

УДК 539.3

С.А. АФАНАСЬЕВА*, Н.Н. БЕЛОВ*, Е.Ф. ДУДАРЕВ**, А.Н. ТАБАЧЕНКО**, М.В. ХАБИБУЛЛИН*, Н.Т. ЮГОВ*

РАЗРУШЕНИЕ МИШЕНЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НАНОСЕКУНДНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА¹

Рассматривается задача о динамических высокоэнергетических воздействиях на конденсированные тела с учетом разрушения, фазовых переходов, зависимости прочностных характеристик материалов от внутренней энергии. Рассмотрение проводится в рамках упругой идеально-пластической модели Прандтля – Рейсса. Исследуется откол в алюминии при воздействии наносекундного пучка электронов (β -частицы). Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: электронный пучок, мишень, откол, фазовый переход, разлет вещества, математическое моделирование, эксперимент.

Введение

Нетрадиционные источники термомеханического воздействия на твердые тела: электронные и ионные пучки, лазеры, рентгеновское излучение – являются перспективными в физике высоких давлений для исследования деформационного поведения материалов и конструкций при интенсивных импульсных нагрузках [1, 2]. Полный расчет процесса взаимодействия мощного потока излучения с веществом достаточно трудоемок в силу необходимости рассматривать сложную физику явления. В [3, 4] предложена математическая модель для исследования реакции многослойной мишени на поток высокоэнергетического излучения в рамках механики сплошной среды.

В последнее время для исследования откольного разрушения металлов стали использовать ударные волны, генерируемые воздействием пучка высокоэнергетических электронов [5, 8]. Быстрый прогрев мишени носит объемный характер и приводит к образованию зоны высокого давления, и в глубь мишени начинает распространяться волна сжатия. С течением времени она затухает в силу взаимодействия с волнами разгрузки от свободной лицевой поверхности мишени. После выхода ударной волны на свободную тыльную поверхность тела появляется отраженная центрированная волна разрежения. При этом тыльная поверхность приобретает скорость. Откольное разрушение является следствием взаимодействия встречных волн разгрузки (если амплитуда растягивающих напряжений превышает динамическую прочность). Разрушение материала приводит к падению величины растягивающего напряжения до нуля, появляется волна сжатия (откольный импульс), распространяющаяся по растянутому веществу от плоскости разрушения к свободной тыльной поверхности тела. Во фронте откольного импульса скорость поверхности вновь возрастает и в процессе последующих многократных отражений претерпевает затухающие колебания.

Математическая модель

Универсальными уравнениями, описывающими любые движения всех сплошных сред, являются уравнения неразрывности, импульсов, моментов и энергии. В настоящей работе из рассмотрения исключаются полярные среды, поэтому из уравнения моментов следует симметрия тензора напряжений Коши: $\sigma = \sigma^T$.

Предполагается, что отсутствуют массовые силы и подвод тепла. При этих предположениях уравнения неразрывности, импульсов и энергии для материального объема V сплошной среды, ограниченного поверхностью Σ , записываются в виде [9]

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = 0, \quad \frac{d}{dt} \int_V \rho u dV = \int_{\Sigma} \mathbf{n} \cdot \sigma d\Sigma, \quad \frac{d}{dt} \int_V \rho \left(\frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}}{2} + \varepsilon \right) dV = \int_{\Sigma} \mathbf{n} \cdot \sigma \cdot \mathbf{u} d\Sigma + \int_V q^{**} dV, \quad (1)$$

¹ Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ № 12-01-00227-а.

где t – время; ρ – плотность; \mathbf{u} – вектор скорости; ε – удельная внутренняя энергия; \mathbf{n} – единичный вектор внешней нормали к площадке; $q^{**} = \alpha_1 q_0 \exp(-\alpha_1 h)$ – внешний приток энергии к частице за счет воздействия релятивистского электронного пучка на конденсированную мишень за единицу времени; α_1 – линейный коэффициент поглощения; q_0 – плотность мощности; h – расстояние от частицы до лицевой поверхности мишени.

При рассмотрении деформации элемента среды удобно выделить компоненты напряжений, связанные с изменением его объема и формы, то есть представить тензор напряжений в виде суммы шаровой и девиаторной частей: $\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{g} + \mathbf{s}$. Аналогично вводится девиаторная часть тензора скоростей деформаций: $\mathbf{e} = \mathbf{d} - (\mathbf{d} : \mathbf{g})\mathbf{g}/3$. В приведенных выше соотношениях $p = -\boldsymbol{\sigma} : \mathbf{g}/3$ – давление, \mathbf{g} – метрический тензор, \mathbf{s} – девиатор тензора напряжений, \mathbf{e} – девиатор тензора скоростей деформаций, $\mathbf{d} = (\nabla\mathbf{u} + \nabla\mathbf{u}^T)/2$ – тензор скоростей деформаций.

Указанные скалярные, векторные и тензорные величины являются функциями пространственных координат \mathbf{y} и времени t .

