - r \alpha_1 W_{ch}. \quad (2.13)$$

С использованием уравнения сохранения массы газа (2.1), записанном в декартовой системе координат и в предположении постоянства коэффициента диффузии (2.13) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial a_{ox}}{\partial t} + u_g \frac{\partial a_{ox}}{\partial x} = D_g \frac{\partial^2 a_{ox}}{\partial x^2} - r \alpha_1 W_{ch}. \quad (2.14)$$

Запишем (2.14) в разностной форме с использованием разностей против потока, предполагая u_g положительной величиной:

$$\frac{a_{ox,i}^{n+1} - a_{ox,i}^n}{\Delta t} + u_g \frac{a_{ox,i}^n - a_{ox,i-1}^n}{h} = D_g \frac{a_{ox,i+1}^n - 2a_{ox,i}^n + a_{ox,i-1}^n}{h^2} - r \alpha_1 W_{ch}. \quad (2.15)$$

Запишем разложение $a_{ox,i-1}^n$ в ряд Тейлора:

$$a_{ox,i-1}^n = a_{ox,i}^n - \frac{\partial a_{ox}}{\partial x} h + \frac{\partial^2 a_{ox}}{\partial x^2} \frac{h^2}{2} + \dots \quad (2.16)$$

Подставим (2.16) в (2.15) и перепишем (2.15) в дифференциальной форме, получим:

$$\frac{\partial a_{ox}}{\partial t} + u_g \frac{\partial a_{ox}}{\partial x} = \left(D_g + \frac{u_g h}{2} \right) \frac{\partial^2 a_{ox}}{\partial x^2} - r \alpha_1 W_{ch}. \quad (2.17)$$

Очевидно, что при $D_g \gg u_g h/2$ схемная диффузия не будет влиять на решение задачи о распространении фронта горения в газе.

При горении газов скорость газа может достигать значений $2 \div 5 \text{ м/с}$. С учетом того, что для газов число Льюиса близко к 1,

примем что $Le = \frac{D_g}{\chi_g} = 1$, Тогда $D_g = \chi_g = \frac{\lambda_0 (T/T_0)^{2/3}}{c \rho_g}$, и полу-

чим, что величина D_g меняется в интервале $3 \cdot 10^{-5} \leq D_g \leq (\sim 3 \cdot 10^{-4}) \text{ м}^2/\text{с}$, причем она увеличивается с увеличением температуры.

Для обеспечения неравенства $D_g \gg u_g h/2$ при скорости газа $2 \div 5 \text{ м/с}$ достаточно взять величину шага по пространству $h \leq 10^{-5} \text{ м}$. С учетом того, что $Le = 1$, выбранного шага по пространству будет достаточно и для разрешения уравнения энергии с учетом теплопроводности (2.3).

Расчетная сетка задавалась неравномерной. Шаг по пространству в области источника зажигания (до координаты $r = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$) задавался равным $\Delta h_{min} = 10^{-5} \text{ м}$. После координаты $r = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ шаг по пространству увеличивался в направлении границы по правилу $\Delta h_{i+1} = 1.005 \cdot \Delta h_i$. Шаг по времени выбирался из условия (2.11)

Тестирование методики численного решения и программы ЭВМ проводилось путем проверки выполнимости законов сохранения, а также решением тестовых задач по определению адиабатической температуры горения смеси и полноты сгорания

компонентов газа при реагировании. Погрешность численного решения составляла не более 0.52%.

2.3. Результаты численного исследования минимальной энергии искрового зажигания метано-воздушной пропано-воздушной смесей

Решение задачи (2.1) – (2.9) выполнено для метано-воздушной и пропано-воздушной смеси. В расчетах варьировался коэффициент избытка горючего, $\varphi = \frac{\rho_{f,b}/\rho_{ox,b}}{\rho_f^{steh}/\rho_{ox}^{steh}}$. Значение коэффициента избытка горючего $\varphi = 1$ соответствует стехиометрическому составу смеси, $\varphi < 1$ – бедной газовой смеси с недостатком горючего.

При расчетах минимальной энергии искрового зажигания метано-воздушной смеси задавались следующие значения размерных величин: $Q_{ch} = 55.7 \text{ МДж/кг}$, $R_u = 8.31 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$, $p_{gb} = 0.1 \text{ МПа}$, $T_{gb} = 300 \text{ К}$, $E_a = 239 \text{ кДж/моль}$, $c_{pg} = 1065 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $c_{vg} = 768.2 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\lambda_0 = 0.025 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $\alpha_1 = 4$. Для того чтобы результаты расчета соответствовали данным из научной литературы [1, 2], в качестве параметра согласования использовался предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса k_0 . Величина k_0 , подбиралась таким образом, чтобы расчетная скорость распространения фронта пламени метано-воздушной смеси соответствовала значению скорости, полученной экспериментально и представленной в [2] при значении $a_{vol} = 9\%$. Путем подбора получено значение $k_0 = 1.125 \cdot 10^{12} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с})$, при котором расчетное и экспериментальное значения нормальной скорости распространения фронта горения метано-воздушной смеси при $a_{vol} = 9\%$ совпадают.

В расчетах варьировалась объемная доля метана в метано-воздушной смеси в диапазоне $a_{vol} = 5 \div 9.5\%$, что соответствует диапазону значений коэффициента избытка горючего $\varphi = 0.55 \div 1$. Каждый из составов метано-воздушной смеси использовался для параметрических расчетов. Целью расчетов являлось определение минимальной энергии искры Q_z , при которой было возможно воспламенение метано-воздушной смеси с последующим выходом на стационарный режим горения. Минимальная энергия искры определялась в размерности *Дж/м* и не учитывала значение межэлектродного расстояния.

На рисунке 2.2 представлена динамика зажигания и выхода на устойчивый режим горения метано-воздушной смеси с объемным содержанием метана 6%. Температура газа показана на рисунке 2.2а, скорость газа представлена на рисунке 2.2б. Энергия искрового зажигания равнялась $Q_z = 0.05$ *Дж/м* и соответствовала минимальному значению, при котором было возможно инициирование искрового зажигания газа с последующим распространением стационарной волны горения. При меньших энергиях Q_z имело место затухание волны горения; количества энергии, заложенного в искру, было недостаточно для инициирования устойчивого режима распространения пламени.

Из серии параметрических расчетов была определена зависимость минимальной энергии искрового зажигания метано-воздушной смеси от состава. Результаты расчетов представлены на рисунке 2.3.

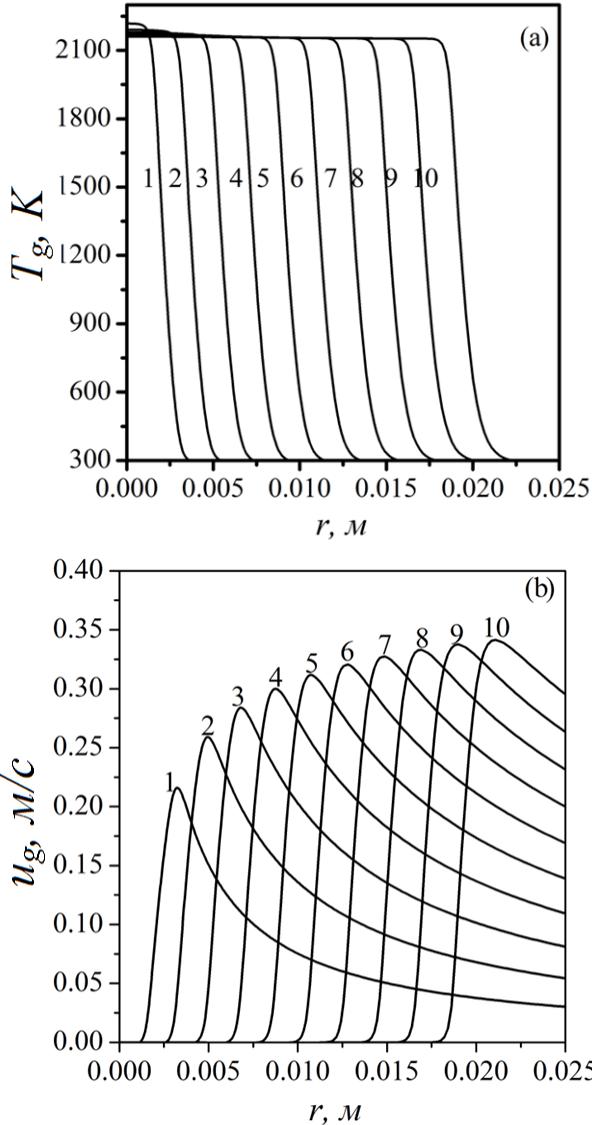


Рис. 2.2. Распределения температуры (а) и скорости движения (б) 6% метано-воздушной смеси при искровом зажигании.
 Кривые: $t = 1 - 5 \cdot 10^{-3}$ с; $2 - 10^{-2}$ с; $3 - 1.5 \cdot 10^{-2}$ с; $4 - 2 \cdot 10^{-2}$ с;
 $5 - 2.5 \cdot 10^{-2}$ с; $6 - 3 \cdot 10^{-2}$ с; $7 - 3.5 \cdot 10^{-2}$ с; $8 - 4 \cdot 10^{-2}$ с; $9 - 4.5 \cdot 10^{-2}$ с;
 $10 - 5 \cdot 10^{-2}$ с. $Q_z = 0.05$ Дж/м

Учет межэлектродного расстояния позволяет оценить количество тепловой энергии, выделившейся при искровом пробое и достаточной для инициирования устойчивого горения газа. На рисунке 2.4 представлена зависимость минимальной энергии искрового зажигания метано-воздушной смеси от коэффициента избытка горючего ϕ , переведенная в размерность [Дж]. Для построения зависимости было взято межэлектродное расстояние 4 мм (сплошная кривая) и 6 мм (штриховая линия).

Согласно данным из научной литературы [31], величина минимальной энергии искрового зажигания для стехиометрического состава метано-воздушной смеси составляет 0.28 мДж. На рисунке 2.4 для состава смеси $\phi = 0.65 \div 1$ ($a_{vol} = 6.5 \div 9.5\%$) минимальная энергия искрового зажигания близка к экспериментальному значению. Для смеси, состав которой близок к стехиометрическому, минимальная энергия искрового зажигания практически не изменяется с увеличением доли горючего в газе. Для смесей с содержанием горючего, близким к нижнему пределу воспламеняемости метано-воздушных смесей (эта величина по разным данным соответствует $a_{vol} = 3.8 \div 5.4\%$), наблюдается резкое увеличение минимальной энергии, необходимой для искрового зажигания с последующим устойчивым распространением фронта горения. Полученные результаты соответствуют данным из литературы [1, 2, 31].

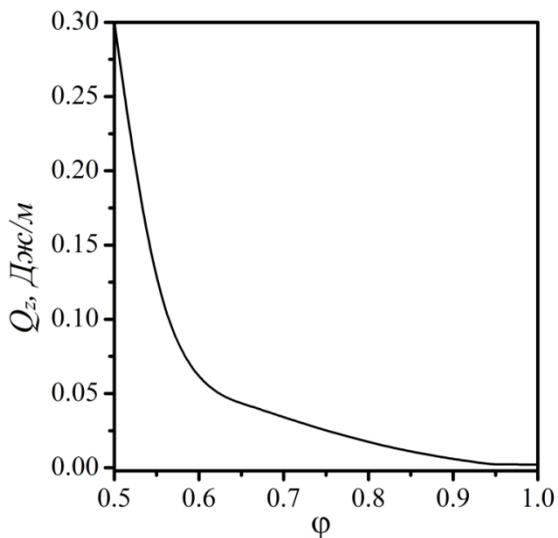


Рис. 2.3. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания метано-воздушной смеси от коэффициента избытка горючего

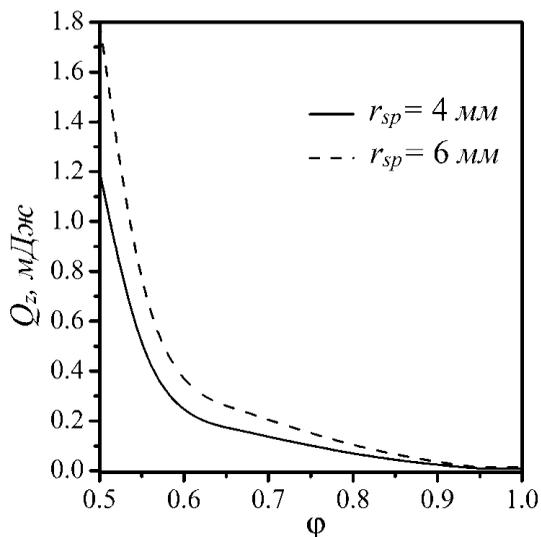


Рис. 2.4. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания метано-воздушной смеси от коэффициента избытка горючего для двух значений межэлектродного расстояния

На основе модели (2.1) – (2.10) был выполнен расчет минимальной энергии искрового зажигания пропано-воздушной смеси. Для расчета были взяты следующие значения размерных величин:

$$Q_{ch} = 42.45 \text{ МДж/кг}, \quad E_a = 171.16 \text{ кДж/моль},$$

$$R_u = 8.31 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}, \quad \rho_f^0 = 1.83 \text{ кг/м}^3, \quad \rho_{air}^0 = 1.2 \text{ кг/м}^3,$$

$$\lambda_0 = 0.025 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad \alpha_1 = 3.64, \quad \mu_{air} = 29.04 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль},$$

$$\mu_g = \frac{\rho_{air}^0 a_{air,b} + \rho_f^0 a_{f,b}}{\rho_{air}^0 a_{air,b} / \mu_{air} + \rho_f^0 a_{f,b} / \mu_f}, \quad \mu_f = 44 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль},$$

$$T_{gb} = 300 \text{ К}, \quad R_g = 8.31 \mu_g^{-1} \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

$$c_{pg} = 29.174 \mu_g^{-1} \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \quad c_{vg} = 20.864 \mu_g^{-1} \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

$$p_{gb} = 0.1 \text{ МПа}.$$

Подбор предэкспоненциального множителя k_0 осуществлялся аналогично способу, использованному для метано-воздушной смеси. Подбиралось такое значение k_0 , при котором рассчитанная численно нормальная скорость горения пропано-воздушной смеси с коэффициентом избытка горючего $\phi = 0.85$ соответствовала результату, приведенному в работе [2]. Подбранное значение коэффициента k_0 составило $k_0 = 3.9 \cdot 10^{11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с})$.

На рисунке 2.5 представлена динамика распространения волны горения по стехиометрической смеси ($a_{vol} = 4\%$, $a_f = 0.06$) при $Q_z = 0.015 \text{ Дж/м}$. При таком значении энергии искры имеет место успешное зажигание газовой смеси с выходом на режим устойчивого распространения пламени.

Минимальная энергия, требуемая для успешного искрового зажигания стехиометрической пропано-воздушной смеси, составила $Q_z = 0.009 \text{ Дж/м}$.

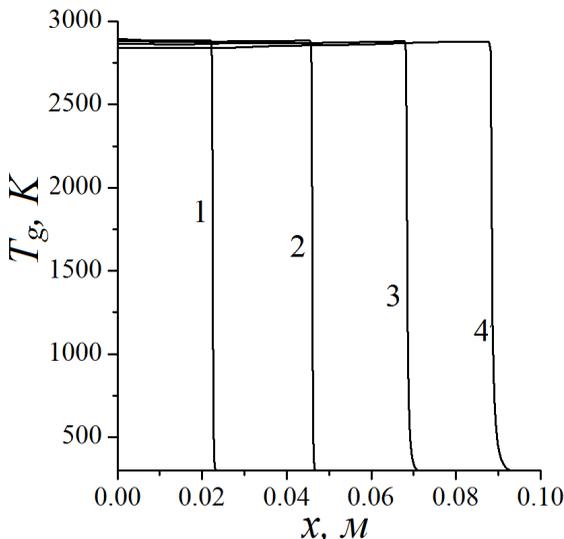


Рис. 2.5. Распределения температуры 4% пропано-воздушной смеси при искровом зажигании.
 Кривые: $t = 1 - 5 \cdot 10^{-3}$ с; $2 - 10^{-2}$ с; $3 - 1.5 \cdot 10^{-2}$ с; $4 - 2 \cdot 10^{-2}$ с.
 $Qz = 0.015$ Дж/м

Из серии параметрических расчетов была определена зависимость минимальной энергии искрового зажигания пропано-воздушной смеси от коэффициента избытка горючего в ней. На рисунке 2.6 представлена минимальная энергия искрового зажигания в размерности [Дж/м], на рисунке 2.7 показаны результаты при межэлектродном расстоянии 4 мм (сплошная кривая) и 6 мм (штриховая линия).

Согласно рисункам 2.6, 2.7, зависимость минимальной энергии искрового зажигания пропано-воздушной смеси от коэффициента избытка горючего близка результатам, полученным для метано-воздушной смеси.

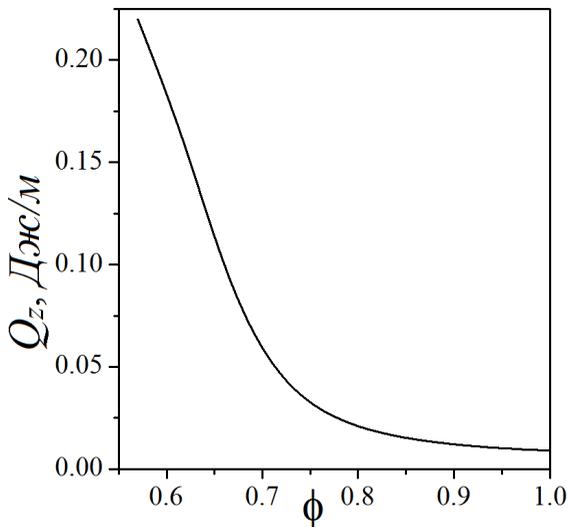


Рис. 2.6. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания пропано-воздушной смеси от коэффициента избытка горючего

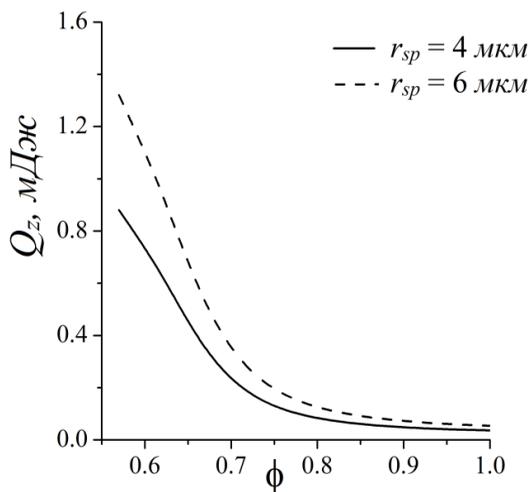


Рис. 2.7. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания пропано-воздушной смеси от коэффициента избытка горючего для двух значений межэлектродного расстояния

Результаты расчетов с хорошей точностью соответствуют данным экспериментальных измерений. В качестве параметра согласования результатов расчетов выступает величина предэкспоненциального множителя в законе Аррениуса для скорости химической реакции, который подбирался путем согласования расчетной скорости ламинарного пламени с экспериментальными измерениями, представленными в [1, 2]. Расчет осуществляется с использованием макрокинетического подхода, без привлечения детальных кинетических схем.

Результаты, предложенные в данной главе, представляют самостоятельный интерес, а также являются основой для проведения моделирования искрового зажигания аэровзвеси угольной пыли и угле-метано-воздушной газовзвеси. Результаты решения указанных задач изложены в следующей главе.

Глава 3

ИСКРОВОЕ ЗАЖИГАНИЕ ГАЗОВЗВЕСИ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ

Задача о минимальной энергии искрового зажигания газозвеси угольной пыли имеет важное практическое значение. Газозвесь угольной пыли – побочный продукт угледобывающей и углеперерабатывающей промышленности. Присутствие источников зажигания в технологических процессах может привести к возгораниям и пожарам. Вероятность искрового зажигания определяется количеством энергии, а также составом смеси: присутствием горючих газовых компонентов, размером и массовой концентрацией частиц, содержанием летучих компонентов в частицах. В данной главе изложены результаты, полученные авторами при исследовании искрового зажигания взвеси угольной пыли в воздухе и в бедной метано-воздушной смеси.

3.1. Физико-математические модели зажигания и горения реагирующих газозвесей

Реагирующие газозвеси могут быть различного состава. Взвеси инертных частиц в горючей газовой смеси используются для ингибирования горения горючих газовых смесей, для гашения распространения фронта горения в горючем газе [33–36]. Кроме того, для увеличения тушащего эффекта используются газозвеси порошков, в которых при нагревании инициируются эндотермические химические реакции [37].

Встречаются газовзвеси горючих частиц в газе, содержащем окислитель. Горючие частицы могут обладать различными свойствами. Например, частицы сажи или других органических пылей могут гетерогенно реагировать с окислителем газовой фазы. Частицы могут вступать в гетерогенные реакции с образованием твердого продукта, но возможны и превращения, приводящие к выделению горючих летучих компонентов. Летучие компоненты способны к реагированию с окислителем в газовой фазе. Частицы металлов алюминий, железо, титан, и другие гетерогенно реагируют с окислителем газовой смеси, при этом на их поверхности нарастает слой окисной пленки, которая замедляет скорость реакции окисления. Необходимо отметить, что при высоких температурах горения частицы металла могут расплавляться, и тогда горение частицы в газе принимает весьма сложный характер, обусловленный тем, что окисная пленка на поверхности частицы не остаётся сплошной, а периодически разрывается; расплавленный металл частицы оголяется, что приводит к интенсификации процесса высокотемпературного окисления частицы [38–41].

Частицы пыли в газовзвеси могут гомогенно реагировать без участия окислителя газовой фазы. Примером такой газовзвеси может быть мелкодисперсная взвесь пыли нитроглицеринового пороха. Нитроглицериновый порох относится к веществам, которые в своем составе имеют и горючее и окислитель; в частицах при нагревании инициируется экзотермическая реакция, и они горят с выделением тепла и газообразных продуктов реакции [42].