Система уравнений (1) замыкается с помощью определяющих соотношений, которые учитывают физические свойства конкретной среды. При построении модели пластического тела принимается ряд предположений, основу для которых дают обширные экспериментальные исследования.

В сложном напряженном состоянии переход материала в пластическое состояние определяется условием, представляющим в пространстве напряжений гладкую и выпуклую поверхность, уравнение которой для идеальнопластических тел можно записать в виде $F(\boldsymbol{\sigma}) = 0$, где F – четная функция относительно компонент тензора напряжений, выбранная так, что условие $F < 0$ определяет упругое состояние, а $F = 0$ – состояние пластического течения. Для изотропного материала имеет место $F(I_1, J_2, J_3) = 0$, где $I_1 = \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{g}$ – первый инвариант тензора напряжений, $J_2 = \mathbf{s}^2 : \mathbf{g}/2$ – второй инвариант девиатора тензора напряжений, $J_3 = \mathbf{s}^3 : \mathbf{g}/3$ – третий инвариант девиатора тензора напряжений.

Предполагается, что тензор скоростей деформаций может быть представлен в виде суммы упругой \mathbf{d}^e и пластической \mathbf{d}^p составляющих: $\mathbf{d} = \mathbf{d}^e + \mathbf{d}^p$.

В качестве основного принципа, положенного в основу построения теории пластичности, принимается принцип минимума работы истинных напряжений на приращениях пластических деформаций. Тогда для определения пластической составляющей тензора скоростей деформаций в процессе пластического нагружения ($F = 0$, $dF = 0$) получается следующее дифференциальное

соотношение: $\mathbf{d}^p = \lambda \frac{\partial F}{\partial \boldsymbol{\sigma}}$, где λ – некоторая положительная скалярная величина. Она равна нулю в упругой области ($F < 0$) и при упругой разгрузке из пластического состояния ($F = 0$, $dF < 0$).

Учитывая, что $\frac{\partial I_1}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \mathbf{g}$, $\frac{\partial J_2}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \mathbf{s}$, $\frac{\partial J_3}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \mathbf{s} \cdot \mathbf{s} - \frac{2}{3} J_2 \mathbf{g}$, получим

$$\mathbf{d}^p = \lambda \left[\frac{\partial F}{\partial I_1} \mathbf{g} + \frac{\partial F}{\partial J_2} \mathbf{s} + \frac{\partial F}{\partial J_3} \left(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s} - \frac{2}{3} J_2 \mathbf{g} \right) \right].$$

Для описания упругой составляющей девиатора тензора скоростей деформаций $\mathbf{e}^e = \mathbf{e} - \mathbf{e}^p$ используется зависимость $\mathbf{e}^e = \frac{\mathbf{s}^{CR}}{2\mu}$, где μ – модуль сдвига, $\mathbf{e}^p = \mathbf{d}^p - (\mathbf{d}^p : \mathbf{g})\mathbf{g}/3$ – пластическая

составляющая девиатора тензора скоростей деформаций; $\mathbf{s}^{CR} = \frac{d\mathbf{s}}{dt} + \nabla\mathbf{u} \cdot \mathbf{s} + \mathbf{s} \cdot \nabla\mathbf{u}^T$ – коротационная производная Коттер и Ривлина девиатора тензора напряжений, удовлетворяющая принципу материальной объективности.

Выделяя девиаторную часть тензора \mathbf{d}^p , находим искомое определяющее уравнение

$$\mathbf{e} = \frac{\mathbf{s}^{\text{CR}}}{2\mu} + \lambda \left[\frac{\partial F}{\partial J_2} \mathbf{s} + \frac{\partial F}{\partial J_3} \left(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s} - \frac{2}{3} J_2 \mathbf{g} \right) \right].$$

Задание функции $F(I_1, J_2, J_3)$ позволяет сформулировать конкретный вид определяющих соотношений. Принимая, в частности, условие текучести Мизеса – Шлейхера $F \equiv J_2 - f(p) = 0$, где f – неубывающая функция своего аргумента $p = -I_1/3$, получаем

$$2\mu \left[\mathbf{d} - \frac{1}{3} (\mathbf{d} : \mathbf{g}) \mathbf{g} \right] = \mathbf{s}^{\text{CR}} + \lambda_1 \mathbf{s}, \quad \lambda_1 = \begin{cases} \frac{2\mu \mathbf{s} : \mathbf{e} - f'(p) \frac{dp}{dt}}{2f(p)} & \text{при } J_2 = f(p), \quad 2\mu \mathbf{s} : \mathbf{e} > f'(p) \frac{dp}{dt}, \\ 0 & \text{при } J_2 < f(p) \text{ или } J_2 = f(p), \quad 2\mu \mathbf{s} : \mathbf{e} \leq f'(p) \frac{dp}{dt}. \end{cases} \quad (2)$$

Для ряда практически важных материалов (например, металлов) в условиях динамических нагрузок можно принять $f = \sigma_s^2/3$. Здесь σ_s – предел текучести при простом растяжении в условии текучести Губера – Мизеса.