Бывают газовзвеси, в которых экзотермические химические реакции происходят и на частицах и в газовой фазе; это так называемые гибридные газовзвеси. Примером такой газовзвеси является взвесь угольной пыли в метановоздушной смеси.

Необходимо отметить, что порошки различных веществ содержат в своем составе частицы различных размеров. Для описания дисперсного состава частиц используют функции распределения частиц по размерам. Функция распределения частиц по размерам указывает долю частиц заданного размера в некотором узком интервале изменения этого размера в общем количестве частиц.

С учетом многообразия типов и характеристик газозвесей разработка физико-математических моделей для изучения их зажигания и горения является актуальной. Проанализируем некоторые физико-математические модели, описывающие теплофизические процессы зажигания и горения газозвесей.

Тепло-диффузионная модель горения газов [43, 44] была применена к исследованию горения газодисперсных сред. В работе была принята двухтемпературная модель газодисперсной реагирующей среды, когда температура газа и частиц отличаются друг от друга, и между фазами происходит теплообмен по закону Ньютона [43, 44]; в газовой фазе процессы описываются уравнениями теплопроводности и диффузии. На основе разработанной модели были изучены процессы самовоспламенения газодисперсных сред различного состава [44–51]: учтена гетерогенность реакции на поверхности частиц, в том числе, с учетом нарастания окисного слоя на поверхности частиц [44, 45]; изучено влияние полидисперсности частиц порошка [47], влияние выгорания частиц на воспламенение [48], воспламенение двухкомпонентной газозвеси [49]; изучено влияние выхода летучих горючих компонентов из частиц на самовоспламенение газозвеси [50]; изучено самовоспламенение двухкомпонентной аэрозоли жидких окислителя и горючего [51]. Ввиду простоты моделей решений задач в [43–51] проводилось аналитическими методами, получены выражения для критических условий вос-

пламенения и периода самовоспламенения. Полученные аналитические решения сравнивались с численными решениями; получено хорошее совпадение численных и приближенных аналитических решений [43–51].

В работах [5, 52–56] изучены процессы зажигания газозвесей реагирующих частиц. В [5, 52] представлены результаты аналитического решения задачи зажигания газозвеси горячим телом. В [53] приводится аналитическое решение задачи о воспламенении облака реагирующих частиц очагом разогрева. Решение получено методом сращиваемых асимптотических разложений и адиабатическим методом [5].

В [54] представлены исследования перехода от воспламенения к зажиганию газозвеси реагирующих частиц в сосуде в нагретыми стенками. Решение задачи проведено численно, получены аппроксимационные формулы для времени воспламенения и границы между режимом воспламенения и зажигания. В [55] в постановке задачи в условиях [54] проведен учет теплового излучения стенок по закону Стефана–Больцмана. В [56] изучено влияние неоднородности концентрации частиц на границе облака при зажигании газозвеси потоком лучистой энергии.

В [57–69] изучено распространение пламени в реагирующих газозвесах различного состава. В [57] представлено решение задачи об определении скорости распространения пламени в газозвеси реагирующих частиц. Решение получено методом Зельдовича–Франк–Каменецкого. В [58] представлено численное решение о скорости распространения фронта горения в газозвеси частиц твердого топлива. В работах [59, 60] исследуется влияние излучения горящих частиц на скорость распространения фронта горения. Получены условия, когда скорость распространения фронта горения поддерживается излучением от горящих частиц. В этом случае скорость распространения фронта

горения имеет большую величину. В [61] исследуется распространение пламени в аэрозоле углеводородного топлива. Учитывается испарение капель топлива, и последующее его горение в кислороде воздуха. В [62] представлены результаты исследования зависимости скорости распространения пламени в смеси горючих газов и частиц – гибридной газовзвеси. Сформулирована физико-математическая модель распространения пламени по газовзвеси, состоящей из смеси газов (окислителя, горючего и инертного) и частиц конденсированного вещества, гетерогенно реагирующих с окислителем. На основе численного анализа получены зависимости скорости распространения пламени от параметров, характеризующих массовую концентрацию частиц, их размер, энергию активации гетерогенной реакции на поверхности частиц, тепловой эффект гетерогенной реакции и массообмен частиц. В зависимости от соотношения параметров дисперсной фазы скорость распространения пламени в такой среде может увеличиваться в несколько раз по сравнению со скоростью пламени в незапыленной газовой смеси, либо уменьшаться, и тогда влияние частиц аналогично влиянию инертной дисперсной фазы. В [63] представлена математическая модель и результаты численного исследования зависимости скорости распространения пламени от состава гибридной газовзвеси с учетом лучистого теплопереноса в среде. Лучистый теплоперенос моделируется в диффузионном приближении [28]. Расчеты скорости пламени с учетом излучения и без учета показывают, что излучение существенно влияет на величину скорости пламени. При больших значениях массовой концентрации частиц и малых размерах фракций частиц влияние излучения на скорость пламени несколько снижается, так как уменьшается оптическая толщина среды. В этом случае лучистый поток тепла «запирается» вблизи зоны химической реакции и не способен существен-

но нагревать частицы перед фронтом пламени. С увеличением размера частиц влияние излучения на расчетные значения скорости возрастает [63].

Важной задачей обеспечения пожаротушения является ингибирование газового горения огнетушащими порошками. Известно, что задача тушения газового пламени относится к наиболее сложным техническим задачам. В [64–67] представлены результаты моделирования распространения фронта пламени в запыленной инертными частицами горючем газе. Получены зависимости скорости горения от массовой концентрации инертных частиц и их размера [64–67]. В [67] получено численное и аналитическое решение задачи о пределах распространения пламени в запыленном инертными частицами горючем газе. В [68] изучено влияние капель воды на распространение фронта горения в горючем газе.

Все результаты из [43–69] получены на основе двухтемпературной тепло-диффузионной модели горения газовзвеси. При этом тепло-диффузионная модель не позволяет учитывать тепловое расширение газа, и связанное с ним различие скорости движения газа и частиц.

В [70] предложена модель зажигания и горения горючего газа с учетом теплового расширения газа. Модель основана на уравнениях газовой динамики (уравнениях Эйлера), где в уравнении энергии учитывается перенос тепла за счет теплопроводности и тепловыделение от химической реакции. Уравнение энергии записывается в предположении изобаричности процесса (давление в газовой смеси полагается постоянным). В связи с этим уравнение энергии газа упрощается. Газ удовлетворяет уравнению состояния идеального газа. И, согласно модели [70–72], по известной температуре и заданному давлению определяется плотность. Для выполнения закона сохранения массы из

уравнения сохранения массы находится скорость движения газа [70–72].

Разработанная в [70–72] модель была применена для решения задач горения газовзвесей с учетом не только температурной, но и скоростной неравновесности фаз [73–82].

В [73, 74] представлены математическая модель и результаты расчета скорости распространения фронта горения в горючем газе с взвешенными в нем инертными частицами с учетом теплового расширения газа и динамической релаксации частиц. Получены зависимости стационарной скорости пламени от размера частиц и их массовой концентрации. В [75] исследуется влияние скоростной и температурной неравновесности фаз при распространении фронта горения в газовзвеси реагирующих частиц. В [76, 77] исследуется влияние скоростной и температурной неравновесности фаз при распространении фронта горения в гибридных газовзвесах и с учетом выхода летучих компонентов в [78].

С использованием разработанной изобарической модели горения газовзвесей [73–78] проведено численное моделирование горения метано-воздушной смеси и угле-метано-воздушной смеси в горелках с рекуперацией тепла [79–82].

В [81] сформулирована математическая постановка задачи горения угле-метано-воздушной смеси в щелевой горелке с инертной внутренней вставкой. Определена граница устойчивого горения угле-метано-воздушной смеси с содержанием метана 2% по объему в щелевой горелке с инертной внутренней вставкой в зависимости от скорости подачи смеси. Определено влияние размеров частиц на границу устойчивости горения. В [82] решена задача об устойчивости горения полидисперсной взвеси угольной пыли в метано-воздушной смеси в горелке с рекуперацией тепла. Определена граница устойчивого горения угле-

метано-воздушной смеси в зависимости от состава и скорости подачи смеси на входе в горелку. Показано влияние присутствия инертных частиц в угольной пыли на устойчивость горения смеси.

В работах [83–87] на основе подходов динамики многофазных реагирующих сред [28] формулируются математические модели, и решаются задачи о распространении пламени в реагирующих газовзвесах. В силу сложности численной реализации полной модели авторы [83–87] полную модель упрощают используя дополнительные предположения.

В [88] представлены результаты численного моделирования распространения фронта горения метано-воздушной смеси в замкнутом сферическом объеме с источником воспламенения в центре. Математическая модель состоит из уравнений сохранения массы, импульса, полной энергии газа с учетом теплопроводности и химической реакции, уравнений сохранения массы компонентов газовой смеси с учетом их диффузии и выгорания. Определена скорость перемещения фронта горения, изменение давления в объеме во времени, время сгорания смеси в зависимости от содержания метана. Показана неоднородность распределения температуры газа по объему после сгорания смеси (это известный в теории горения Махе-эффект).

С использованием математической модели [88], дополненной уравнениями сохранения массы импульса и энергии для реагирующих частиц дисперсной фазы и функциями межфазного обмена массой, импульсом и энергией, а также с использованием методики численного решения задачи из [88] решаются задачи об искровом зажигании газовзвесей различного состава, представленные в последующих параграфах.

3.2. Основные предположения, принятые при построении математической модели искрового зажигания реагирующих газозвесей

Физико-математические модели горения реагирующих газозвесей строятся на основе подходов механики многофазных сред Р.И. Нигматуллина [28], теории горения Я.Б. Зельдовича и Д.А. Франк-Каменецкого [27, 29]. Для математического моделирования горения реагирующих газозвесей используются подходы механики взаимопроникающих континуумов [28], которые учитывают тепловое, химическое и динамическое взаимодействие между газом и частицами.

При построении физико-математических моделей искрового зажигания газозвесей, принимаются следующие допущения:

- газ считается идеальным, и удовлетворяет уравнению состояния идеального газа;
- частицы равномерно распределены в газе;
- частицы дисперсной фазы несжимаемые;
- известно распределение массы частиц по размерам;
- объемная концентрация дисперсной фазы мала, поэтому столкновения между частицами не учитываются;
- между частицами и газом учитывается обмен массой, импульсом и энергией;
- не учитывается влияние силы тяжести на движение частиц в газозвеси;
- в частицах и в газе могут проходить гомогенные химические реакции;
- в частицах могут происходить гомогенные химические реакции, приводящие к образованию горючих летучих компонентов;

- на поверхности частиц могут проходить гетерогенные химические реакции;
- зависимость скорости химических реакций от температуры описывается законом Аррениуса;
- изменением молярной массы газа при химических реакциях пренебрегается;
- в газе учитывается теплопроводность и диффузия реагирующих компонентов;
- коэффициенты диффузии и теплопроводности газа подчиняются степенной зависимости от температуры;
- искровое тепловыделение моделируется мгновенным точечным источником тепла в полярной системе координат; в качестве начального распределения температуры принимается распределение температуры, соответствующее распределению Гаусса, которое получается от действия мгновенного точечного источника тепла через малый промежуток времени.

Перечисленные предположения используются для формулировки физико-математической постановки задачи об искровом зажигании реакционноспособной газовзвеси.

3.3. Физико-математическая постановка задачи искрового зажигания газовзвеси угольной пыли

Физико-математическая модель искрового зажигания газовзвеси угольной пыли строится на основе модели [28] при следующих предположениях. В воздухе равномерно распределена взвесь угольной пыли с количеством фракций N_f , общей массовой концентрацией частиц $m_{dust} = \sum_{i=1, N_f} \rho_{p,i}$, размером частиц i -ой фракции $r_{p,i}$, содержанием летучих компонентов в частицах V^C .

Объемная доля частиц мала. Коэффициенты диффузии и теплопроводности газа зависят от температуры. Учитывается тепловое и динамическое взаимодействие между частицами и газом. Полагается, что в газовзвеси возможно протекание четырех химических процессов. На поверхности частиц протекает гетерогенная реакция первого порядка по кислороду. Скорость гетерогенной химической реакции на частицах описывается с учетом массоотдачи [29]. При нагреве частиц возможен выход летучих компонентов, которые представляют собой смесь углеводородов и смол [89]. Выход летучих компонентов из частиц задается реакцией первого порядка по закону Аррениуса. Выделившиеся летучие переходят в газ и способны к химическому реагированию с кислородом. Скорость гомогенной реакции между газообразными летучими и кислородом определяется реакцией второго порядка по закону Аррениуса (первого порядка по кислороду и по горючему). В газе могут протекать химические реакции между горючим исходного газа и кислородом (например, метаном и кислородом). Математическая постановка задачи при принятых допущениях имеет вид:

уравнение неразрывности для газа:

$$\frac{\partial r \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_g u_g}{\partial r} = r \sum_{i=1, N_f} (G_{1,i} + G_{2,i}), \quad (3.1)$$

уравнение сохранения импульса для газа:

$$\begin{aligned} \frac{\partial r \rho_g u_g}{\partial t} + \frac{\partial r (\rho_g u_g^2 + p_g)}{\partial r} = \\ = p_g + r \sum_{i=1, N_f} [-\tau_{r,i} + (G_{1,i} + G_{2,i}) u_{p,i}], \end{aligned} \quad (3.2)$$

уравнение энергии для газа:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial r \rho_g (\epsilon_g + 0.5 u_g^2)}{\partial t} + \frac{\partial r [\rho_g u_g (\epsilon_g + 0.5 u_g^2) + p u_g]}{\partial r} = \\
 & = \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + r \sum_{i=1, Nf} (G_{1,i} + G_{2,i}) (0.5 u_{p,i}^2 + c_p T_{p,i}) + \\
 & + r \sum_{i=1, Nf} \left[\alpha_{p,i} n_{p,i} S_{p,i} (T_{p,i} - T_g) - u_{p,i} \tau_{ir,i} \right] + r (Q_3 G_3 + Q_4 G_4),
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

где $\epsilon_g = p_g / (\rho_g (\gamma - 1))$ – внутренняя энергия газа,

уравнение баланса массы окислителя в смеси:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial r \rho_{ox}}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{ox} u_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho_g D_g \frac{\partial a_{ox}}{\partial r} \right) - \\
 - r \sum_{i=1, Nf} \alpha_2 G_{2,i} + r (\alpha_3 G_3 + \alpha_4 G_4),
 \end{aligned}
 \tag{3.4}$$

уравнение баланса массы выделившихся летучих компонентов из частиц угольной пыли в газ:

$$\frac{\partial r \rho_{gl}}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{gl} u_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho_g D_g \frac{\partial a_{gl}}{\partial r} \right) + r \left(\sum_{i=1, Nf} G_{1,i} - G_3 \right),
 \tag{3.5}$$

уравнение баланса массы горючего в газе:

$$\frac{\partial r \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_f u_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho_g D_g \frac{\partial a_f}{\partial r} \right) - r G_4,
 \tag{3.6}$$

уравнения баланса массы летучих компонентов в частицах i -ой фракции:

$$\frac{\partial r \rho_{pl,i}}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{pl,i} u_{p,i}}{\partial r} = -r G_{1,i},
 \tag{3.7}$$

уравнения баланса массы частиц i -ой фракции:

$$\frac{\partial r \rho_{p,i}}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{p,i} u_{p,i}}{\partial r} = -r (G_{1,i} + G_{2,i}),
 \tag{3.8}$$

уравнение сохранения импульса частиц i -ой фракции:

$$\frac{\partial r(\rho_{p,i} u_{p,i})}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{p,i} u_{p,i}^2}{\partial r} = r(\tau_{tr,i} - (G_{1,i} + G_{2,i})u_{p,i}), \quad (3.9)$$

уравнение энергии для частиц i -ой фракции:

$$\begin{aligned} \frac{\partial r \rho_{p,i} (\varepsilon_{p,i} + 0.5u_{p,i}^2)}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{p,i} u_{p,i} (\varepsilon_{p,i} + 0.5u_{p,i}^2)}{\partial r} = \\ = r(Q_2 G_{2,i} - Q_1 G_{1,i}) - r[\alpha_{p,i} S_{p,i} n_{p,i} (T_{p,i} - T_g)] + \\ + r[(G_{1,i} + G_{2,i})(c_p T_{p,i} + 0.5u_{p,i}^2) - \tau_{tr,i} u_{p,i} + G_{izl}], \end{aligned} \quad (3.10)$$

где $\varepsilon_{p,i} = c_p T_{p,i}$ – внутренняя энергия частиц,

уравнение счетной концентрации частиц i -ой фракции:

$$\frac{\partial r n_{p,i}}{\partial t} + \frac{\partial r n_{p,i} u_{p,i}}{\partial r} = 0, \quad (3.11)$$

уравнение состояния газа:

$$p_g = \rho_g R_g T_g. \quad (3.12)$$

Начальные и граничные условия задавались следующим образом. Предполагается, что через малый промежуток времени t_z после электрического пробоя профиль температуры соответствует распределению температуры, которое вызывается мгновенным источником тепла, при этом выгорание газа несущественно и им пренебрегается, газ неподвижен. Тогда начальные условия запишутся в виде:

$$\begin{aligned} T_g(r, t_z) = T_{gb} + \frac{Q_z}{4\pi\lambda_g t_z} \exp\left(-\frac{r^2}{4\chi_g t_z}\right), \quad T_{p,i}(r, t_z) = T_{gb}, \\ \rho_{ox}(r, t_z) = \rho_{ox,b}, \quad \rho_f(r, t_z) = \rho_{f,b}, \quad \rho_{p,i}(r, t_z) = \rho_{p,i}^b, \\ \rho_{gl,i}(r, t_z) = 0, \quad u_g(r, t_z) = u_{p,i}(r, t_z) = 0, \\ \rho_{pl,i}(r, t_z) = \rho_{pl,i}^b, \quad \rho_g(r, t_z) = \rho_{gb}, \quad n_{p,i}(r, t_z) = n_{p,i}^b. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Распределение давления в момент времени t_z определяется из уравнения состояния (3.12).

Граничные условия для уравнений (3.1) – (3.12) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g(0,t)}{\partial r} &= \frac{\partial \rho_{p,i}(0,t)}{\partial r} = \frac{\partial n_{p,i}(0,t)}{\partial r} = \frac{\partial T_{p,i}(0,t)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial T_g(0,t)}{\partial r} &= 0, \quad u_{p,i}(0,t) = u_g(0,t) = 0, \\ \frac{\partial \rho_{ox}(0,t)}{\partial r} &= \frac{\partial \rho_f(0,t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{pl,i}(0,t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{gl}(0,t)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial \rho_{ox}(\infty,t)}{\partial r} &= \frac{\partial \rho_f(\infty,t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{gl}(\infty,t)}{\partial r} = \frac{\partial T_g(\infty,t)}{\partial r} = 0. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Коэффициенты $\alpha_2 = \mu_{ox} \nu_{ox} / (\mu_C \nu_C)$, $\alpha_3 = \mu_{ox} \nu_{ox} / (\mu_{gl} \nu_{gl})$, $\alpha_4 = \mu_{ox} \nu_{ox} / (\mu_f \nu_f)$ определяют расход кислорода в реакциях с частицами угольной пыли, выделившимися летучими и горючим в газе, соответственно; $\mu_{ox}, \mu_{gl}, \mu_C, \mu_{ox}$ – молярные массы окислителя, летучих компонентов, углерода, горючей газовой компоненты; $\nu_{ox}, \nu_{gl}, \nu_C, \nu_f$ – стехиометрические коэффициенты реакций. Источники $G_1 - G_4$ записываются в виде:

$G_{1,i} = \rho_{pl,i} k_{01} \exp(-E_{a,1} / (R_u T_{p,i}))$ – скорость изменения массы частиц при выходе летучих, где $\rho_{pl,i}$ – массовая концентрация летучих компонентов в частицах;

$G_{2,i} = n_{p,i} S_{p,i} j_{2,i} \rho_{ox}$ – скорость химической реакции на поверхности частиц, где $j_{2,i} = \frac{\beta_m k_{02} \exp(-E_{a,2} / (R_u T_{p,i}))}{\beta_m + k_{02} \exp(-E_{a,2} / (R_u T_{p,i}))}$ – скорость гетерогенной реакции на частицах, $\beta_m = \frac{\lambda_g(T) Nu_D}{c_g \rho_g r_k}$ – коэффициент

ент массоотдачи частиц, Nu_D – диффузионный аналог числа Нуссельта;

$G_3 = k_{03} \rho_{gl} \rho_{ox} \exp\left(-E_{a,3}/(R_u T_g)\right)$ – скорость химической реакции в газе между газообразными летучими компонентами и окислителем, где ρ_{gl} – массовая концентрация газообразных летучих компонентов;

$G_4 = \rho_f \rho_{ox} k_{04} \exp\left(-E_{a,4}/(R_u T_g)\right)$ – скорость химической реакции в газе между горючими компонентами исходного газа и окислителем, где ρ_f – парциальная плотность горючего в исходном газе.

Источник G_{izl} – отвечает за приход тепла от лучистого теплопереноса в газозвеси и определяется из уравнения:

$$G_{izl} = n_{p,i} S_{pm,i} (4\sigma \epsilon T_{p,i}^4 - Uc),$$

где Uc – поток излучения, ϵ – степень черноты, σ – постоянная Стефана–Больцмана. Уравнение для нахождения объемной плотности излучения имеет вид [28]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r}{\sum_{i=1, Np} 3n_{p,i} S_{pm,i}} \frac{\partial Uc}{\partial r} \right) = - \sum_{i=1, Np} n_{p,i} S_{pm,i} (4\sigma \epsilon T_{p,i}^4 - Uc). \quad (3.15)$$

Соответствующие граничные условия для уравнения переноса объемной плотности излучения имеют вид:

$$\frac{\partial U(0,t)}{\partial r} = 0, \quad U(\infty,t) = \frac{4\sigma \epsilon T_b^4}{c}. \quad (3.16)$$

В источниках радиус частицы $r_{p,i}$ (с учетом присутствия в частице летучих компонентов) вычисляется из соотношения:

$$r_{p,i} = \sqrt[3]{\frac{3(\rho_{p,i} - \rho_{pl,i})}{4\pi n_{p,i} \rho_p^0 (1 - V^C)}}. \quad (3.17)$$

В отсутствии летучих компонентов радиус частицы вычисляется из уравнения:

$$r_{p,i} = \sqrt[3]{\frac{3\rho_{p,i}}{4\pi n_{p,i} \rho_p^0}}. \quad (3.18)$$

Сила трения между частицами и газом определяется выражением:

$$\tau_r = n_p F_r, \quad (3.19)$$

где $F_r = C_r S_m \rho_g (u_g - u_p) |u_g - u_p| / 2$ – сила взаимодействия одиночной частицы с газом, $C_r = 24(1 + 0.15 \text{Re}^{0.682}) / \text{Re}$ – коэффициент трения, $\text{Re} = 2\rho_g r_p |u_g - u_p| / \eta$ – число Рейнольдса.

Коэффициент теплообмена между газом и частицами вычисляется по эмпирическим зависимостям:

$$\alpha_p = \lambda_g Nu / L, \quad (3.20)$$

где $Nu_k = 2 + (Nu_i^2 + Nu_i^2)^{1/2}$, где $Nu_i = 0.664\sqrt{\text{Re}}$, $Nu_i = 0.037 \text{Re}^{0.8}$ [90].

Система уравнений (3.1) – (3.12) описывает процессы химического реагирования в газовзвеси угольной пыли в метано-воздушной смеси с учетом выделения летучих компонентов их частиц угольной пыли и их реагирования с кислородом воздуха. Учитывается лучистый теплоперенос в газодисперсной смеси в диффузионном приближении.

3.4. Метод численного решения задачи искрового зажигания газовзвеси угольной пыли

Метод решения задачи основан на алгоритме распада произвольного разрыва С. К. Годунова [30] и алгоритме распада произвольного разрыва в среде, лишенной собственного давления, А.Н. Крайко [32]. Для определения потоков массы, импульса и энергии газа используется решение задачи о распаде произвольного разрыва в параметрах состояния газа в соседних ячейках [30]. Для определения потоков массы, импульса и энергии для частиц используется решение задачи о распаде произвольного разрыва в параметрах состояния частиц в соседних ячейках по методу А.Н. Крайко [32] (используется алгоритм распада произвольного разрыва в среде, лишенной собственного давления). В результате решения этих задач на каждой границе разностных ячеек получаются величины $R_{g,j}$, $U_{g,j}$, $P_{g,j}$, $R_{f,j}$, $R_{gl,j}$, $R_{ox,j}$ – плотность, скорость, давление, парциальная плотность горючего, парциальная плотность вышедших в газ летучих компонентов, парциальная плотность окислителя на границах ячеек; $(R_{p,i})_j$, $(U_{p,i})_j$, $(T_{p,i})_j$, $(R_{pl,i})_j$ – распределенная плотность, скорость, температура частиц фракции i , парциальная плотность летучих компонентов в частицах фракции на границах ячеек. $A_{j-1/2}$ – параметры состояния среды в центре разностной ячейки на n -ом временном слое, $A^{j-1/2}$ – параметры состояния среды на $(n+1)$ -ом временном слое; величины с индексом j и $j+1$ определены на границах ячеек (рис. 2.1).

Разностный аналог уравнения неразрывности (3.1):

$$\frac{(r\rho_g)^{j-1/2} - (r\rho_g)_{j-1/2}}{\Delta t} + \frac{M_{g,j} - M_{g,j-1}}{h_j} = r_{j-1/2} F_{p,j-1/2},$$

где $M_{g,j} = r_j R_{g,j} U_{g,j}$, $M_{g,j-1} = r_{j-1} R_{g,j-1} U_{g,j-1}$ – потоки массы газа на границах ячеек.

Разностный аналог уравнения сохранения импульса (3.2):

$$\frac{(r\rho_g u_g)^{j-1/2} - (r\rho_g u_g)_{j-1/2}}{\Delta t} + \frac{J_{g,j} - J_{g,j-1}}{h_j} = r_{j-1/2} F_{u,j-1/2},$$

где $J_{g,j} = r_j (R_{g,j} U_{g,j}^2 + P_{g,j})$, $J_{g,j-1} = r_{j-1} (R_{g,j-1} U_{g,j-1}^2 + P_{g,j-1})$ – потоки импульса газа на границах ячеек.

Разностный аналог уравнения энергии (3.3):

$$\frac{(r\rho_g (\epsilon_g + 0.5u_g^2))^{j-1/2} - (r\rho_g (\epsilon_g + 0.5u_g^2))_{j-1/2}}{\Delta t} + \frac{E_{g,j} - E_{g,j-1}}{h_j} = r_{j-1/2} F_{\epsilon,j-1/2},$$

где

$$E_{g,j} = r_j U_{g,j} \left(R_{g,j} \left(\frac{P_{g,j}}{R_{g,j}(\gamma-1)} + \frac{U_{g,j}^2}{2} \right) + P_{g,j} \right) - \frac{r_j \lambda_{g,j} (T_{g,j+1/2} - T_{g,j-1/2})}{\left[(h_j + h_{j+1})/2 \right]},$$

$$E_{g,j-1} = r_{j-1} U_{g,j-1} \left(R_{g,j-1} \left(\frac{P_{g,j-1}}{R_{g,j-1}(\gamma-1)} + \frac{U_{g,j-1}^2}{2} \right) + P_{g,j-1} \right) - \frac{r_{j-1} \lambda_{g,j-1} (T_{g,j-1/2} - T_{g,j-3/2})}{\left[(h_{j-1} + h_j)/2 \right]} - \text{ПОТОКИ}$$

энергии газа на границе ячеек, записанные с учетом кондуктивного потока тепла по закону Фурье.

Разностный аналог уравнения баланса массы кислорода в газе (3.5):

$$\frac{(r\rho_{ox})^{j-1/2} - (r\rho_{ox})_{j-1/2}}{\Delta t} + \frac{M_{ox,j} - M_{ox,j-1}}{h_j} = -r_{j-1/2} F_{ox,j-1/2},$$

$$\text{где } M_{ox,j} = r_j R_{ox,j} U_{g,j} - \frac{r_j D_{g,j} \rho_{g,j} (a_{ox,j+1/2} - a_{ox,j-1/2})}{[(h_j + h_{j+1})/2]},$$

$$M_{ox,j-1} = r_{j-1} R_{ox,j-1} U_{g,j-1} - \frac{r_{j-1} D_{g,j-1} \rho_{g,j-1} (a_{ox,j-1/2} - a_{ox,j-3/2})}{[(h_{j-1} + h_j)/2]} - \text{потоки}$$

массы окислителя на границе ячеек, записанные с учетом диффузионного потока массы по закону Фика.

Аналогично записываются в разностной форме уравнения баланса массы выделившихся летучих компонентов из частиц угольной пыли в газ (3.5) и уравнение баланса массы горючей компоненты в газе (3.6).

Разностный аналог уравнения массы частиц i -ой фракции частиц (3.8):

$$\frac{(r\rho_{p,i})^{j-1/2} - (r\rho_{p,i})_{j-1/2}}{\Delta t} + \frac{(M_{p,i})_j - (M_{p,i})_{j-1}}{h_j} = r_{j-1/2} F_{p,i-1/2},$$

где $(M_{p,i})_j = r_j (R_{p,i})_j (U_{p,i})_j$, $(M_{p,i})_{j-1} = r_{j-1} (R_{p,i})_{j-1} (U_{p,i})_{j-1}$ – потоки массы частиц на границах ячеек.

Разностный аналог уравнения сохранения импульса частиц i -ой фракции (3.9):

$$\frac{(r\rho_{p,i} u_{p,i})^{j-1/2} - (r\rho_{p,i} u_{p,i})_{j-1/2}}{\Delta t} + \frac{(J_{p,i})_j - (J_{p,i})_{j-1}}{h_j} = r_{j-1/2} F_{up,j-1/2},$$

где $(J_{p,i})_j = r_j (R_{p,i})_j (U_{p,i})_j^2$, $(J_{p,i})_{j-1} = r_{j-1} (R_{p,i})_{j-1} (U_{p,i})_{j-1}^2$ – потоки импульса частиц на границах ячеек.

Разностный аналог уравнения сохранения энергии частиц i -ой фракции (3.10):

$$\frac{\left(r\rho_{p,i}\left(\varepsilon_{p,i}+0.5u_{p,i}^2\right)\right)^{j-1/2}-\left(r\left(\varepsilon_{p,i}+0.5u_{p,i}^2\right)\right)_{j-1/2}}{\Delta t} +$$

$$+\frac{\left(E_{p,i}\right)_j-\left(E_{p,i}\right)_{j-1}}{h_j}=r_{j-1/2}F_{\varepsilon p,j-1/2},$$

где $\left(E_{p,i}\right)_j=r_j\left(R_{p,i}\right)_j\left(U_{p,i}\right)_j\left(c_p T_{p,i}+0.5\left(U_{p,i}\right)^2\right)_j$,

$\left(E_{p,i}\right)_{j-1}=r_{j-1}\left(R_{p,i}\right)_{j-1}\left(U_{p,i}\right)_{j-1}\left(c_p T_{p,i}+0.5\left(U_{p,i}\right)^2\right)_{j-1}$, – потоки энергии частиц i -ой фракции на границах ячеек.

Уравнение (3.15) с граничными условиями (3.16) аппроксимируется на трехточечном шаблоне, и решается методом прогонки.

Значения параметров состояния газа на $(n+1)$ -ом временном слое определяются выражениями:

$$\rho_g^{j-1/2}=\frac{\left(r\rho_g\right)^{j-1/2}}{r_{j-1/2}},$$

$$u_g^{j-1/2}=\frac{\left(r\rho_g u_g\right)^{j-1/2}}{r_{j-1/2}\rho_g^{j-1/2}},$$

$$\varepsilon_g^{j-1/2}=\frac{\left(r\rho_g\left(\varepsilon_g+0.5u_g^2\right)\right)^{j-1/2}}{r_{j-1/2}\rho_g^{j-1/2}}-0.5\left(u_g^{j-1/2}\right)^2,$$

$$p_g^{j-1/2}=\varepsilon_g^{j-1/2}\rho_g^{j-1/2}\left(\gamma-1\right),$$

$$\rho_f^{j-1/2}=\frac{\left(r\rho_f\right)^{j-1/2}}{r_{j-1/2}},$$

$$\rho_{ox}^{j-1/2}=\frac{\left(r\rho_{ox}\right)^{j-1/2}}{r_{j-1/2}},$$

$$\rho_{gl}^{j-1/2} = \frac{(r\rho_{gl})^{j-1/2}}{r_{j-1/2}},$$

$$\rho_{p,i}^{j-1/2} = \frac{(r\rho_{p,i})^{j-1/2}}{r_{j-1/2}},$$

$$u_{p,i}^{j-1/2} = \frac{(r\rho_{p,i}u_{p,i})^{j-1/2}}{r_{j-1/2}\rho_{p,i}^{j-1/2}},$$

$$\varepsilon_{p,i}^{j-1/2} = \frac{(r\rho_{p,i}(\varepsilon_{p,i} + 0.5u_{p,i}^2))^{j-1/2}}{r_{j-1/2}\rho_{p,i}^{j-1/2}} - 0.5(u_{p,i}^{j-1/2})^2,$$

$$T_{p,i} = \varepsilon_{p,i}/c_p.$$

В соответствии с условием устойчивости решения задачи величина шага по времени определяется выражением (2.11).

В расчетах минимальный шаг по пространству задавался равным $h_j = 10^{-5} \text{ м}$. Для задач определения скорости распространения пламени шаг по пространству не изменялся в расчетной области. При расчетах задач искрового зажигания размер шага по пространству увеличивался после координаты $r = 0.1 \text{ м}$. Шаг по пространству увеличивался в направлении правой границы по правилу $h_{j+1} = 1.01 \cdot h_j$. Размер расчетной области во всех задачах выбирался таким, чтобы за время воспламенения и формирования волны горения ударная волна, возникающая при энерговыделении в зоне воспламенения, не успела дойти до границы расчетной области. Величина схемной диффузии при выбранном минимальном шаге $h_j = 10^{-5} \text{ м}$ была много меньше коэффициента диффузии D .

Тестирование алгоритмов осуществлялось путем проверки выполнимости законов сохранения, а также решением модельных задач адиабатического теплового взрыва и определения

равновесной температуры инертной двухфазной среды при разной начальной температуре фаз.

3.5. Критические условия искрового зажигания монодисперсной взвеси угольной пыли

Предполагается, что в воздухе равномерно распределена монодисперсная взвесь угольной пыли, $N_f = 1$. Частицы представляют собой чистый уголь без летучих компонентов. Не учитывается выход летучих компонентов из частиц и присутствие горючих компонентов в газе, поэтому уравнения (3.5) – (3.7) не решаются. При задании правых частей уравнений (3.1) – (3.4), (3.8) – (3.10) полагается, что источники, отвечающие за реакцию выделения летучих компонентов, реакцию в газе между окислителем и газообразными летучими, окислителем и реакционно-способной компонентой в газе равны нулю, $G_{1,i} = G_3 = G_4 = 0$. Лучистым теплопереносом пренебрегается, $G_{izl} = 0$. В правых частях уравнений учитывается только реакция на поверхности частиц.

Решение задачи было выполнено при теплофизических и кинетических параметрах угольной пыли: $k_{02} = 79 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $E_{a,2} = 135 \text{ кДж/моль}$, $Q_2 = 20 \text{ МДж/кг}$, $\rho_p^0 = 1400 \text{ кг/м}^3$, $T_{gb} = 300 \text{ К}$, $c_p = 1464.4 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $c_{pg} = 1065 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $c_{vg} = 768.2 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $R_u = 8.31 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{К)}$, $\lambda_0 = 0.025 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $\rho_{\alpha,b} = 0.264 \text{ кг/м}^3$, $p_{gb} = 0.1 \text{ МПа}$, $\eta = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$. Размер частиц угольной пыли варьировался в диапазоне $r_p = 10^{-7} \div 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Начальная массовая концентрация угольной пыли варьировалась в диапазоне $m_{dust} = 0.1 \div 1 \text{ кг/м}^3$. Из расчетов определялась минимальная энергия искрового разряда Q_z , при которой волна

горения аэрозвеси угольной пыли выходит на стационарный режим распространения.

На рисунках 3.1, 3.2 представлена динамика изменения параметров состояния аэродисперсной среды в окрестности энерговыделения от искры при зажигании ($Q_z = 600 \text{ Дж/м}$). Кривые построены в фиксированные моменты времени в интервале от начала процесса до $1.3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$.

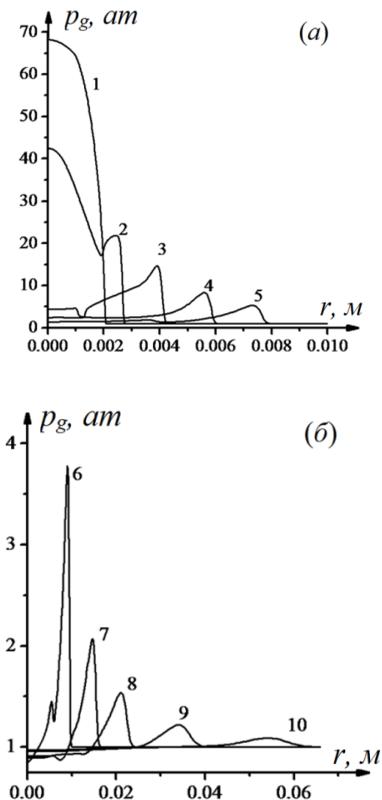


Рис. 3.1. Распределения давления газа по пространству.
 $t = 1 - 10^{-8}$; $2 - 5 \cdot 10^{-7}$; $3 - 1.5 \cdot 10^{-6}$; $4 - 3 \cdot 10^{-6}$; $5 - 5 \cdot 10^{-6}$; $6 - 7.5 \cdot 10^{-6}$;
 $7 - 1.8 \cdot 10^{-5}$; $8 - 3.3 \cdot 10^{-5}$; $9 - 6.8 \cdot 10^{-5}$; $10 - 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. $m_{dust} = 0.5 \text{ кг/м}^3$;
 $r_p = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; $Q_z = 600 \text{ Дж/м}$

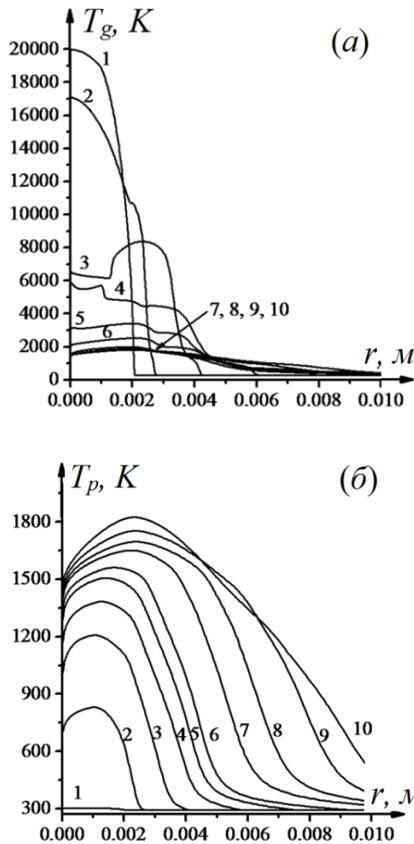


Рис. 3.2. Распределения температуры газа (а) и частиц (б) по пространству.

$$t = 1 - 10^{-8}; 2 - 5 \cdot 10^{-7}; 3 - 1.5 \cdot 10^{-6}; 4 - 3 \cdot 10^{-6}; 5 - 5 \cdot 10^{-6};$$

$$6 - 7.5 \cdot 10^{-6}; 7 - 1.8 \cdot 10^{-5}; 8 - 3.3 \cdot 10^{-5}; 9 - 6.8 \cdot 10^{-5}; 10 - 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ с.}$$

$$m_{dust} = 0.5 \text{ кг/м}^3; r_p = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}; Q_z = 600 \text{ Дж/м}$$

В начале процесса за счет выделения энергии от искры повышаются температура и давление газа. Формируется ударная волна, которая распространяется с уменьшением своей интенсивности от центра к периферии (слева направо). Давление газа

представлено на рисунке 3.1, температура частиц и газа представлена на рисунке 3.2.

Температура газа при распространении ударной волны уменьшается за счет адиабатического расширения начальной разогретой области и теплообмена газа с частицами; температура частиц возрастает. При распространении ударной волны скорость газа за ударной волной уменьшается со временем. Скорость частиц в потоке газа сначала меньше скорости газа, затем частицы ускоряются за счет аэродинамического взаимодействия с потоком воздуха и движутся с потоком воздуха со скоростью, мало отличающейся от скорости газа.

При больших временах происходит диссипация ударной волны и переход на режим распространения пламени (при достаточной энергии, заложенной в искру) или происходит затухание реакций (при малой энергии искры). Случай успешного распространения пламени показан на рисунке 3.3. На рисунке 3.3 представлены профили температуры (рис. 3.3а) и скорости (рис. 3.3б) газа, соответствующие режиму распространения пламени в аэровзвеси угольной пыли. Согласно рисунку 3.3 при достаточно больших временах фронт пламени распространяется от центра в направлении правой границы со скоростью порядка $0.7\text{--}0.9\text{ м/с}$.

Из параметрических расчетов была определена зависимость минимальной энергии искрового зажигания от массовой концентрации и радиуса частиц. Результаты, представленные на рисунках 3.4, 3.5, получены для частиц радиуса 10^{-7} м и $5 \cdot 10^{-7}\text{ м}$. Видно, что при увеличении радиуса частиц увеличивается минимальная энергия искрового зажигания аэровзвеси угольной пыли. Форма кривой, описывающей минимальную энергию искрового зажигания аэровзвеси угольной пыли, имеет вид, сходный с параболическим законом.

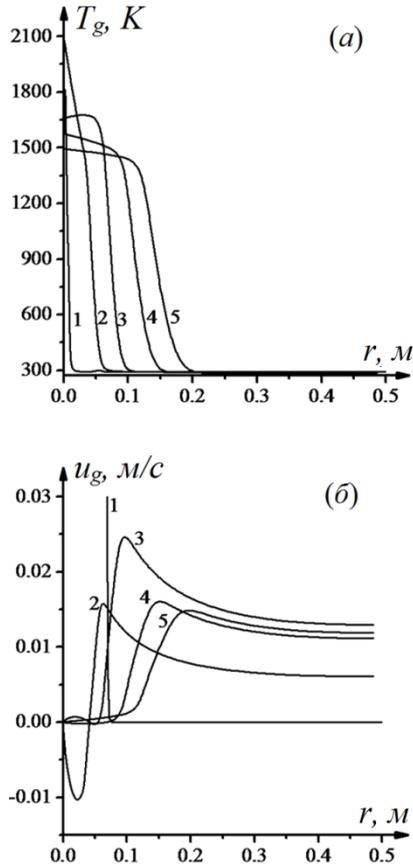


Рис. 3.3. Распределения температуры (а) и скорости газа (б) по пространству в моменты времени $t = 1 - 1.3 \cdot 10^{-4}$; 2 - 0.1; 3 - 0.3; 4 - 0.7; 5 - 1.1 с. $m_{dust} = 0.5 \text{ кг/м}^3$; $r_{p,1} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; $Q_z = 600 \text{ Дж/м}$

Для каждого размера частиц существует массовая концентрация, при которой кривая имеет минимум. Увеличение размера частиц ведет к растяжению кривой, описывающей зависимость минимальной энергии искрового зажигания аэровзвеси угольной пыли от массовой концентрации частиц.

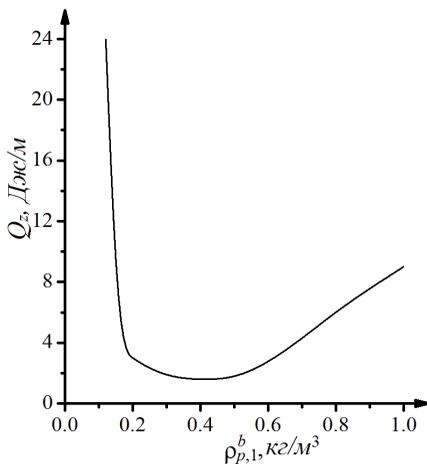


Рис. 3.4. Зависимость минимальной энергии зажигания аэрозвеси угольной пыли от массовой концентрации частиц. $r_{p,1} = 10^{-7}$ м

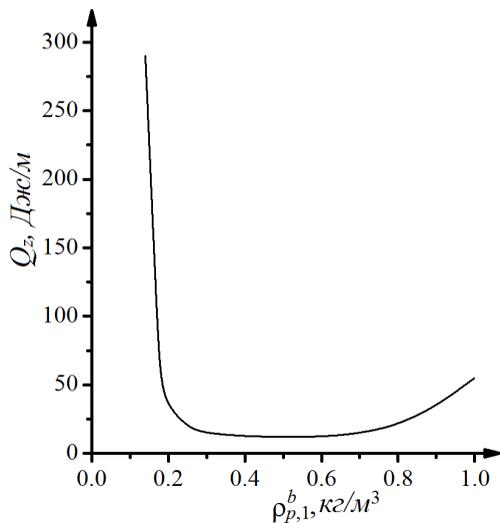


Рис. 3.5. Зависимость минимальной энергии зажигания аэрозвеси угольной пыли от массовой концентрации частиц. $r_{p,1} = 5 \cdot 10^{-7}$ м

Влияние размера частиц на минимальную энергию искрового зажигания, согласно рисункам 3.4, 3.5, существенно. Минимальная энергия зажигания отличается примерно на порядок при изменении размера частиц в 5 раз. Было проведено параметрическое исследование зависимости минимальной энергии искрового зажигания от размера частиц. Результаты расчета представлены на рисунке 3.6.

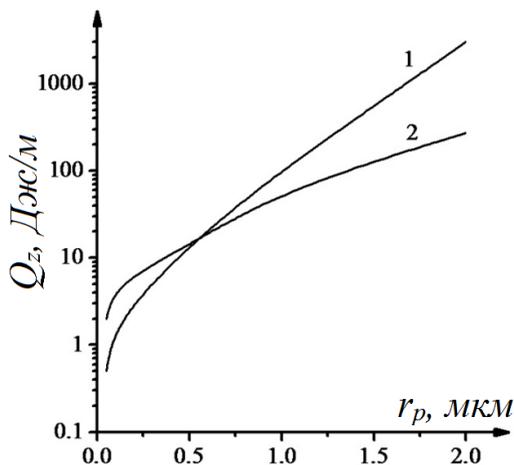


Рис. 3.6. Зависимость минимальной энергии зажигания аэровзвеси угольной пыли от размера частиц:
 $m_{dust} = 0.3 \text{ кг/м}^3$ (кривая 1); 0.8 кг/м^3 (кривая 2)

Ось ординат рисунка 3.6 указана в логарифмическом представлении. Согласно рисунку 3.6 увеличение размера частиц приводит к существенному увеличению минимальной энергии искрового зажигания. Для выбранных массовых концентраций частиц (0.3 и 0.8 кг/м^3) изменение радиуса частиц сильнее сказывается для менее запыленной смеси. Диапазон изменения величины минимальной энергии искрового зажигания газовзвеси с массовой концентрацией частиц 0.8 кг/м^3 меньше диапазона из-

менения минимальной энергии искрового зажигания взвеси с массовой концентрацией пыли 0.3 кг/м^3 (рис. 3.6).

Результаты расчета качественно совпали с результатами из [11]. Согласно [11], минимальная энергия искрового зажигания аэровзвесей угольной пыли разных месторождений различается, и для массовой концентрации аэровзвесей 0.4 кг/м^3 составляет $4 \div 80 \text{ мДж}$. Из расчетов по предлагаемой модели при массовой концентрации угольной пыли 0.4 кг/м^3 с частицами радиуса $5 \cdot 10^{-8} \div 10^{-6} \text{ м}$ минимальная энергия зажигания изменяется в интервале $0.5 \div 70 \text{ Дж/м}$. Это соответствует величине $1.5 \div 210 \text{ мДж}$ для межэлектродного расстояния $3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Полученный результат удовлетворительно совпадает с результатами экспериментов, представленных в [11]. Превышение минимальной энергии зажигания по сравнению с [11] объясняется отсутствием данных о дисперсности угольной пыли, используемой для проведения экспериментов.

3.6. Критические условия искрового зажигания монодисперсной взвеси угольной пыли в метано-воздушной смеси

Была решена задача о минимальной энергии искрового зажигания угле-метано-воздушной смеси (УМВС). Физико-математическая постановка задачи основана на системе уравнений (3.1) – (3.12). В правых частях уравнений (3.3) – (3.4) слагаемое G_4 учитывает изменение массы кислорода в газе и энергии газа за счет химической реакции между кислородом и метаном. Скорость химической реакции метана с кислородом определяется выражением:

$$G_4 = \rho_f \rho_{ox} k_{04} \exp\left(-E_{a,4} / (R_u T_g)\right).$$

Решение задачи выполнено по алгоритму, описанному в пункте 3.4. Физико-химические параметры, задаваемые для метано-воздушной смеси соответствуют параметрам из пункта 2.3, дополняются данными для угольной пыли из п. 3.5:

Метано-воздушная смесь: $Q_4 = 55.7 \text{ МДж/кг}$,
 $R_u = 8.31 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{К)}$, $p_{gb} = 0.1 \text{ МПа}$, $T_{gb} = 300 \text{ К}$,
 $E_{a,4} = 239 \text{ кДж/моль}$, $c_{pg} = 1065 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $c_{vg} = 768.2 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$,
 $\lambda_0 = 0.025 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $\alpha_1 = 4$, $k_{04} = 1.125 \cdot 10^{12} \text{ м}^3/(\text{кг}\cdot\text{с})$.

Угольная пыль: $k_{02} = 79 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $E_{a,2} = 135 \text{ кДж/моль}$,
 $Q_2 = 20 \text{ МДж/кг}$, $\rho_p^0 = 1400 \text{ кг/м}^3$, $T_{gb} = 300 \text{ К}$,
 $c_p = 1464.4 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $c_{pg} = 1065 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$,
 $c_{vg} = 768.2 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $R_u = 8.31 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{К)}$, $\lambda_0 = 0.025 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$,
 $\rho_{\alpha,b} = 0.264 \text{ кг/м}^3$, $\eta = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$.

В расчетах варьировалось объемное содержание метана в смеси в диапазоне 1–3%. Это соответствует изменению относительной массовой концентрации метана в смеси в диапазоне $a_{f,b} = 5.5 \cdot 10^{-3} \div 1.68 \cdot 10^{-2}$. Заметим, что, согласно результатам главы 2 и сведениям из научной литературы [1, 2, 33], смесь 1–3% метана с воздухом сама по себе не горит, но может воспламеняться в присутствии взвеси угольной пыли.

Было выполнено параметрическое исследование, в котором варьировался состав смеси (размер и массовая концентрация частиц угольной пыли, а также объемная концентрация метана в газе) и энергия искры. Целью параметрического исследования являлось определение минимальной энергии искры, при которой возможно инициирование горения угле-метано-воздушной смеси с последующим выходом на устойчивый режим распространения горения. Результаты расчетов представлены на рисунках 3.7, 3.8.

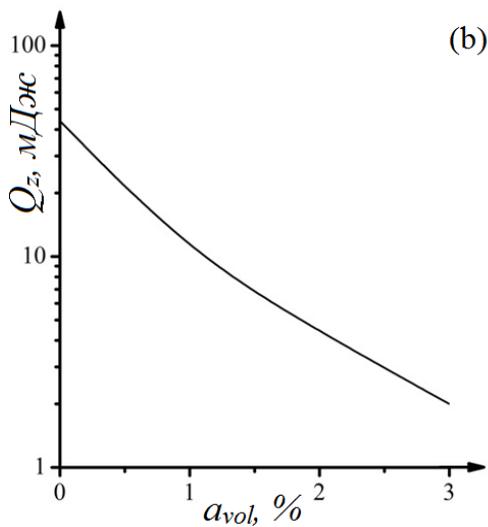
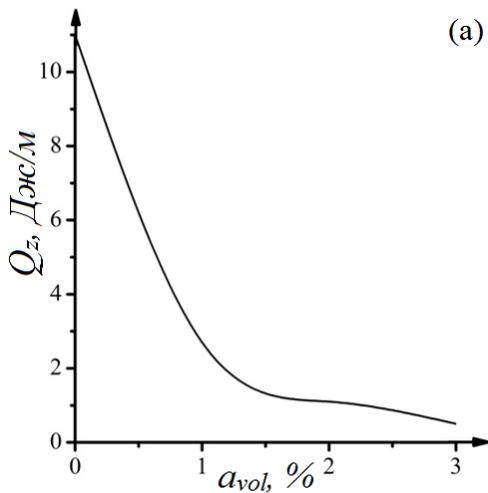


Рис. 3.7. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания УМВС от содержания метана в смеси. $m_{dust} = 0.4 \text{ кг/м}^3$; $r_p = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$.
 (a) – кривая, построенная в размерности Дж/м; (b) – результаты для межэлектродного расстояния $4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$

На рисунке 3.7 представлена зависимость минимальной энергии искрового зажигания угле-метано-воздушной смеси от объемного содержания метана в смеси для частиц радиуса $r_p = 5 \cdot 10^{-7}$ м. Кривая на рисунке 3.7b качественно согласуется с результатами [11]. Увеличение объемного содержания метана в смеси приводит к уменьшению минимальной энергии искрового зажигания УМВС. Так появление 1% метана в аэровзвеси угольной пыли приводит к уменьшению минимальной энергии зажигания в 5 раз.

На минимальную энергию искрового зажигания влияет размер частиц угольной пыли. С увеличением радиуса уменьшается удельная площадь поверхности частиц. Это увеличивает время прогрева частиц. За это время энергия искрового разряда за счет теплопроводности распространяется по газу. Частицы не успевают прогреться до воспламенения, зажигания смеси не происходит. Результаты расчетов влияния размера частиц на минимальную энергию искрового зажигания УМВС представлены на рисунке 3.8. Расчеты выполнены для частиц радиуса $r_p = 5 \cdot 10^{-7}$ м, 10^{-6} м, $2 \cdot 10^{-6}$ м.

Согласно рисунку 3.8 при добавлении 1% метана в аэровзвесь угольной пыли минимальная энергия искрового зажигания газозвеси с частицами радиуса $5 \cdot 10^{-7}$ м, 10^{-6} м, $2 \cdot 10^{-6}$ м уменьшалась в 5, 3 и 1.1 раза соответственно. Увеличение объемного содержания метана в смеси приводит к понижению минимальной энергии искрового зажигания угле-метано-воздушной смеси. С увеличением объемного содержания метана в сторону стехиометрического значения минимальная энергия искрового зажигания стремится к значению минимальной энергии зажигания метано-воздушной смеси.

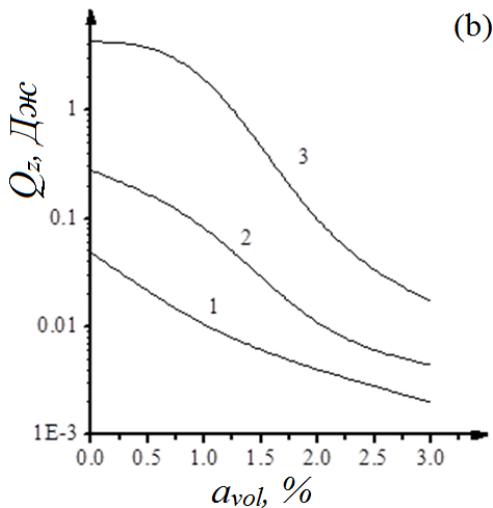
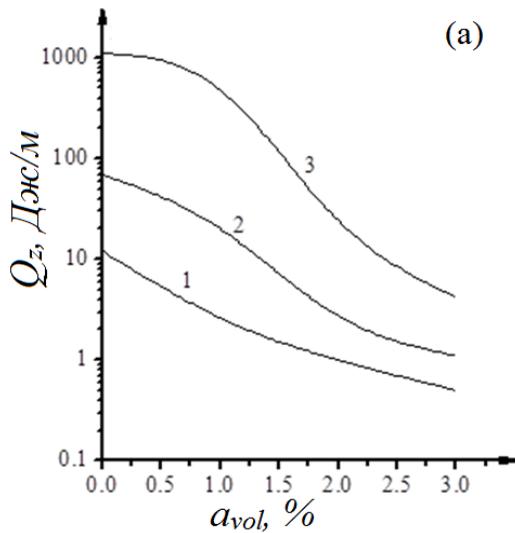


Рис. 3.8. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания угле-метано-воздушной смеси от содержания метана в смеси. $m_{dust} = 0.4 \text{ кг/м}^3$; $r_p = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ (кривая 1); 10^{-6} м (кривая 2); $2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ (кривая 3). (а) – результаты в размерности Дж/м; (б) – результаты для межэлектродного расстояния $4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$

3.7. Критические условия искрового зажигания бидисперсной аэровзвеси угольной пыли

Следующая серия расчетов была нацелена на определение влияния дисперсности частиц (распределения частиц по фракциям) на минимальную энергию искрового зажигания. Угольная пыль в природе и промышленности состоит из набора частиц различного размера, это может повлиять на минимальную энергию искры, требуемую для зажигания газовзвеси. Была решена задача о минимальной энергии искрового зажигания бидисперсной и полидисперсной аэровзвеси угольной пыли. Число фракций частиц задавалось равным $N_f = 2$ (бидисперсная). Учитывалась только реакция горения частиц, полагалось, что летучие компоненты в частицах отсутствуют. Источники от химических реакций из уравнений (3.1) – (3.4), (3.8) – (3.10) задавались равными:

$$G_{1,i} = G_3 = G_4 = 0, \quad G_{2,i} = n_{p,i} S_{p,i} \rho_{ox} \frac{\beta_m k_{02} \exp(-E_{a,2}/(R_u T_{p,i}))}{\beta_m + k_{02} \exp(-E_{a,2}/(R_u T_{p,i}))}$$

Общая начальная масса частиц в расчетах, m_{dust} , определялась как сумма начальных масс фракций частиц, $m_{dust} = \sum_{i=1, N_f} \rho_{k,i}^b$.

На рисунках 3.9, 3.10 представлены результаты расчетов, полученные для бидисперсной взвеси угольной пыли. На рисунке 3.9 представлена зависимость минимальной энергии искрового зажигания взвеси угольной пыли от процентного содержания массы частиц радиуса $r_{p,2}^b = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ в ней. Расчеты проводились следующим образом. Задавался процент массы частиц радиусом $5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, $a_p = \frac{\rho_{k,2}^b}{m_{dust}} \cdot 100\%$, где $\rho_{k,2}^b$ – начальная масса

частиц радиуса $5 \cdot 10^{-7}$ м, и предполагалось, что остальная масса угольной пыли состоит из частиц радиусом $r_{p,1}^b = 2 \cdot 10^{-6}$ м или $r_{p,1}^b = 10^{-7}$ м. Результаты расчетов представлены относительно доли частиц $r_{p,2}^b$ в общей массе смеси. Значение $a_p = 0\%$ по оси абсцисс (рисунок 3.9) определяет монодисперсную взвесь, содержащую только частицы радиусом $2 \cdot 10^{-6}$ м (кривая 1) или 10^{-7} м (кривая 2). Значение $a_p = 100\%$ определяет монодисперсную взвесь, в которой содержатся только частицы радиусом $5 \cdot 10^{-7}$ м.

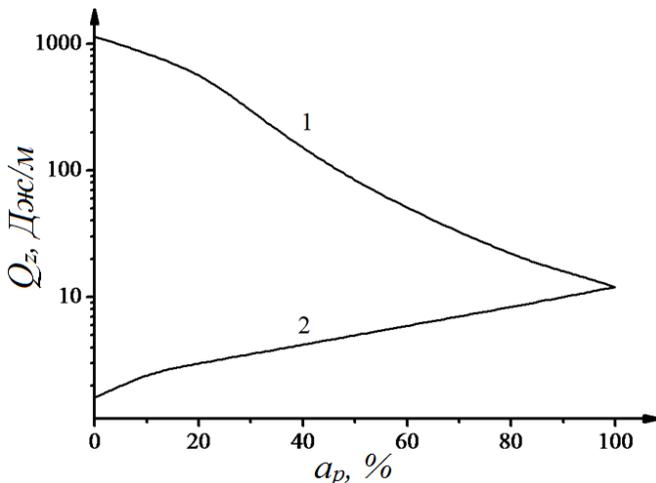


Рис. 3.9. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания бидисперсной аэровзвеси угольной пыли от процентного содержания массы частиц радиусом $5 \cdot 10^{-7}$ м. 1 – $r_{p,1}^b = 2 \cdot 10^{-6}$ м и $r_{p,2}^b = 5 \cdot 10^{-7}$ м ;

$$2 - r_{p,1}^b = 10^{-7} \text{ м и } r_{p,2}^b = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

Согласно рисунку 3.9 при одной и той же массе частиц угольной пыли меньшую энергию искрового зажигания имеет смесь, состоящая из наиболее мелких частиц. Кроме того, пока-

зано, что чем больше крупных частиц в составе смеси, тем больше минимальная энергия искрового зажигания.

Скорость уменьшения минимальной энергии искрового зажигания с увеличением размера частиц неодинакова для разных смесей. Диапазон изменения минимальной энергии искрового зажигания газозвеси частиц размером $r_{p,1}^b = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ и $r_{p,2}^b = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ составляет 12 – 1100 Дж/м. Минимальная энергия искрового зажигания изменяется с изменением процентного содержания частиц размером $5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ практически в 100 раз. Для газозвеси частиц размером $r_{p,1}^b = 10^{-7} \text{ м}$ и $r_{p,2}^b = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ диапазон изменения минимальной энергии искрового зажигания Q_z составил 1.7–12 Дж/м.

На рисунке 3.10 представлены результаты расчета критической энергии искрового зажигания бидисперсной взвеси угольной пыли в зависимости от размера частиц второй (мелкой) фракции.

При получении результатов, представленных на рисунке 3.10, полагалось, что радиус первой фракции частиц составляет $r_{p,1}^b = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, радиус второй фракции варьируется в диапазоне $r_{p,2}^b = 10^{-7} \div 10^{-6} \text{ м}$. Процентное соотношение массы двух фракций задавалось равным 50% на 50%.

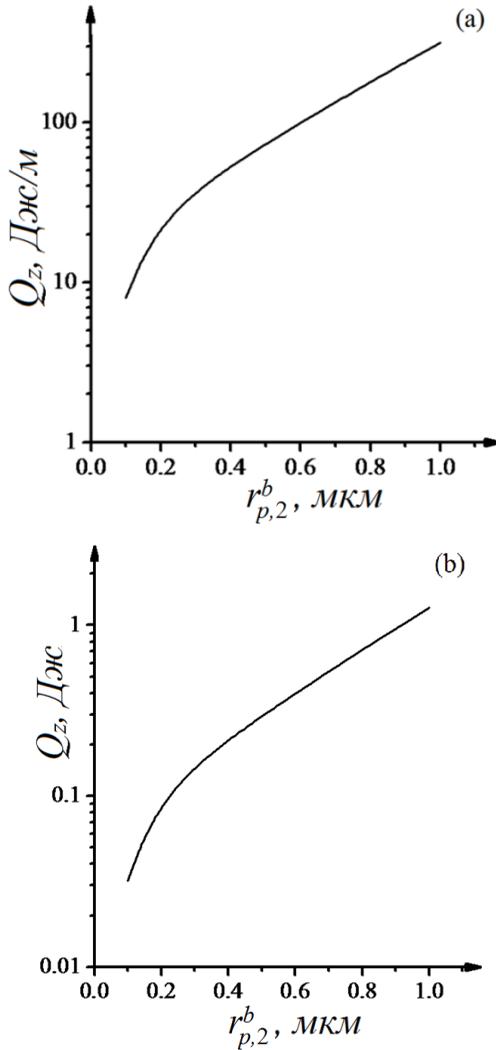


Рис. 3.10. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания газозвеси бидисперсной угольной пыли от размера частиц второй фракции $r_{p,2}^b \cdot r_{p,1}^b = 2 \cdot 10^{-6}$ м. Результаты в размерности Дж/м (а), результаты для межэлектродного расстояния $4 \cdot 10^{-3}$ м (б)

Уменьшение размера частиц второй фракции $r_{p,2}^b$ в 10 раз, от величины $r_{p,2}^b = 10^{-6}$ м до $r_{p,2}^b = 10^{-7}$ м приводит к уменьшению минимальной энергии искрового зажигания практически в 40 раз (рисунок 3.10). Этот эффект объясняется тем, что более мелкие частицы быстрее нагреваются до температуры зажигания. За счет зажигания мелких частиц пламя начинает распространяться по пылевому облаку. Находящиеся во фронте горения крупные частицы с некоторой задержкой также разогреваются до температуры зажигания и начинают реагировать с окислителем. Соответственно для одного и того же размера частиц первой фракции увеличение размера частиц второй фракции приводит к увеличению минимальной энергии искрового зажигания. Сравнение рисунка 3.10 б с данными из [11] дает удовлетворительное согласие. Видно, что для случая зажигания бидисперсной взвеси совпадение расчетных данных с экспериментом [11] выше, чем совпадение результатов расчета зажигания монодисперсной аэрозвеси угольной пыли.

3.8. Критические условия искрового зажигания полидисперсной аэрозвеси угольной пыли

Был проведен расчет минимальной энергии искрового зажигания полидисперсной взвеси угольной пыли. Для расчета была выбрана полидисперсная аэрозвесь угольной пыли с размером частиц и числом фракций $N_f = 4$ в соответствии с данными [91]. В работе [919] указано, что для запыленного воздуха шахтного штрека 40 ÷ 80% частиц имеют диаметр до $1.3 \cdot 10^{-6}$ м, 15 ÷ 35% до $2.6 \cdot 10^{-6}$ м, 5 ÷ 20% до $4 \cdot 10^{-6}$ м и 3 ÷ 10% свыше $4 \cdot 10^{-6}$ м.

Для расчетов была взята взвесь с размером частиц $r_{p,1}^b = 4 \cdot 10^{-6}$ м, $r_{p,2}^b = 2 \cdot 10^{-6}$ м, $r_{p,3}^b = 1.3 \cdot 10^{-6}$ м, $r_{p,4}^b = 0.65 \cdot 10^{-6}$ м.

Теплофизические и формально-кинетические параметры угольной пыли взяты в соответствии с п. 3.5. В расчетах варьировалось процентное соотношение между массами частиц в диапазоне, соответствующем данным [91]. Результаты расчета представлены на рисунке 3.11. Результаты на рисунке 3.11 представлены относительно доли мелких частиц ($r_{p,4}^b = 0.65 \cdot 10^{-6} \text{ м}$) в общей массе смеси. Параметр $a_{p4}, \%$ определялся, как отношение начальной массовой концентрации самых мелких частиц к общей начальной массе угольной пыли, $a_{p4}, \% = (p_{p,4}^b / m_{dust}) \cdot 100\%$.

Кривые на рисунке 3.11 определяют область значений минимальной энергии искрового зажигания аэрозвеси. Построение кривых осуществлялось на основе анализа таблицы расчетов минимальной энергии искрового зажигания для разного процентного содержания частиц радиуса $r_{p,1}^b - r_{p,3}^b$. Расчеты проводились следующим образом: задавалось процентное соотношение частиц наименьшей фракции с размером $r_{p,4}^b = 0.65 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Варьировалось процентное соотношение между частицами прочих фракций (варьирование осуществлялось в диапазоне, соответствующем [91]). Из результатов расчета определялась наименьшая и наибольшая величина минимальной энергии искрового зажигания для выбранного значения $r_{p,4}^b = 0.65 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Полученные величины минимальной энергии искрового зажигания наносились на график. В итоге, была получена область значений величины минимальной энергии искрового зажигания, ограниченная верхней и нижней кривыми на рисунке 3.11.

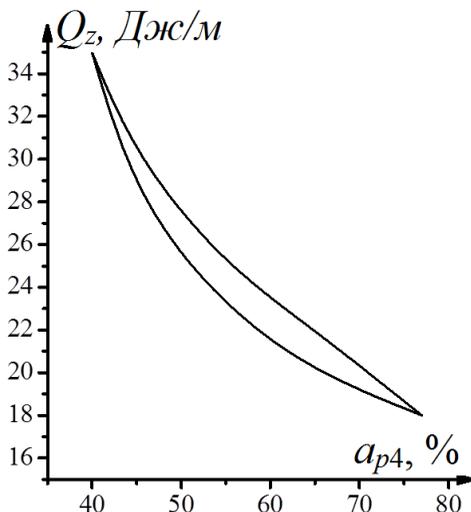


Рис. 3.11. Область значений минимальной энергии искрового зажигания полидисперсной газовзвеси угольной пыли в условиях изменения массовой концентрации фракций частиц из [89]. $m_{dust} = 0.4 \text{ кг/м}^3$

Диапазон изменения величины минимальной энергии искрового зажигания, согласно рисунку 3.11, составляет от 18 Дж/м для смеси с содержанием 77% $r_{p,4}^b$ до 35 Дж/м для 40% $r_{p,4}^b$. Составы с содержанием 77% $r_{p,4}^b$ и 40% $r_{p,4}^b$ являются предельными (наибольшее и наименьшее значение) по содержанию мелкодисперсной фракции $r_{p,4}^b$.

Результаты расчета показали, что основное влияние на минимальную энергию искрового зажигания полидисперсной взвеси угольной пыли в воздухе оказывает содержание мелких частиц. Количество крупных частиц практически не влияет на величину минимальной энергии искрового зажигания. Различия в значениях минимальной энергии искрового зажигания для одного и того же процентного содержания частиц мелкой фракции,

$r_{p,4}^b$, связаны с разным содержанием более крупных частиц, $r_{p,3}^b$.

Нижняя кривая на рисунке 3.11 соответствует смеси с большим содержанием частиц $r_{p,3}^b = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Верхняя кривая соответствует большей массе частиц радиуса $r_{p,1}^b = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $r_{p,2}^b = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

Область зажигания на рисунке 3.11 для межэлектродного расстояния $4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ удовлетворительно соответствует минимальной энергии искрового зажигания, определенной в [11]. Хорошее совпадение наблюдается для массовой концентрации мелких частиц более 65% от общей массы взвеси.

3.9. Критические условия искрового зажигания взвеси угольной пыли с учетом выхода горючих летучих компонентов из частиц

Для того чтобы определить влияние выхода летучих компонентов на минимальную энергию искрового зажигания, была поставлена задача определения минимальной энергии искрового зажигания взвеси угольной пыли, выделяющей летучие компоненты. Полагалось, что угольная взвесь состоит из одной фракции, $N_f = 1$, горючая компонента в газе отсутствует, источник от химической реакции между окислителем и горючей компонентой в газе равнялся нулю, $G_4 = 0$.

Решение задачи выполнено по алгоритму, описанному в пункте 3.4. Расчетная сетка задавалась равномерной с шагом по пространству $\Delta h = 10^{-5} \text{ м}$.

Физико-химические параметры, задаваемые для угольной пыли взяты из п. 3.5: $k_{02} = 79 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $E_{a,2} = 135 \text{ кДж/моль}$, $Q_2 = 20 \text{ МДж/кг}$, $\rho_p^0 = 1400 \text{ кг/м}^3$, $c_p = 1464.4 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{K)}$, $c_{pg} = 1065 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{K)}$, $c_{vg} = 768.2 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{K)}$, $R_u = 8.31 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{K)}$, $T_{gb} = 300 \text{ K}$, $\lambda_0 = 0.025 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$,

$\rho_{\alpha,b} = 0.264 \text{ кг} / \text{м}^3$, $\eta = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$. Кинетические параметры реакций выделения и горения летучих компонентов задавались следующими: $\alpha_3 = 3.5$, $k_{01} = 3.83 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $E_{a,1} = 209 \text{ кДж/моль}$, $Q_1 = 0.18 \text{ МДж/кг}$, $k_{03} = 1214.3 \text{ м}^3 / (\text{кг} \cdot \text{с})$, $E_{a,3} = 53.3 \text{ кДж/моль}$, $Q_3 = 20 \text{ МДж/кг}$.

На рисунке 3.12 представлена зависимость минимальной энергии искрового зажигания аэрозвеси угольной пыли с частицами радиуса $0.2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $0.5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ и $0.7 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ от содержания летучих компонентов в частицах. Массовая концентрация частиц равнялась 0.3 кг/м^3 . Согласно рисунку 3.12, результаты, полученные для $V^C = 0.2$, лучше всего согласуются с результатами [11].

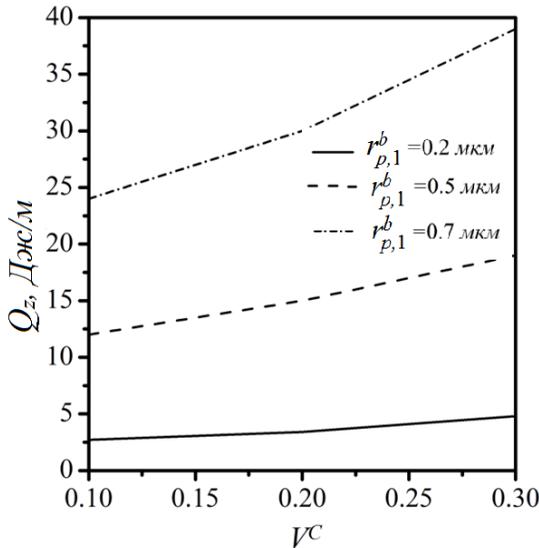


Рис. 3.12. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания от содержания летучих компонентов в частицах. $m_{dust} = 0.3 \text{ кг/м}^3$

Из расчета определено, что частицы с наибольшим содержанием летучих компонентов зажигаются при больших значениях энергии искры. Вполне вероятно, что это объясняется тем, что выделившиеся летучие не способны поддержать горение на этапе воспламенения. Масса выделившихся летучих пренебрежительно мала. Выделение летучих компонентов приводит к уменьшению общей массы частиц, что, в свою очередь, приводит к увеличению минимальной энергии искрового зажигания. В пункте 3.5 было показано, что массовая концентрации угольной пыли 0.3 кг/м^3 соответствует левой ветке U-образной кривой, описывающей зависимость минимальной энергии искрового зажигания от массовой концентрации частиц (см. рис. 3.4, 3.5). Следовательно, при уменьшении массы частиц мы перемещаемся вверх по левой ветке кривой – минимальная энергия искрового зажигания увеличивается.

Результаты параметрического исследования зависимости минимальной энергии искрового зажигания монодисперсной аэровзвеси угольной пыли с радиусом частиц $r_p = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ и содержанием летучих компонентов в частицах $V^C = 0.3$ представлены на рисунке 3.13. На рисунке 3.13 представлена кривая, рассчитанная с учетом выделения летучих компонентов из частиц (сплошная линия) и без выделения летучих компонентов (кривая с рисунка 3.5, представленная на рисунке 3.13 пунктирной линией). Согласно рисунку 3.13 выделение летучих компонентов при больших массах пыли приводит к уменьшению минимальной энергии искрового зажигания. Правая ветвь сплошной кривой на рисунке 3.13 растет с меньшей скоростью, чем правая ветвь штрихпунктирной кривой. Следовательно, выход летучих компонентов начинает играть существенную роль при зажигании сильно запыленных сред. Объясняется это тем, что на начальном этапе зажигания в сильно запыленной среде выде-

ляется достаточное количество газообразных летучих компонентов для того, чтобы подогреть смесь и инициировать последующее горение коксового остатка в частицах. Стоит отметить, что при расчете скорости распространения пламени особых изменений присутствие летучих компонентов для сильно запыленных смесей не вносило, приводило лишь к небольшому уменьшению скорости распространения пламени. Отсюда можно сделать вывод о том, что присутствие летучих компонентов в частицах в сильно запыленных средах приводит к уменьшению критической энергии инициирования горения. При этом скорость распространения пламени определяется реакцией горения коксового остатка.

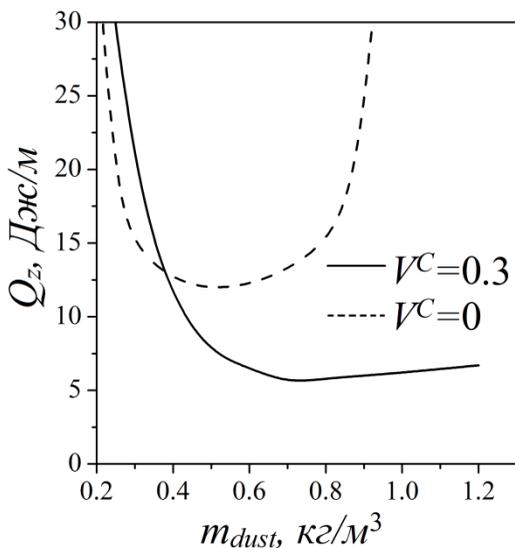


Рис. 3.13. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания от массовой концентрации частиц. $r_p = 5 \cdot 10^{-7}$ м

Из рисунка 3.13 виден еще один эффект: для слабо запыленных смесей (с концентрацией меньше $0.4\text{--}0.3 \text{ кг/м}^3$) присутствие летучих компонентов, наоборот, приводит к увеличению минимальной энергии искрового зажигания.

3.10. Влияние лучистого теплопереноса на минимальную энергию искрового зажигания взвеси наноразмерной угольной пыли

Согласно результатам [92, 93], присутствие наноразмерных частиц существенным образом сказывается на характеристиках воспламенения реагирующей газовзвеси. Авторы [92, 93] связывают увеличение скорости распространения пламени с вкладом лучистого теплопереноса в общий процесс теплообмена. В связи с этим была поставлена задача об искровом зажигании аэрозвеси угольной пыли, состоящей из наноразмерных частиц, с учетом лучистого теплопереноса. Лучистый теплоперенос моделируется в диффузионном приближении [23, 28]. Так как смесь наноразмерных частиц с воздухом при больших массовых концентрациях частиц создает сильно запыленную газовзвесь, то возникает вопрос о величине степени черноты для получившейся смеси. В настоящей работе проведено исследование влияния степени черноты на минимальную энергию искрового зажигания.

Математическая постановка задачи основывается на уравнениях пункта 3.3. Учитывается реакция горения частиц угольной пыли, $G_{2,i} \neq 0$, пренебрегается реакциями выделения и горения летучих компонентов, полагается, что газовзвесь состоит из частиц угля и воздуха; горючей компоненты в газе нет. Метод решения задачи описан в п. 3.4. Решение уравнения переноса объ-

емной плотности излучения выполнено с помощью метода конечных разностей по неявной разностной схеме.

Решение задачи выполнено по алгоритму, описанному в пункте 3.4. Физико-химические параметры, задаваемые для угольной пыли взяты из п. 3.5: $k_{02} = 79 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $E_{a,2} = 135 \text{ кДж/моль}$, $Q_2 = 20 \text{ МДж/кг}$, $\rho_p^0 = 1400 \text{ кг/м}^3$, $T_{gb} = 300 \text{ К}$, $c_p = 1464.4 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $c_{pg} = 1065 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $c_{vg} = 768.2 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $R_u = 8.31 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{К)}$, $\lambda_0 = 0.025 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $\rho_{ox,b} = 0.264 \text{ кг/м}^3$, $\eta = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$. Размер частиц варьировался в диапазоне $r_p = 5 \cdot 10^{-9} \div 5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, степень черноты варьировалась в диапазоне $\epsilon = 0.1 \div 0.5$, общая массовая концентрация пыли в единице объема задавалась равной $m_{dust} = 0.2 \div 0.5 \text{ кг/м}^3$. Были выполнены расчеты для монодисперсной ($N_f = 1$) и бидисперсной ($N_f = 2$) взвесей угольной пыли. В случае бидисперсной взвеси варьировалось процентное соотношение между массами фракций пыли. Энергия искрового зажигания в расчетах определялась минимальным ее значением, приводящим к формированию и распространению фронта горения. Результаты расчета минимальной энергии искрового зажигания монодисперсной взвеси с массовой концентрацией $m_{dust} = 0.4 \text{ кг/м}^3$ представлены на рисунках 3.14, 3.15.

На рисунке 3.14 представлены результаты расчета минимальной энергии искрового зажигания монодисперсной взвеси угольной пыли с размером частиц $r_p = 2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$. Согласно рисунку 3.14, при увеличении степени черноты от 0 до 0.5 минимальная энергия искрового зажигания увеличивается в 4.5 раза от 0.18 до 0.81 Дж/м. Для более мелких частиц, радиуса $r_p = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$, минимальная энергия искрового зажигания при

таким же изменении степени черноты увеличилась в 2.5 раза, от 0.04 до 0.1 Дж/м (рис. 3.15).

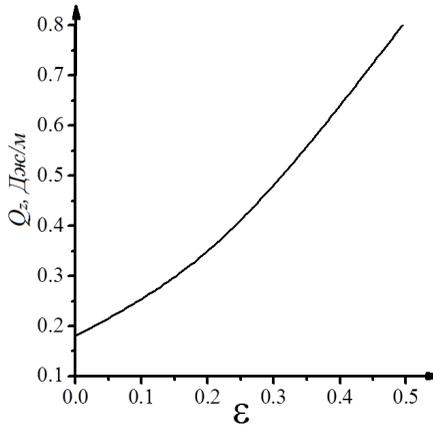


Рис. 3.14. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания от степени черноты. $r_p = 2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, $m_{dust} = 0.4 \text{ кг/м}^3$

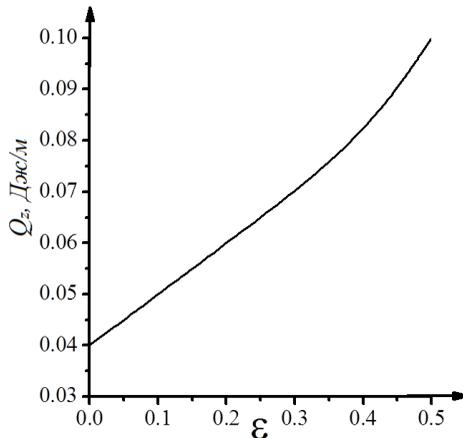


Рис. 3.15. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания от степени черноты. $r_p = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$, $m_{dust} = 0.4 \text{ кг/м}^3$

На рисунке 3.16 представлены результаты расчета минимальной энергии искрового зажигания бидисперсной взвеси угольной пыли с соотношением между массовыми концентрациями фракций крупных и мелких частиц $\rho_{p,1}^b : \rho_{p,2}^b = 0.1 : 0.9$, общая массовая концентрация угольной пыли в аэрозвеси задавалась равной $m_{dust} = 0.4 \text{ кг/м}^3$.

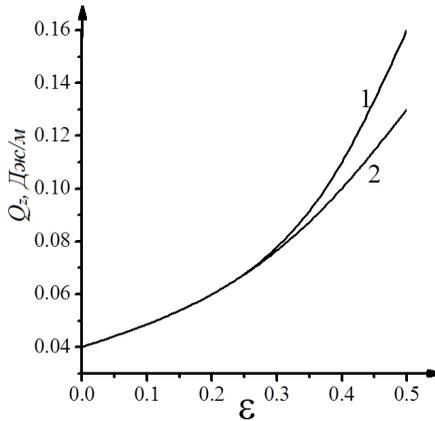


Рис. 3.16. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания от степени черноты. Кривые: 1 – $r_{p,1} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$; $r_{p,2} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$;
2 – $r_{p,1} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$; $r_{p,2} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$. $\rho_{p,1}^b : \rho_{p,2}^b = 0.1 : 0.9$

Кривая 1 на рисунке 3.16 соответствует расчетам взвеси с частицами радиуса $r_{p,1} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, $r_{p,2} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$. Кривая 2 построена для $r_{p,1} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, $r_{p,2} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$. Согласно рисунку 3.16, для $\varepsilon = 0 \div 0.3$ минимальная энергия искрового зажигания для взятых взвесей совпадает. Различие наблюдается для $\varepsilon = 0.3 \div 0.5$.

На рисунке 3.17 представлены результаты расчета минимальной энергии искрового зажигания монодисперсной аэровзвеси угольной пыли с радиусом частиц $r_p = 5 \cdot 10^{-9}$ м.

На рисунке 3.17 показана зависимость минимальной энергии искрового зажигания от массовой концентрации частиц при $\epsilon = 0.5$ (кривая 1) и $\epsilon = 0.3$ (кривая 2). Согласно полученным результатам, наибольшее расхождение между кривыми наблюдается при малых массовых концентрациях пыли в объеме. Это объясняется тем, что при высоком значении ϵ на начальном этапе зажигания имеют место существенные потери тепла из области искрового тепловыделения.

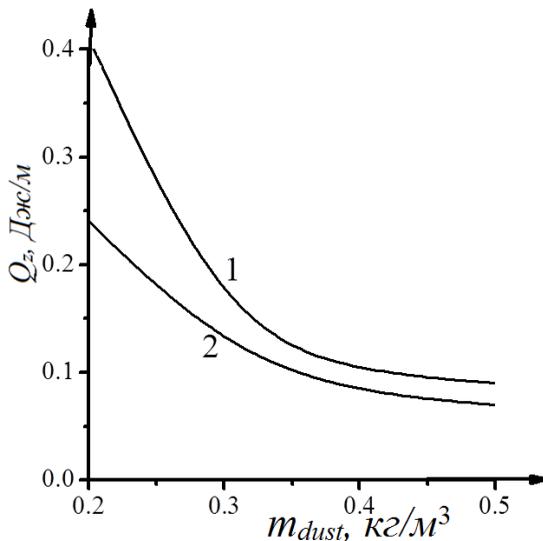


Рис. 3.17. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания монодисперсной аэровзвеси угольной пыли от массовой концентрации частиц. Кривые: 1 – $\epsilon = 0.5$; 2 – $\epsilon = 0.3$. $r_p = 5 \cdot 10^{-9}$ м

Таким образом, параметрическими расчетами установлено, что влияние теплового излучения на минимальную энергию искрового зажигания при больших значениях степени черноты является существенным. По данным [94, 95], степень черноты для пылеугольной смеси заданного состава имеет величину в интервале $\varepsilon = 0.1 \div 0.3$.

Глава 4

ИСКРОВОЕ ЗАЖИГАНИЕ АЭРОВЗВЕСЕЙ ПОРОШКОВ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Порошки металлов используются в качестве компонентов твердого ракетного топлива, а также в качестве порошкового металлического горючего (ПМГ) [96, 97]. Исследования горения порошков металлов в различных условиях проводятся в различных исследовательских центрах [97].

Вопросы инициирования горения аэровзвесей металлических порошков описаны, в частности, в работе [96] применительно к зажиганию аэровзвеси порошка алюминия. В настоящей главе представлены исследования, касающиеся критических условий искрового зажигания аэровзвесей порошков алюминия и бора. К особенностям горения металлических порошков можно отнести формирование окисного слоя на поверхности частиц, более высокую скорость распространения фронта горения по сравнению с газозвесью угольной пыли. Хотя механизм горения частиц алюминия и частиц бора подобен, существуют различия, которые существенно сказываются на механизме инициирования горения.

В настоящей главе представлены математические модели горения аэровзвеси порошка алюминия и аэровзвеси порошка бора, результаты расчетов критических условий искрового зажигания аэровзвеси порошка алюминия и критические условия искрового зажигания аэровзвеси порошка бора.

4.1. Критические условия искрового зажигания аэрозвеси порошка алюминия

Предполагается, что в воздухе равномерно распределена взвесь порошка алюминия с общей массовой концентрацией частиц m_{dust} , размером частиц $r_{Al,i}^0$, количеством фракций частиц N_f . Линейный мгновенный источник зажигания расположен в центре. Внешняя граница расчетной области бесконечно удалена от источника зажигания. Потерями тепла на электроды пренебрегается. Коэффициенты диффузии и теплопроводности газа зависят от температуры. Горение частиц алюминия описывается на основе экспериментальных данных по эмпирической формуле [98]. Предполагается, что воспламенение частицы алюминия происходит при достижении ею температуры зажигания T_{pz} . В законе скорости горения частиц учитывается скорость массоотдачи, которая лимитирует диффузию кислорода к поверхности частиц [29]. Учитывается тепловое и динамическое взаимодействие между частицами и газом. Полагается, что при горении частицы алюминия радиус алюминия в частице $r_{Al,i}$ уменьшается, радиус самой частицы $r_{p,i}$ растет за счет нарастания оксидного слоя. До начала химических реакций в частице $r_{p,i} = r_{Al,i}^0$. Математическая постановка задачи искрового зажигания аэрозвеси порошка алюминия основана на модели двухфазной реагирующей среды Р.И. Нигматулина [28] и при принятых допущениях состоит из системы уравнений:

уравнение неразрывности для газа:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g u_g}{\partial r} = -r \sum_{i=1..N_f} G_{1,i}, \quad (4.1)$$

уравнение сохранения импульса для газа:

$$\frac{\partial r \rho_g u_g}{\partial t} + \frac{\partial r (\rho_g u_g^2 + p_g)}{\partial r} = p_g + r \sum_{i=1..Nf} [-\tau_{tr,i} - G_{1,i} u_g], \quad (4.2)$$

уравнение энергии для газа:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial r \rho_g (\epsilon_g + 0.5 u_g^2)}{\partial t} + \frac{\partial r [\rho_g u_g (\epsilon_g + 0.5 u_g^2) + p_g u_g]}{\partial r} = \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_g r \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) - r \sum_{i=1..Nf} G_{1,i} (c_{pg} T_g + u_g^2 / 2) \\ & - r \sum_{i=1..Nf} [u_{p,i} \tau_{tr,i} + \alpha_{p,i} n_{p,i} S_{p,i} (T_g - T_{p,i})], \end{aligned} \quad (4.3)$$

уравнение баланса массы кислорода в смеси:

$$\frac{\partial r \rho_{ox}}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{ox} u_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(D_g \rho_g r \frac{\partial a_{ox}}{\partial r} \right) - r \sum_{i=1..Nf} G_{1,i}, \quad (4.4)$$

уравнения баланса массы частиц i -ой фракции:

$$\frac{\partial r \rho_{p,i}}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{p,i} u_{p,i}}{\partial r} = r G_{1,i}, \quad (4.5)$$

уравнение сохранения импульса частиц i -ой фракции:

$$\frac{\partial r \rho_{p,i} u_{p,i}}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{p,i} u_{p,i}^2}{\partial r} = r (\tau_{tr,i} + G_{1,i} u_g), \quad (4.6)$$

уравнение энергии для частиц i -ой фракции:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial r \rho_{p,i} (\epsilon_{p,i} + 0.5 u_{p,i}^2)}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{p,i} u_{p,i} (\epsilon_{p,i} + 0.5 u_{p,i}^2)}{\partial r} = \\ & = r \left(\frac{Q_1 G_{1,i}}{\alpha_1} + G_{1,i} (c_{pg} T_g + u_g^2 / 2) + \tau_{tr,i} u_{p,i} \right) + \\ & + r \alpha_{p,i} S_{p,i} n_{p,i} (T_g - T_{p,i}), \end{aligned} \quad (4.7)$$

уравнение счетной концентрации частиц i -ой фракции:

$$\frac{\partial r n_{p,i}}{\partial t} + \frac{\partial r n_{p,i} u_{p,i}}{\partial r} = 0, \quad (4.8)$$

уравнение состояния газа:

$$p_g = \rho_g R_g T_g. \quad (4.9)$$

Начальные и граничные условия формулируются на основе предположений из глав 2, 3 и имеют вид:

$$T_g(r, t_z) = T_{gb} + \frac{Q_z}{4\pi\lambda_g t_z} \exp\left(-\frac{r^2}{4\chi_g t_z}\right), T_{p,i}(r, t_z) = T_{p,i},$$

$$\rho_{ox}(r, t_z) = \rho_{ox,b}, \rho_{p,i}(r, t_z) = \rho_{p,i}^b, \rho_g(r, t_z) = \rho_{gb}, \quad (4.10)$$

$$u_g(r, t_z) = u_{p,i}(r, t_z) = 0, n_{p,i}(r, t_z) = n_{p,i}^b,$$

$$\frac{\partial \rho_g(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{ox}(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial T_g(0, t)}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho_{p,i}(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial n_{p,i}(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial T_{p,i}(0, t)}{\partial r} = 0, \quad (4.11)$$

$$u_g(0, t) = u_{p,i}(0, t) = 0, \frac{\partial \rho_{ox}(\infty, t)}{\partial r} = \frac{\partial T_g(\infty, t)}{\partial r} = 0.$$

В выражении (4.10) параметр Q_z , определяет величину энергии искры. Прочие основные обозначения уравнений (4.1) – (4.11) описаны в начале монографии. Правые части уравнений (4.1) – (4.8), отвечающие за химическое взаимодействие газа и частиц, определяются через радиус алюминия в частице, слагаемые, определяющие инерционное и тепловое взаимодействие определяются через радиус самой частицы, состоящей из алюминия и оксидного слоя. Соотношения, определяющие инерционное и тепловое взаимодействие между газом и частицами определяются выражениями (3.18), (3.19).

Для определения скорости изменения массы частиц при их горении $G_{1,i}$ примем, что продуктом сгорания алюминия является окисел Al_2O_3 , который остается на частице; плотность частицы в процессе горения не изменяется. Обозначим начальную массу частицы алюминия какой либо фракции $m_{Al,0}$, текущее значение массы частицы в процессе ее горения обозначим

m_k , массу не сгоревшей части алюминия в частице обозначим m_{Al} . При частичном выгорании алюминия в частице ее масса определяется соотношением

$$m_k = m_{Al} + \frac{\mu_{Al} + (3/2)\mu_O}{\mu_{Al}} (m_{Al,0} - m_{Al}).$$

При постоянной плотности частицы, ρ_p^0 , имеем связи

$$m_k = \frac{4}{3} \pi \rho_p^0 r_p^3 = \frac{\rho_p}{n_p}.$$

Масса частиц в единице объема равна $M_k = n \cdot m_k$, а производная по времени от нее есть величина G_1 :

$$G_1 = -\frac{3\mu_O}{2\mu_{Al}} n \rho_k 4\pi r_{Al}^2 \frac{dr_{Al}}{dt}.$$

В работе [98] из экспериментальных данных установлено, что время сгорания частицы алюминия не зависит от давления и определяется ее начальным диаметром $d_{Al,0}$ и относительной

концентрацией окислителя a по формуле $\tau_c = 1.062 \cdot 10^4 \frac{d_{Al,0}^{1.5}}{a^{0.9}}$.

Дифференцируя правую и левую части этого выражения после элементарных преобразований получаем $\frac{dr_{Al}}{dt} = -2.22 \cdot 10^{-5} \frac{a^{0.9}}{\sqrt{r_{Al}}}$.

Радиус частиц с окисным слоем, $r_{p,i}$, и радиус области, занятой алюминием в частицах, $r_{Al,i}$, определяются выражениями:

$$r_{p,i} = \sqrt[3]{\frac{3\rho_{p,i}}{4\pi\rho_{p,i}^0 n_{p,i}}}. \quad (4.12)$$

$$r_{Al,i} = \left[\left(\frac{\mu_{Al} + 3/2\mu_O}{\mu_{Al}} (r_{Al,i}^b)^3 - \frac{\rho_{p,i}}{(4/3)\pi n_{p,i}\rho_{p,i}^0} \right) \frac{2\mu_{Al}}{3\mu_O} \right]^{1/3}, \quad (4.13)$$

При выводе уравнения (4.13) [99] предполагалось для упрощения, что окисел Al_2O_3 , остающийся на частице, имеет форму шарового слоя. Это предположение вводится для определения текущего радиуса шарика алюминия в процессе его горения и никак не влияет на скорость горения частицы алюминия, поскольку она выбрана с учетом экспериментальных данных [98].

Скорость изменения массы фракций частиц алюминия записывается в виде:

$$G_{1,i} = \alpha_1 n_{p,i} \rho_{p,i}^0 S_{Al,i} \frac{k(a_{ox}, r_{Al,i}) \beta_{m,i}}{(k(a_{ox}, r_{Al,i}) + \beta_{m,i})}, \quad (4.14)$$

где $k(a_{ox}, r_{Al,i}) = k_{01} a_{ox}^{0.9} / \sqrt{r_{Al,i}}$ – закон горения одиночной частицы, $S_{Al,i} = 4\pi r_{Al,i}^2$ – площадь поверхности чистого алюминия в частице, k_{01} – константа скорости химической реакции, $\beta_{m,i} = \lambda_g Nu_D / (c_{pg} \rho_g r_{p,i})$ – коэффициент массоотдачи частиц [29], Nu_D – диффузионный аналог числа Нуссельта, $\rho_{p,i}^0$ – собственная плотность алюминия.

Задача (4.1) – (4.11) решалась численно. Метод решения задачи изложен в разделе 3.4. Шаг по пространству брался переменным. В области источника зажигания шаг задавался равным $\Delta h_{min} = 10^{-6}$ м. После координаты $r = 10^{-3}$ м шаг по пространству увеличивался по правилу $\Delta h_{i+1} = 1.01 \cdot \Delta h_i$. Шаг по времени определялся из условий устойчивости Куранта (2.11).

Расчет задачи выполнен при следующих значениях физических величин: $Q_1 = 34.6$ МДж/кг, $\eta = 2 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $T_{gb} = 300$ К, $\gamma = 1.39$, $\mu_{Al} = 27 \cdot 10^{-3}$ кг / моль, $\mu_O = 16 \cdot 10^{-3}$ кг / моль, $\alpha_1 = 0.889$, $c_{pg} = 1065$ Дж/(кг·К), $c_{vg} = 768.2$ Дж/(кг·К), $\lambda_0 = 0.025$ Вт/(м·К), $c_p = 904$ Дж/(кг·К), $\rho_{p,i}^0 = 2380$ кг / м³,

$\rho_{ox,b} = 0.264 \text{ кг} / \text{м}^3$, $\rho_{gb} = p_{gb} / (R_g T_{gb})$, $p_{gb} = 0.1 \text{ МПа}$. Начальный радиус частиц алюминия варьировался в диапазоне $r_{p,i}^b = r_{Al,i}^b = 2 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, массовая концентрация порошка алюминия варьировалась в диапазоне $m_{dust} = 0.07 \div 0.3 \text{ кг} / \text{м}^3$. Целью расчетов являлось определение минимальной энергии искрового разряда Q_z , при которой формируется и распространяется фронт горения.

Константа скорости химической реакции в законе горения (4.14) подбиралась таким образом, чтобы нормальная скорость горения монодисперсного порошка алюминия соответствовала экспериментальным данным [97]. Для расчета был взят порошок с частицами диаметрами $d_{p,1}^b = 4 \cdot 10^{-6} \div 6 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ (радиуса $r_{p,1}^b = 2 \cdot 10^{-6} \div 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$). Согласно данным из [97], зависимость нормальной скорости горения от массовой концентрации порошка алюминия для частиц со средним диаметром 4–6 мкм имеет вид, представленный на рисунке 4.1 пунктирной линией с символами. Рассчитанные по модели (4.1) – (4.14) результаты с подобранным значением $k_{01} = 1.11 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{1.5} / \text{с}$ представлены на рисунке 4.1 сплошной линией.

Из сравнения кривых на рисунке 4.1 видно, что для массовой концентрации порошка алюминия $0.1\text{--}0.3 \text{ кг} / \text{м}^3$ наблюдается согласие с результатами из монографии [97]. Последующие расчеты выполнены с использованием выбранного значения коэффициента k_{01} . Результаты расчета критических условий искрового зажигания приведены на рисунках 4.2 – 4.6.

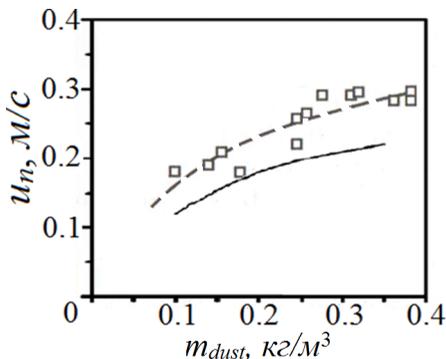


Рис. 4.1. Зависимость нормальной скорости горения аэрозвеси порошка алюминия от массовой концентрации порошка. Пунктирная линия с символами – результаты из [95], $d_{p,1}^b = 4-6$ мкм; сплошная линия – результаты расчета по модели (4.1) – (4.11) для $d_{p,1}^b = 4$ мкм

На рисунках 4.2 – 4.6 приведены результаты расчета минимальной энергии искрового зажигания монодисперсной аэрозвеси порошка алюминия ($N_f = 1$). На рисунке 4.2 представлена зависимость минимальной энергии искрового зажигания порошка алюминия от начальной массовой концентрации порошка алюминия в воздухе для частиц радиуса $r_{p,1}^b = 0.6$ мкм (кривая 1) и $r_{p,1}^b = 0.5$ мкм (кривая 2). Согласно рисунку 4.2, увеличение размера частиц приводит к увеличению минимальной энергии, необходимой для зажигания и последующего распространения фронта горения в аэрозвеси алюминия. С увеличением массовой концентрации частиц и при стремлении коэффициента избытка окислителя к единице (стехиометрическая смесь возникает при $\rho_{p,1}^b = 0.274$ кг / м³ и для монодисперсной газозвеси $m_{dust} = \rho_{p,1}^b$) минимальная энергия искрового зажигания практически перестает зависеть от $\rho_{p,1}^b$.

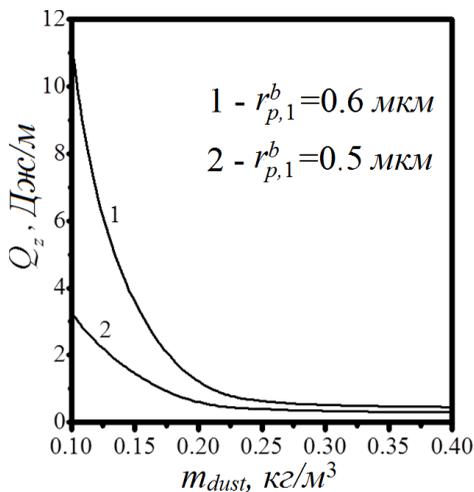


Рис. 4.2. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания аэрозвеси порошка алюминия от массовой концентрации частиц алюминия

Минимальная энергия на рисунке 4.2 имеет размерность [Дж/м]. Для того чтобы определить значение энергии искрового разряда в размерности [Дж], нужно учесть межэлектродное расстояние, составляющее по данным [97] $4 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Результаты расчета в размерности [Дж] для межэлектродного расстояния $4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ дают диапазон значений минимальной энергии искрового зажигания 1–50 мДж. В монографии [97] утверждается, что минимальная энергия искрового зажигания пылевого облака частиц алюминия составляет 20–50 мДж. К сожалению, в монографии не указаны значения радиуса и массовой концентрации частиц, для которых получен указанный диапазон значений величины минимальной энергии искрового зажигания. Но тем не менее, результаты, представленные на рисунке 4.2 с хорошей точностью согласуются с данными монографии [97]. Занижение

минимальной энергии искрового зажигания в области высоких концентраций связано с дисперсным составом порошка. Даже малое изменение радиуса частиц в сторону увеличения, согласно рисунку 4.2 приводит к увеличению минимальной энергии искрового зажигания.

Для того, чтобы показать влияние размера частиц на величину минимальной энергии искрового зажигания аэровзвеси порошка алюминия, было выполнено параметрическое исследование задачи для массовой концентрации порошка алюминия $\rho_{p,1}^b = 0.25 \text{ кг} / \text{м}^3$ (кривая 1) и $\rho_{p,1}^b = 0.3 \text{ кг} / \text{м}^3$ (кривая 2), радиус частиц алюминия менялся в диапазоне 0.2–2 мкм. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания от размера частиц представлена на рисунке 4.3.

Согласно рисунку 4.3, для частиц радиуса меньше 0.6 мкм минимальная энергия искрового зажигания слабо изменяется с изменением массовой концентрации частиц. Для крупных частиц наблюдается существенная зависимость минимальной энергии искрового зажигания от массовой концентрации частиц.

Согласно этому же рисунку, размер частиц существенным образом определяет величину минимальной энергии искрового зажигания. Присутствие мелкодисперсной фракции частиц может уменьшать минимальную энергию искрового зажигания на порядок. В связи с этим была поставлена и решена задача о минимальной энергии искрового зажигания бидисперсного порошка алюминия в воздухе. В расчетах варьировались начальный радиус частиц алюминия в диапазоне $r_{p,i}^b = 2 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, общая массовая концентрация частиц в диапазоне $m_{dust} = \sum_{i=1,2} \rho_{p,i}^b = 0.1 \div 0.4 \text{ кг} / \text{м}^3$ и процентное соотношение между массовыми концентрациями фракций частиц.

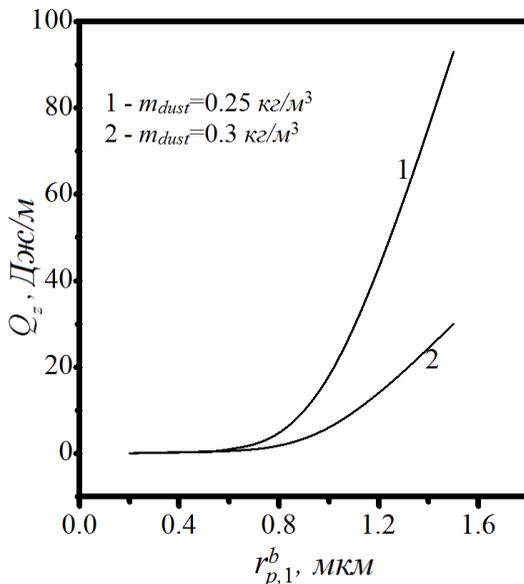


Рис. 4.3. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания аэрозвеси порошка алюминия от радиуса частиц алюминия

Была проведена серия расчетов по определению критических условий искрового зажигания с выходом на устойчивый режим распространения фронта горения аэрозвеси порошка алюминия. Для каждого состава смеси (с заданными радиусами и массовыми концентрациями частиц, а также процентным соотношением масс фракций частиц) проводились расчеты, в которых определялась минимальная энергия искры Q_z , при которой происходило воспламенение аэрозвеси порошка алюминия с последующим выходом на стационарный режим горения. Результаты параметрических расчетов представлены на рисунках 4.4 – 4.6.

На рисунке 4.4 представлена зависимость минимальной энергии искрового зажигания бидисперсной взвеси частиц алю-

миния $r_{p,1}^b = 10^{-6} \text{ м}$ ($\rho_{p,1}^b = 0.5 m_{dust}$) и $r_{p,2}^b = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ($\rho_{p,2}^b = 0.5 m_{dust}$) и взвеси частиц алюминия $r_{p,1}^b = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ($\rho_{p,1}^b = 0.5 m_{dust}$) и $r_{p,2}^b = 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ($\rho_{p,2}^b = 0.5 m_{dust}$). Соотношение между массовыми концентрациями фракций частиц задавалось равным 50% на 50%. Минимальная энергия искрового зажигания смеси с частицами радиуса $r_{p,1}^b = 10^{-6} \text{ м}$, $r_{p,2}^b = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ показана пунктирной кривой, взвеси с частицами радиуса $r_{p,1}^b = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $r_{p,2}^b = 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ – сплошной кривой.

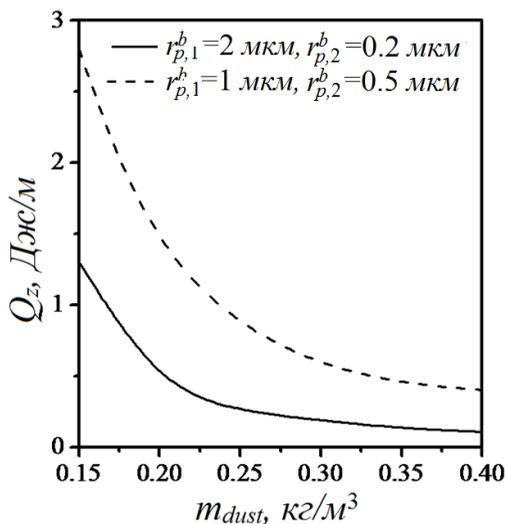


Рис. 4.4. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания би-дисперсной аэрозвеси порошка алюминия от общей массовой концентрации порошка. $\rho_{p,1}^b = \rho_{p,2}^b = 0.5 m_{dust}$

Согласно рисунку 4.4, минимальная энергия искрового зажигания смеси с частицами $r_{p,1}^b = 10^{-6} \text{ м}$, $r_{p,2}^b = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ боль-

ше минимальной энергии искрового зажигания смеси с частицами $r_{p,1}^b = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $r_{p,2}^b = 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Это объясняется тем, что при зажигании бидисперсной взвеси первыми воспламеняются частицы с наименьшим радиусом, далее нагреваются крупные частицы. Поддержание устойчивого режима распространения пламени также осуществляется за счет воспламенения мелких частиц и последующего нагрева и горения крупных. Согласно рисунку 4.4, чем меньше массовая концентрация порошка, тем больше энергии искры требуется для инициирования зажигания с последующим устойчивым распространением пламени. При этом для смеси с содержанием частиц алюминия выше стехиометрического значения минимальная энергия искрового зажигания для одного и того же состава порошка слабо зависит от общей массовой концентрации частиц алюминия в смеси.

На рисунке 4.5 приведена зависимость минимальной энергии искрового зажигания от состава порошка алюминия для общей массовой концентрации порошка $m_{dust} = 0.2 \text{ кг/м}^3$ (пунктирная кривая) и 0.3 кг/м^3 (сплошная кривая).

В расчетах для рисунка 4.5 полагалось, что взвесь состоит из частиц радиуса $r_{p,1}^b = 10^{-6} \text{ м}$ и $r_{p,2}^b = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, при этом изменялось соотношение между фракциями частиц. Ось абсцисс на рисунке 4.5 соответствует доле частиц с радиусом $r_{p,2}^b = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ в общей массе порошка алюминия. Ноль по оси абсцисс соответствует монодисперсной взвеси, содержащей только частицы радиуса $r_{p,1}^b = 10^{-6} \text{ м}$. Единица по оси абсцисс соответствует монодисперсному порошку с частицами радиуса $r_{p,2}^b = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

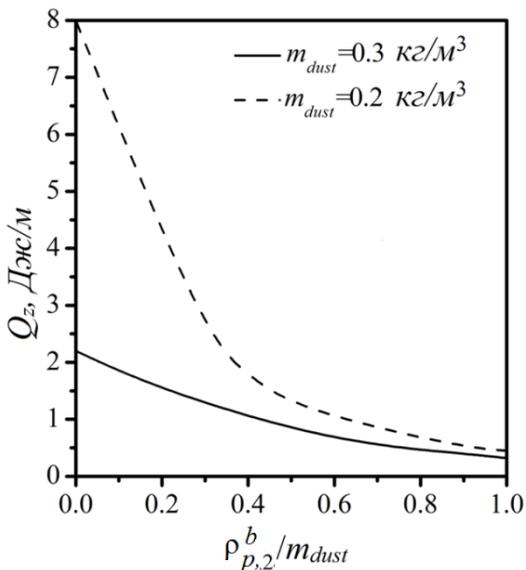


Рис. 4.5. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания бидисперсной взвесей порошка алюминия от относительного содержания мелкодисперсной фракции частиц, $\rho_{p,2}^b$

Результаты расчетов показали, что минимальная энергия искрового зажигания тем меньше, чем больше доля мелкодисперсной фракции частиц в порошке.

На рисунке 4.6 представлена зависимость минимальной энергии искрового зажигания от размера частиц крупной фракции. В расчетах полагалось, что радиус частиц второй фракции равен $r_{p,2}^b = 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, общая массовая концентрация порошка равнялась 0.2 кг/м^3 , массовые концентрации фракций частиц задавались равными между собой, $\rho_{p,1}^b = \rho_{p,2}^b = 0.5 m_{dust}$, радиус частиц первой фракции варьировался в диапазоне $0.2 \text{ мкм} \div 2 \text{ мкм}$.

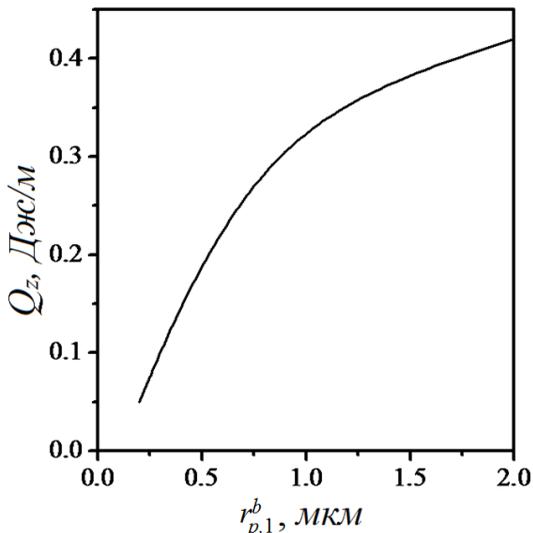


Рис. 4.6. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания бидисперсной аэровзвеси алюминия от радиуса частиц крупнодисперсной фракции. $r_{p,1}^b = 0.2 \cdot 10^{-6} \div 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $r_{p,2}^b = 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$,

$$m_{dust} = 0.2 \text{ кг} / \text{м}^3$$

Согласно полученным результатам, минимальная энергия искрового зажигания аэровзвеси изменяется от 0.05 Дж/м (для монодисперсной смеси с частицами радиуса $r_{p,1}^b = r_{p,2}^b = 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$) до 0.42 Дж/м (для смеси с частицами $r_{p,1}^b = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $r_{p,2}^b = 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$).

Таким образом, для частиц алюминия радиуса 0.2–2 мкм показано, что при увеличении массовой концентрации порошка алюминия в сторону стехиометрического состава минимальная энергия искрового зажигания слабо изменяется с увеличением массовой доли частиц. При этом ослабляется зависимость минимальной энергии искрового зажигания от размера частиц и распределения частиц по фракциям. Присутствие мелкодис-

персной фракции частиц существенным образом сказывается на минимальной энергии искрового зажигания. В присутствии мелкодисперсной фракции частиц минимальная энергия искрового зажигания бидисперсной аэровзвеси порошка алюминия значительно уменьшается по сравнению с минимальной энергией искрового зажигания монодисперсной аэровзвеси с крупными частицами.

Заметим, что в расчетах с крупными частицами минимальная энергия искрового зажигания, пересчитанная на размерность [Дж], согласуется с утверждением из [97] в том случае, когда имеет место сильно запыленная среда. Отметим, что для монодисперсной аэровзвеси частиц с радиусом меньше 1 мкм совпадение результатов расчетов минимальной энергии искрового зажигания с данными [97] наблюдается для аэровзвесей с меньшей массовой концентрацией частиц. Поэтому можно предположить, что результаты из [97] получены для полидисперсной аэровзвеси с высокой массовой концентрацией частиц алюминия, где влияние мелкодисперсной фракции частиц алюминия становится существенным.

4.2. Искровое зажигание аэровзвеси порошка бора

Искровое зажигание аэровзвеси порошка бора имеет отличительные особенности, которые связаны с механизмом горения аэровзвеси бора. Существующие результаты по решению задачи распространения пламени в газовзвеси порошка бора в основном сходятся к одному и тому же сценарию окисления и воспламенения частиц, предложенному и описанному, в частности, в работах [97, 100]. Этот сценарий можно описать следующим образом:

1. Если температура частицы бора относительно низкая, окись бора (B_2O_3) находится в конденсированном состоянии и образует на поверхности частицы пленку. В этом случае идет процесс окисления частицы с образованием окисла и его испарением. Скорость окисления частицы бора лимитируется диффузией кислорода через слой окисла. Если окисная пленка нарастает быстрее, чем испаряется, то после воспламенения частицы толщина пленки с течением времени возрастает, скорость диффузии окислителя снижается, реакция замедляется.

2. Если температура частицы бора высокая, то происходит интенсивное испарение окиси бора. После полного испарения окисной пленки частица бора начинает реагировать с кислородом гетерогенно с образованием газообразных продуктов реакции не полного окисления бора, BO и B_2O_2 . Происходит интенсивное высокотемпературное горение бора, скорость горения лимитируется диффузией кислорода через газообразные продукты реакции. Предполагается, что BO и B_2O_2 в газовой фазе окисляется до конечного продукта B_2O_3 со скоростью, которая лимитируется диффузией этих веществ от поверхности частицы в окружающий газ.

При искровом зажигании в узкой зоне формируется область с высокой температурой газа. Частицы бора разогреваются до высокой температуры, при которой окисная пленка практически не формируется и идет гетерогенная поверхностная реакция с образованием газообразных промежуточных продуктов реакции BO и B_2O_2 . На периферии высокотемпературной области формируется прогретый слой, в котором частицы нагреваются и начинают окисляться с образованием окисного слоя.

Задача формулируется следующим образом. Предполагается, что в воздухе равномерно распределена монодисперсная взвесь порошка бора с массовой концентрацией частиц m_{dust} ,

начальным размером частиц $r_{p,1}^b$. Температура частиц бора равна температуре газа при атмосферных условиях, T_{gb} . Коэффициенты диффузии и теплопроводности газа зависят от температуры. Правые части дифференциальных уравнений, отвечающие за окисление и горение частиц бора, определялись следующим образом. Окисление и горение бора включало три реакции: реакция образования и испарения оксида бора; две поверхностные реакции между кислородом и бором с образованием двух газобразных реагирующих оксидов бора в случае, когда окисная пленка полностью испарилась. Нагрев частиц приводит к их окислению с образованием окисной пленки. Скорость испарения окисной пленки определяется давлением насыщенных паров оксида бора вокруг частиц. Окисление бора через окисную пленку определяется через эффективный коэффициент массоотдачи, учитывающий диффузию кислорода через слой оксида на частице. Разогрев частиц до высокой температуры приводит к быстрому испарению окисной пленки и началу гетерогенных химических реакций на поверхности частиц.

Математическая постановка задачи при сформулированных допущениях имеет следующий вид:

уравнение неразрывности для газа:

$$\frac{\partial r \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_g u_g}{\partial r} = r(G_1 + G_2 - \alpha_3 G_3 + G_4), \quad (4.15)$$

уравнение сохранения импульса для газа:

$$\begin{aligned} \frac{\partial r \rho_g u_g}{\partial t} + \frac{\partial r (\rho_g u_g^2 + p_g)}{\partial r} = \\ = p_g + r(G_1 + G_2 - \alpha_3 G_3 + G_4) u_p \end{aligned} \quad (4.16)$$

уравнение баланса массы кислорода в смеси:

$$\frac{\partial r \rho_{ox}}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{ox} u_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_g \rho_g \frac{\partial a_{O_2}}{\partial r} \right) - r(\alpha_1 G_1 + \alpha_2 G_2 + \alpha_3 G_3), \quad (4.17)$$

уравнение баланса массы газообразных продуктов реакции, $B_2O_3(g)$:

$$\frac{\partial r \rho_{B_2O_3}^g}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{B_2O_3}^g u_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_g \rho_g \frac{\partial a_{B_2O_3}^g}{\partial r} \right) + r((1 + \alpha_1)(G_1 + G_2) + G_4), \quad (4.18)$$

уравнение энергии для газа:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial r \rho_g (\epsilon_g + 0.5 u_g^2)}{\partial t} + \frac{\partial r [\rho_g u_g (\epsilon_g + 0.5 u_g^2) + p_g u_g]}{\partial r} = \\ & = \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + r(\alpha_p n_p S_p (T_p - T_g) - u_p \tau_{tr}) + \\ & + r[(Q_3 - Q_1)G_1 + (Q_3 - Q_2)G_2] + \\ & + r(G_1 + G_2 - \alpha_3 G_3 + G_4)(c_p T_p + 0.5 u_p^2) \end{aligned} \quad (4.20)$$

уравнение баланса массы частиц:

$$\frac{\partial r \rho_p}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_p u_p}{\partial r} = -r(G_1 + G_2 - \alpha_1 G_3 + G_4), \quad (4.20)$$

уравнение сохранения импульса частиц:

$$\frac{\partial r \rho_p u_p}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_p u_p^2}{\partial r} = r \tau_{tr} - r(G_1 + G_2 - \alpha_3 G_3 + G_4) u_p, \quad (4.21)$$

уравнение энергии частиц:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial r \rho_p (\epsilon_p + 0.5 u_p^2)}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_p u_p (\epsilon_p + 0.5 u_p^2)}{\partial r} = \\ & = -r[(G_1 + G_2 - \alpha_3 G_3 + G_4)(c_p T_p + 0.5 u_p^2) - \tau_{tr} u_p] + \\ & + r(Q_1 G_1 + Q_2 G_2 + Q_3 G_3 - Q_4 G_4) + r \alpha_p S_p n_p (T_p - T_g), \end{aligned} \quad (4.22)$$

уравнение баланса массы твердого оксида бора в частицах:

$$\frac{\partial r \rho_{B2O3}^k}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{B2O3}^k u_k}{\partial r} = r(1 + \alpha_3)G_3 - rG_4, \quad (4.23)$$

уравнение счетной концентрации частиц:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial n_p u_p}{\partial r} = 0, \quad (4.24)$$

уравнение состояния газа:

$$p_g = \rho_g R_g T_g. \quad (4.25)$$

Начальные и граничные условия для уравнений (4.15) – (4.25) имеют вид:

$$\begin{aligned} T_g(r, t_z) &= T_{gb} + \frac{Q_z}{4\pi\lambda_g t_z} \exp\left(-\frac{r^2}{4\chi_g t_z}\right), T_p(r, t_z) = T_{gb}, \\ \rho_{ox}(r, t_z) &= \rho_{O2,b}, \rho_{B2O3}^k(r, t_z) = \rho_{B2O3}^g(r, t_z) = 0, \\ \rho_g(x, t_z) &= \rho_{gb}, n_p(x, t_z) = n_{pb}, \rho_p(r, t_z) = m_{dust}, \\ u_g(r, t_z) &= u_p(x, t_z) = 0; \\ \frac{\partial \rho_{B2O3}^k(0, t)}{\partial r} &= \frac{\partial \rho_{B2O3}^g(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_g(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{ox}(0, t)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial T_g(0, t)}{\partial r} &= \frac{\partial \rho_p(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial n_p(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial T_p(0, t)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial \rho_{B2O3}^g(\infty, t)}{\partial r} &= \frac{\partial \rho_{ox}(\infty, t)}{\partial r} = \frac{\partial T_g(\infty, t)}{\partial r} = 0, \\ u_p(0, t) &= u_g(0, t) = 0. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Источники G в правых частях уравнений имеют следующий вид и физический смысл:

$$G_1 = \frac{k_{01} \exp\left(\frac{-E_{a,1}}{R_u T_p}\right) \beta_m}{k_{01} \exp\left(\frac{-E_{a,1}}{R_u T_p}\right) + \beta_m} n_p \rho_{ox} S_p - \text{ скорость гетерогенной реак-}$$

ции на поверхности частиц с образованием промежуточного газообразного продукта B_2O_2 ,

$$G_2 = \frac{k_{02} \exp\left(\frac{-E_{a,2}}{R_u T_p}\right) \beta_m}{k_{02} \exp\left(\frac{-E_{a,2}}{R_u T_p}\right) + \beta_m} n_p \rho_{ox} S_p - \text{ скорость гетерогенной реак-}$$

ции на поверхности частиц с образованием промежуточного газообразного продукта BO ,

$$G_3 = \beta_m^{eff} n_p \rho_{ox} S_p - \text{ скорость изменения массы частиц бора за счет окисления частиц с образованием конденсированного окисла } B_2O_3,$$

$$G_4 = n_p \beta_p (\rho_{B_2O_3}^u - \rho_{B_2O_3}^g) - \text{ скорость изменения массы частиц бора за счет испарения расплава окисла } B_2O_3.$$

При определении источников использованы следующие обо-

значения: $\beta_m^{eff} = \left[\frac{r_p}{D_g} + \frac{r_B^2 (1/r_B - 1/r_p)}{D_d \exp(-E_d/(R_u T_p))} \right]^{-1} - \text{ эффективный}$

коэффициент массоотдачи, учитывающий диффузию через сферический слой окисла (определялся из выражения, аналогичного выражению для расчета эффективного коэффициента теплообмена через сферический слой [90]); D_d – предэкспоненциальный множитель в зависимости коэффициента диффузии от температуры; E_d – энергия активации диффузии; r_B – радиус бора в частице; $\rho_{B_2O_3}^u = (p_{um} \mu_g) / (R_u T_g)$ – плотность насыщенных паров

оксида бора вокруг частицы; $p_{нп}$ – давление насыщенных паров бора.

Радиус частиц бора (вместе с окислом), r_p , и радиус области, занимаемой бором в частицах, r_B , рассчитывались по формулам:

$$r_p = \left(\frac{3\rho_p}{4\pi\rho_p^0 n_p} \right)^{1/3}, \quad r_B = \left(\frac{3(\rho_p - \rho_{B2O3}^k)}{4\pi n_p \rho_p^0} \right)^{1/3}.$$

Задача (4.15) – (4.27) решалась численно. Метод решения задачи изложен в разделе 3.4. Шаг по пространству брался переменным. В области источника зажигания шаг задавался равным $\Delta h_{min} = 10^{-6}$ м. После координаты $r = 10^{-3}$ м шаг по пространству увеличивался по правилу $\Delta h_{i+1} = 1.01 \cdot \Delta h_i$. Шаг по времени определялся из условий устойчивости Куранта (2.11).

Для расчета были взяты следующие значения физических величин: $Q_1 = 31.2$ МДж/кг, $Q_2 = -1.3$ МДж/кг, $Q_3 = 58$ МДж/кг, $Q_4 = 5.08$ МДж/кг, $k_{01} = 10^4$ м/с, $k_{02} = 10^6$ м/с, $E_{a,1} = 112$ кДж/моль, $E_{a,2} = 252$ КДж/моль, $E_d = 10$ кДж/моль, $D_d = 1.89 \cdot 10^{-8}$ м²/с, $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 2.18$, $c_{pg} = 1065$ Дж/(кг·К), $c_{vg} = 768.2$ Дж/(кг·К), $c_p = 1293$ Дж/(кг·К), $\lambda_0 = 0.025$ Вт/(м·К), $\mu_B = 11 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, $\mu_O = 16 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, $\rho_{p,1}^0 = 2340$ кг/м³, $\eta = 2 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $\rho_{O2,0} = 0.264$ кг/м³, $T_{gb} = 300$ К, $p_{gb} = 101325$ Па, $\rho_{gb} = p_{gb} / (R_g T_{gb})$. Кинетические параметры гетерогенных реакций (обозначены индексами 1, 2) взяты из работы [100].

На рисунках 4.7, 4.8 представлены результаты расчета минимальной энергии искрового зажигания монодисперсной аэрозвеси частиц бора радиусом $r_p = 10^{-6}$ м. На рисунке 4.7 приведены поля температуры в фиксированные моменты времени для аэрозвеси частиц с массовой концентрацией $m_{dust} = 0.4$ кг/м³

при $Q_z = 1.1$ Дж/м. При выбранных параметрах энергия искрового зажигания является минимальной, приводящей к зажиганию и распространению пламени.

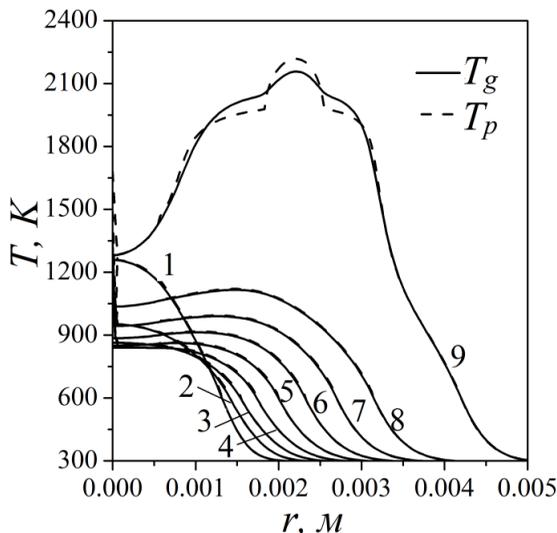


Рис. 4.7. Распределения температуры газа (сплошные линии) и частиц (штриховая линия) по пространству в моменты времени.
 $t = 1 - 1.2 \cdot 10^{-3}$ с; $2 - 2.4 \cdot 10^{-3}$ с; $3 - 3.6 \cdot 10^{-3}$ с; $4 - 4.8 \cdot 10^{-3}$ с; $5 - 6 \cdot 10^{-3}$ с;
 $6 - 7.2 \cdot 10^{-3}$ с; $7 - 8.4 \cdot 10^{-3}$ с; $8 - 9.6 \cdot 10^{-3}$ с; $9 - 1.08 \cdot 10^{-2}$ с

Температуры частиц и газа при зажигании ведут себя следующим образом. В начале процесса температура в зоне искрового тепловыделения падает, идет медленный прогрев газа и частиц в отдалении от этой области (кривые 1–3). В зоне прогрева начинается окисление частиц с выделением тепла, скорость нагрева газа и частиц увеличивается (кривые 4–6). С разогревом частиц процесс окисления и выделения тепла ускоряется (кривые 7–8). После достаточного разогрева испаряется окисный слой, начинаются гетерогенные реакции на поверхности частиц и в газовой фазе. Температура частиц увеличивается, и

начинает превышать температуру газа, формируется зона горения, которая распространяется от зоны воспламенения (кривая 9). При $Q_z = 1$ Дж/м газовзвесь с этими же параметрами не загорается, так как энергии искры недостаточно для развития химических реакций и формирования волны горения.

Из параметрических расчетов была получена зависимость минимальной энергии искрового зажигания частиц от массовой концентрации. Результаты представлены на рисунке 4.8.

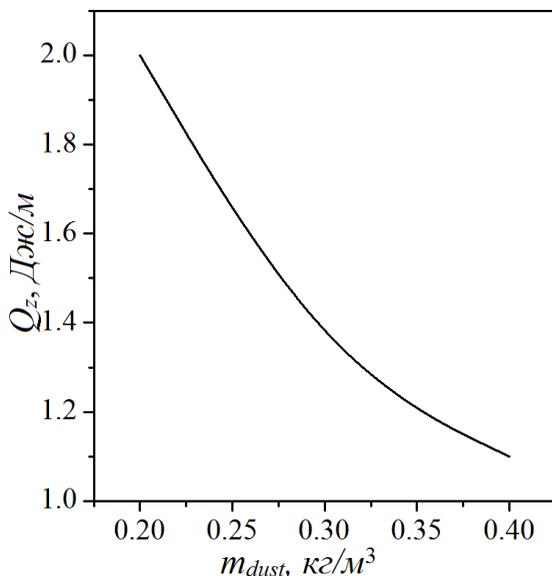


Рис. 4.8. Зависимость минимальной энергии искрового зажигания монодисперсной аэровзвеси порошка бора от массовой концентрации частиц. $r_p = 10^{-6}$ м

Стоит отметить, что относительное изменение минимальной энергии искрового зажигания с увеличением радиуса частиц мало. Минимальная энергия искрового зажигания аэровзвеси порошка бора с радиусом частиц 10^{-6} м, согласно результатам рас-

чета, меньше минимальной энергии искрового зажигания аэрозвеси порошка алюминия с тем же размером частиц.

Предложенная модель искрового зажигания аэрозвеси порошка бора может быть использована для исследования характеристик горения аэрозвеси порошка бора, зависимости скорости горения аэрозвеси порошка бора от массовой концентрации порошка, размеров частиц, для исследования горения частиц бора в составе твердых ракетных топлив.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследований авторов по вопросам искрового зажигания газов и газовзвесей. Предложены физико-математические модели, сценарии химического превращения при горении реакционноспособных газовых и газодисперсных систем. Показано, что предложенные физико-математические модели и методы решения задач дают результаты, воспроизводящие данные экспериментальных исследований с хорошей точностью. Показаны закономерности зарождения и распространения волны горения. Проанализировано влияние состава смеси на критические условия искрового зажигания.

Часть результатов, изложенных в монографии, можно найти в работах [99, 101–108].

Разработанные модели горения горючих газов и газовзвесей были использованы для исследования задач горения и определения скорости распространения фронта горения в аэровзвеси угольной пыли, угле-метано-воздушной смеси, аэровзвеси порошка алюминия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. – М. : Мир, 1968. – 592 с.
2. Щетинков Е.С. Физика горения газов. – М. : Наука, 1965. – 740 с.
3. Зельдович Я.Б. Симонов Н.Н. К теории искрового воспламенения газовых взрывчатых смесей // ЖФХ. – 1949. – Т. 23. – С. 1362–1374.
4. Вилунов В.Н. К теории искрового воспламенения // Докл. АН СССР. – 1973. – Т. 208, № 1. – С. 66–69.
5. Вилунов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. – Новосибирск : Наука, 1984. – 190 с.
6. Вилунов В.Н., Некрасов Е.А., Тимохин А.М. и др. О закономерностях искрового воспламенения и выхода на стационарный режим горения // Физика горения и взрыва. – 1976. – Т. 12, № 3. – С. 362–365.
7. Озеров Е.С. Основы воспламенения газодисперсных сред : учебное пособие. – Л. : ЛПИ, 1978. – 76 с.
8. Озеров Е.С. Основы теории горения газодисперсных сред : учебное пособие. – Л. : ЛПИ, 1980. – 80 с.
9. Лисицын В.И., Пироженко А.А., Вилунов В.Н. О периоде индукции при зажигании дисперсной системы. Горение и взрыв. – М. : Наука, 1972. – С. 186–190.
10. Озерова Г.Е., Степанов А.М. Влияние излучения на распространение пламени по газовозвеси частиц твердого топлива // Физика горения и взрыва. – 1973. – Т. 9, № 5. – С. 627–635.
11. Корольченко А.Я. Пожаровзрывоопасность промышленной пыли. – М. : Химия, 1986. – 216 с.

12. Померанцев В.В., Шагалова С.Л., Резник В.А., Кушнарченко В.В. Самовозгорание и взрывы пыли натуральных топлив. – Л. : Энергия, 1978. – 144 с.
13. Таубкин С.И., Таубкин И.С. Пожаро- и взрывоопасность пылевидных материалов и технологических процессов их переработки. – М. : Химия, 1976. – 264 с.
14. Бесчастнов М.Б. Взрывобезопасность и противоаварийная защита химико-технологических процессов. – М. : Химия, 1983. – 472 с.
15. Губин Е.И., Дик И.Г. Критические условия воспламенения искрой пылегазовой взвеси // Вопросы прикладной аэрогидромеханики и тепломассообмена. – Томск : Изд-во Том. ун-та, 1983. – С. 63–68.
16. Губин Е.И., Дик И.Г. К теории возбуждения экзотермической реакции искровым разрядом в дисперсной среде // Известия вузов. Сер. физика. – 1984. – № 4. – С. 128–132.
17. Vilyunov V.N., Zarko V.E. Mathematical modeling of spark ignition of gases. Flame structure. – Novosibirsk : Nauka. 1991. – Vol. 2. – P. 379–353.
18. Губин Е.И., Дик И.Г. О зажигании пылевого облака искрой // Физика горения и взрыва. – 1986. – Т. 22, № 2. – С. 10–17.
19. Губин Е.И., Дик И.Г. К теории возбуждения экзотермической реакции искровым разрядом в дисперсной среде // Известия вузов. Физика. – 1984. – № 4. – С. 128–132.
20. Губин Е.И., Дик И.Г. Искровое зажигание облаков жидкого топлива // Физика горения и взрыва. – 1990. – Т. 26, № 1. – С. 11–15.
21. Дик И.Г., Замятина И.П., Прокофьев В.Г. Воспламенение газовых смесей нестехиометрического состава искровым разрядом с пространственно-временным энерговыделением // Физика горения и взрыва. – 1992. – Т. 28, № 2. – С. 3–8.
22. Крайнов А.Ю., Баймлер В.А. Критические условия воспламенения искрой смеси газообразных окислителя и горючего с реагирующими частицами // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38, №3. – С. 30–36.

23. Крайнов А.Ю. Влияние лучистого теплопереноса на минимальную энергию искрового зажигания газовзвесей // Физика горения и взрыва. – 2001. – Т. 37, № 3. – С. 16–24.
24. Баймлер В.А., Крайнов А.Ю. Влияние термического расширения на минимальную энергию искрового зажигания газа // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38, № 4. – С. 9–13.
25. Ультрадисперсные и наноразмерные порошки: создание, строение, производство и применение / под ред. акад. В.М. Бузника. – Томск : НТЛ, 2009. – 192 с.
26. Физика и химия горения нанопорошков металлов в азотсодержащих газовых средах / под ред. А.А. Громова. – Томск : Изд-во Том. ун-та, 2007. – 332 с.
27. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. – М. : Наука, 1980. – 478 с.
28. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. – М. : Наука, 1987.
29. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М. : Наука, 1987.
30. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М. : Наука, 1976.
31. Ведерников М.И. Техника безопасности при производстве, хранении и транспортировании аммиака. – М. : Химия, 1977. – 128 с.
32. Крайко А.Н. О поверхностях разрыва в среде, лишенной "собственного" давления // Прикладная математика и механика. – 1979. – Т. 43, № 3. – С. 500–510.
33. Умнов А.Е., Голик А.С., Палеев Д.Ю. и др. Предупреждение и локализация взрывов в подземных условиях. – М. : Недра, 1990. – 286 с.
34. Петрухин П.М., Нецепляев М.И., Качан В.Н. и др. Предупреждение взрывов пыли в угольных шахтах. – М. : Недра, 1974. – 304 с.
35. Баратов А.И., Вогман А.П. Огнетушащие порошковые составы. – М. : Стройиздат, 1982. – 72 с.

36. Стрижевский И.И., Заказнов В.Ф. Промышленные огнепреградители. – М. : Химия, 1974. – 264 с.
37. Баратов А.Н., Вогман Л.П. Кобзарь В.Н. и др. Ингибирование пламени метана взвесями солей // Физика горения и взрыва. – 1976. – Т. 12, № 1. – С. 72–75.
38. Гремячкин В.М., Гетерогенное горение частиц твердых топлив. – М. : Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015. – 230 с.
39. Ягодников Д.А. Воспламенение и горение порошкообразных металлов. – М. : Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. – 432 с.
40. Бекстед М.В. Анализ данных по времени горения частиц алюминия // Физика горения и взрыва. – 2005. – Т. 41, № 5. – С. 55–69.
41. Сандарам Д., Янг В., Зарко В.Е. Горение наночастиц алюминия (обзор) // Физика горения и взрыва. – 2015. – Т. 51, № 2. – С. 37–63.
42. Беляев А.Ф., Боболев В.К., Коротков А.И. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. – М. : Наука, 1973. – 292 с.
43. Руманов Э.Н., Хайкин Б.И. Критические условия самовоспламенения совокупности частиц // Физика горения и взрыва. – 1969. – Т. 5, № 1. – С. 129–136.
44. Лисицын В.И., Руманов Э.Н., Хайкин Б.И. О периоде индукции при воспламенении совокупности частиц // Физика горения и взрыва. – 1971. – Т. 7, № 1. – С. 3–9.
45. Гуревич М.А., Озерова Г.Е., Степанов А.М. Расчет гетерогенного воспламенения совокупности частиц // Физика горения и взрыва. – 1971. – Т. 7, № 1. – С. 518–527.
46. Гуревич М.А., Озерова Г.Е., Степанов А.М. Критические условия самовоспламенения полидисперсной газовозвеси частиц твердого топлива // Физика горения и взрыва. – 1971. – Т. 7, № 1. – С. 88–93.
47. Гуревич М.А., Озерова Г.Е., Степанов А.М. Предел воспламенения монофракционной газовозвеси // Физика горения и взрыва. – 1974. – Т. 11, № 1. – С. 88–93.

48. Гуревич М.А., Озерова Г.Е., Степанов А.М. Влияние выгорания на предел воспламенения монофракционной газовзвеси // Физика горения и взрыва. – 1974. – Т. 7, № 5. – С. 676–684.
49. Крайнов А.Ю. О самовоспламенении двухкомпонентной газовзвеси // Физика горения и взрыва. – 1999. – Т. 35, № 5. – С. 6–13.
50. Крайнов А.Ю. О влиянии выхода горючих летучих компонентов из дисперсной фазы на самовоспламенение газовзвеси // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38, № 5. – С. 11–21.
51. Козлов Е.А., Крайнов А.Ю. Период самовоспламенения двухкомпонентной аэрозоли жидких окислителя и горючего // Физика горения и взрыва. – 1999. – Т. 35, № 6. – С. 15–21.
52. Лисицын В.И., Пироженко А.А., Виллонов В.Н. О периоде индукции при зажигании дисперсной системы. Горение и взрыв. – М. : Наука, 1972. – С. 186–190.
53. Буркина Р.С. Воспламенение пылевого облака под действием очага разогрева // Химическая физика. – 1990. – Т. 9, № 12. – С. 1626–1628.
54. Дик И.Г., Крайнов А.Ю. Режимы воспламенения газовзвеси в сосуде с нагретыми стенками // Физика горения и взрыва. – 1984. – Т. 20, № 5. – С. 58–62.
55. Дик И.Г., Крайнов А.Ю., Макаров А.И. О воспламенении газовзвеси в полости с нагретыми излучающими стенками // Физика горения и взрыва. – 1990. – Т. 26, № 5. – С. 20–24.
56. Крайнов А.Ю. Воспламенение неоднородного облака частиц лучистым потоком // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т. 32, № 4. – С. 19–24.
57. Руманов Э.Н., Хайкин Б.И. О распространении пламени по взвеси частиц в газе // Доклады АН СССР. – 1971. – Т. 201, № 1. – С. 144–174.
58. Гуревич М.А., Озерова Г.Е., Степанов А.М. Расчет скорости распространения пламени в газовзвеси частиц твердого топлива. Горение и взрыв. – М. : Наука, 1972. – С. 199–203.

59. Озерова Г.Е., Степанов А.М. Влияние излучения на распространение пламени по газовзвеси частиц твердого топлива // Физика горения и взрыва. – 1973. – Т. 9, № 5. – С. 627–635.
60. Озерова Г.Е., Степанов А.М. К расчету распространения радиационного пламени // Физика горения и взрыва. – 1979. – Т. 15, № 2. – С. 66–73.
61. Озерова Г.Е., Степанов А.М. Распространение пламени по газовзвеси углеводородных капель // Физика горения и взрыва. – 1976. – Т.4, № 5. – С. 710–718.
62. Крайнов А.Ю. Распространение пламени в смеси горючих газов и частиц // Физика горения и взрыва. – 2000. – Т. 36, № 2. – С. 3–9.
63. Евстигнеев Н.К., Крайнов А.Ю. Моделирование распространения фронта горения в смеси горючих газов и частиц с учетом лучистого теплопереноса // Известия вузов. Физика. – 2007. – Т. 50, № 9/2. – С. 260–264.
64. Губин Е.И., Дик И.Г. Распространение пламени в запыленном газе // Физика горения и взрыва. – 1987. – Т. 23, № 6. – С. 25–29.
65. Дик И.Г., Губин Е.И., Крайнов А.Ю. Нестационарное взаимодействие волны горения с пылевым облаком // Инженерно-физический журнал. – 1988. – Т. 55, № 2. – С. 236–243.
66. Губин Е.И., Дик И.Г., Крайнов А.Ю. Ингибирование газовых пламен порошковыми составами // Физика горения и взрыва. – 1989. – Т. 25, № 2. – С. 57–62.
67. Крайнов А.Ю., Шаурман В.А. О пределах распространения пламени по запыленному газу // Физика горения и взрыва. – 1997. – Т. 33, № 4. – С. 14–20.
68. Крайнов А.Ю., Шаурман В.А. Ингибирование газовых пламен аэрозолью капельной жидкости // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т. 32, № 4. – С. 55–61.
69. Моисеева К.М., Крайнов А.Ю. Влияние состава угольной пыли на скорость распространения фронта горения по аэровзвеси с неоднородным распределением частиц // Компьютерные исследования и моделирование. – 2018. – Т. 10, № 2. – С. 221–230.

70. Шкадинский К.Г., Барзыкин В.В. Закономерности зажигания газов накаливаемой поверхностью с учетом диффузии и гидродинамики // Физика горения и взрыва. – 1968. – Т.4, № 2. – С. 176–181.
71. Горшкова С.Н., Кришеник П.М., Руманов Э.Н. и др. Режимы ускорения пламени в газовых взвесах // Химическая физика. – 1986. – Т. 6, № 6. – С. 843–847.
72. Мержанов А.Г., Хайкин Б.И., Шкадинский К.Г. Установление стационарного распространения пламени при зажигании газа накаливаемой поверхностью // ПМТФ. – 1969. – № 5. – С. 42–48.
73. Дементьев А.А., Крайнов А.Ю. К вопросу о распространении ламинарного пламени в газе с инертной пылью // Физика горения и взрыва. – 2011. – Т. 47, № 4. – С. 70–75.
74. Дементьев А.А., Крайнов А.Ю. Исследование влияния относительного движения взвеси инертных частиц на скорость горения газовой смеси // Вестник ТГУ. Математика и механика. – 2013. – № 2(22). – С. 60–66.
75. Дементьев А.А., Крайнов А. Ю. Распространение пламени в газовзвеси реагирующих частиц // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 9/3. – С. 162–164.
76. Моисеева К.М., Дементьев А.А., Крайнов А.Ю. О влиянии концентрации горючего в гибридной газовзвеси на скорость распространения фронта горения // Вестник ТГУ. Математика и механика. – 2015. – № 4(36). – С. 55–63.
77. Дементьев А.А., Моисеева К.М., Крайнов А.Ю. и др. Сопоставление результатов моделирования распространения пламени в гибридной газовзвеси с экспериментальными данными // Инженерно-физический журнал. – 2016 – Т. 89, № 6. – С. 1538–1546.
78. Моисеева К.М., Крайнов А.Ю. Моделирование распространения пламени в аэрозвеси угольной пыли с учетом выхода летучих компонентов // Горение и взрыв. – 2018. – Т. 11, № 4. – С. 29–35.
79. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Горение бедных метановоздушных смесей в щелевой горелке с адиабатическими

- внешними стенками // Физика горения и взрыва. – 2016. – Т. 52, № 1. – С. 52–59.
80. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Горение метано-воздушной смеси в узкой щелевой горелке с инертной вставкой при теплоотдаче в окружающую среду // Инженерно-физический журнал. – 2016. – Т. 89, № 2. – С. 435–443.
81. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Горение угле-метано-воздушной смеси в горелке с рекуперацией тепла // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2016. – № 3(41). – С. 65–73.
82. Моисеева К.М., Крайнов А.Ю., Моисеев Д.М. Устойчивость горения полидисперсной угле-метано-воздушной смеси в горелке с рекуперацией тепла // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2017. – № 48. – С. 82–90.
83. Горшкова С.Н., Кришеник П.М., Руманов Э.Н. и др. Режимы ускорения пламени в газовых взвесах // Химическая физика. – 1986. – Т. 6, № 6. – С. 843–847.
84. Вайнштейн П.Б., Нигматулин Р.И. Горение смесей газа с частицами // ПМТФ. – 1971. – № 3. – С. 19–33.
85. Вайнштейн П.Б., Нигматулин Р.И. К теории распространения пламени в смеси газа и капель // ПМТФ. – 1973. – № 4. – С. 101–108.
86. Туник Ю.В. Моделирование медленного горения метановоздушной газовзвеси угольной пыли // Физика горения и взрыва. – 1997. – Т. 33, № 4. – С. 46–54.
87. Туник Ю.В. Распространение турбулентного горения метановоздушных смесей в трубах // Физика горения и взрыва. – 2000. – Т. 36, № 3. – С. 11–16.
88. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Моделирование горения метано-воздушной смеси в замкнутом сферическом объеме // Инженерно-физический журнал. – 2018. – Т. 91, № 4. – С. 977–983.
89. Бойко Е.А. Реакционная способность энергетических углей: монография. – Красноярск : Сибирский федеральный ун-т, 2011.

90. Исаченко И.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. – М. : Энергия, 1975.
91. Васильев А.А., Пинаев А. В., Трубицын А.А. и др. Что горит в шахте: метан или угольная пыль? // Физика горения и взрыва. – 2017. – Т. 53, № 1. – С. 11–18.
92. Torrado D., Buitrago V., Glaude P.-A. et al. Explosions of methane/air/nanoparticles mixtures: Comparison between carbon black and inert particles // Process Safety and Environmental Protection. – 2017. – Vol. 110. – P. 77–88.
93. Torrado D., Pinilla A., Amin M. et al. Numerical study of the influence of particle reaction and radiative heat transfer on the flame velocity of gas/nanoparticles hybrid mixtures // Process Safety and Environmental Protection. – 2018. – Vol. 118. – P. 211–226.
94. Блох А.Г. Основы теплообмена излучением. – Л. : Госэнергоиздат, 1962.
95. Канторович Б.В. Основы теории горения и газификации твердого топлива. – М. : РАН СССР, 1958.
96. Егоров А.Г. Процессы горения порошкообразного алюминия в прямоточных камерах реактивных двигательных установок. – Самара, 2004.
97. Ягодников Д.А. Воспламенение и горение порошкообразных металлов. – М. : Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. – 432 с.
98. Беляев А.Ф., Фролов Ю.В., Коротков А.И. О горении и воспламенении частиц мелкодисперсного алюминия // Физика горения и взрыва. – 1968. – Т. 4, № 3. – С. 323–329.
99. Моисеева К.М., Крайнов А.Ю., Дементьев А.А. Определение критических условий искрового зажигания бидисперсного порошка алюминия в воздухе // Физика горения и взрыва. – 2019. – Т. 55, № 4. – С. 26–33.
100. King M.K. Boron ignition and combustion in air-augmented rocket afterburners // Combustion Science and Technology. – 1972. – Vol. 5, No. 4. – P. 155–164.

101. Моисеева К.М., Крайнов А.Ю. Численное моделирование искрового зажигания аэрозвеси угольной пыли // Физика горения и взрыва. – 2018. – Т. 54, № 2. – С. 61–70.
102. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Моделирование искрового зажигания бидисперсной аэрозвеси угольной пыли // Инженерно-физический журнал. – 2018. – Т. 91, № 5. – С. 1328–1334.
103. Моисеева К. М., Крайнов А. Ю. Численное определение критических условий искрового зажигания и выхода на устойчивый режим горения бедной метано-воздушной смеси // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2018. – № 56. – С. 79–87.
104. Moiseeva K.M., Krainov A.Yu., Krainov D.A. Sparkplug ignition of mono- and bi-dispersed aluminum-air suspensions // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. – 2019. – Vol. 1129, No. 12025.
105. Moiseeva K.M., Krainov A.Yu. Spark ignition critical conditions for aluminum-air suspension // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – Vol. 1128, No. 012082.
106. Moiseeva K.M., Krainov A.Yu. Effect of radiation transport on minimal sparkplug ignition energy of nanosized coal-dust suspension // Key Engineering Materials. – 2018. – Vol. 769. – P. 311–316.
107. Krainov A.Yu., Moiseeva K.M. Mathematical modelling of sparkplug ignition of a coal-dust monodisperse suspension in a methane-air mixture // MATEC Web of Conferences. – 2017. – Vol. 115, No. 03017.
108. Krainov A.Yu., Moiseeva K.M. Influence of mixture content on the minimum sparkplug ignition energy of a coal dust suspension in the air // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. – 2017. – Vol. 899, No. 042005.

SUMMARY

Mathematical models and results of research of problems of spark ignition of combustible gases and gas suspensions are presented. The materials are useful for scientists, students and graduate students dealing with the ignition and combustion of combustible gas and dispersed mixtures. Mathematical models and results can be applied by specialists working with potentially fire-explosive gas-dispersed suspensions. The presented materials are included in the master courses on specialties "Technical Physics" (16.04.01) and "Ballistics and hydro/aero-dynamics" (24.04.03) at the Faculty of Physics and Engineering of the Tomsk State University.

Издательство "STT" является одним из лидеров научного книгоиздания в Сибирском регионе, консультирует по вопросам защиты авторских прав, организации выпуска научной периодики и распространению научных книг и журналов в России и за рубежом. С 2014 года является официальным представителем британского издательства Red Square Scientific, специально ориентированного на российских авторов и российское научное содержание. Это облегчает российским ученым публикации за рубежом и делает их работы широко доступными для мирового научного сообщества.

Лучшие книги, выпущенные Издательством "STT", находятся в крупнейших библиотеках мира – National Library of Medicine (USA), The British Library (UK), Library of Congress (USA) и в The US Patent Bureau (USA), что обеспечивает их размещение в мировых базах данных.



Россия, 634028, г. Томск, проспект Ленина 15Б-1
Тел./факс: (3822) 421-455
E-mail: stt@sttonline.com

МИР ЖДЕТ ВАШИ КНИГИ!

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

Ксения Михайловна Моисеева
Алексей Юрьевич Крайнов

**ИСКРОВОЕ ЗАЖИГАНИЕ ГОРЮЧИХ ГАЗОВ
И ГАЗОВЗВЕСЕЙ**

Монография

Верстка, корректура – Ю.А. Алексеева
Редактирование, дизайн – С.В. Алексеев

Издательство «СТТ»
(Scientific & Technical Translations)
Россия, 634028, г. Томск, проспект Ленина, 15Б-1
Тел.: (3822) 421-455
E-mail: stt@sttonline.com



ИЗДАТЕЛЬСТВО

Формат 84x108/32. Усл. п. л. 6,51. Уч.-изд. л. 5,52.
Бумага Select. Гарнитура Newton7С. Печать цифровая.
Подписано в печать 17.04.2020. Тираж 300 экз. Заказ № 645.