С точки зрения математического моделирования проблема разрушения имеет два аспекта. Первый связан с разработкой модели и критерия разрушения, второй – с описанием механического поведения частично поврежденной или разрушенной среды.

Многочисленные экспериментальные исследования свидетельствуют о том, что разрушение не является критическим событием мгновенной потери сплошности вещества при достижении определенной величиной предельного значения. Необходимо некоторое время, за которое параметры напряженного и деформированного состояния, достигшие некоторого критического уровня, воздействуя на структуру материала, накапливают в ней повреждения, в результате чего материал постепенно разрыхляется, его несущая способность падает и наступает полное разрушение.

Механизм отрывного разрушения пластичных материалов определяется последовательно развивающимися процессами зарождения, роста и слияния микропор или микротрещин в объемах, находящихся под действием растягивающих напряжений.

Неоднородная пористая среда рассматривается как двухкомпонентный композиционный материал, состоящий из твердой фазы – матрицы и включений – пор. Относительно геометрических характеристик пор предполагается, что их форма близка к сферической, а функция распределения по размерам такова, что они описываются некоторым общим для всего ансамбля пор характерным размером. Считается, что материал матрицы однороден и изотропен, а поры распределены в нем равномерно по всем направлениям.

Таким образом, внутренняя структура пористого материала определяется относительным объемным содержанием пор и их характерным размером. Удельный объем пористой среды v представляется в виде суммы удельного объема пор v_p и удельного объема матрицы v_m : $v = v_p + v_m$. Пористость материала характеризуется объемом пустот в единице объема $\xi = v_p/v$ либо параметром $\alpha = v/v_m$, которые связаны очевидными зависимостями $\alpha = 1/(1 - \xi)$, $\xi = 1 - 1/\alpha$.

При описании механического поведения микронеднородной пористой среды будем моделировать ее некоторой эквивалентной, макроскопически однородной средой. В этом случае необходимо определить уравнение состояния эквивалентной однородной среды и ее эффективные упругие и прочностные характеристики, учитывающие свойства матричного материала, геометрические параметры пор и их взаимодействие между собой.

Эффективные значения физических характеристик входят в определяющие соотношения (2) и связывают осредненные по материалу поля, образованные полевыми тензорами пористой среды. При вычислении эффективного модуля сдвига и предела текучести используются известные точные и приближенные решения для ряда частных моделей композиционных материалов со сферическими включениями, а также различные эмпирические зависимости. Например,

$$\mu(\alpha) = \frac{\mu_m}{\alpha} \left(1 - \frac{6c_0^2 \rho_0 + 12\mu_m}{9c_0^2 \rho_0 + 8\mu_m} \frac{\alpha - 1}{\alpha} \right), \quad \sigma_s(\alpha) = \frac{\sigma_{sm}}{\alpha}, \quad (3)$$

где $\mu_m, \sigma_{sm}, \rho_0$ – модуль сдвига, предел текучести, начальная плотность материала матрицы; c_0 – объемная скорость звука в невозмущенном материале матрицы.

Термодинамическое уравнение состояния пористого материала зависит от α . Если известно уравнение состояния матричного материала, то уравнение состояния пористой среды получается на основе p - α -модели. Суть данной модели состоит в том, что если пренебречь поверхностной энергией пор и давлением содержащегося в них газа, то уравнение состояния пористого материала имеет тот же вид, что и для материала матрицы, а давление в пористом материале p и давление в материале матрицы p_m связаны соотношением $p = p_m/\alpha$.

Таким образом, если уравнением состояния матричного материала является $p_m = p_m(\rho_m, \varepsilon)$, то уравнение состояния этого материала, содержащего поры, будет иметь вид

$$p = p_m(\alpha\rho, \varepsilon)/\alpha, \quad (4)$$

где $\rho = \rho_m/\alpha$ – плотность пористого материала; ρ_m – плотность материала матрицы.

Для расчетов ударно-волновых явлений без фазовых переходов используется уравнение состояния в калорическом виде $p_m = p_m(\rho_m, \varepsilon)$. Конкретный вид этого уравнения для твердых тел может быть задан в различной форме. При построении полуэмпирических уравнений состояния традиционным является разделение давления и внутренней энергии на холодные p_x, ε_x и тепловые составляющие. Если температура не слишком высока и электронным возбуждением можно пренебречь, уравнение состояния записывается в форме Ми – Грюнайзена:

$$p_m(\rho_m, \varepsilon) = p_x(\rho_m) + \gamma(\rho_m)\rho_m[\varepsilon - \varepsilon_x(\rho_m)].$$

Задача при этом сводится к определению кривой холодного сжатия $p_x(\rho_m) = \rho_m^2 \frac{d\varepsilon_x}{d\rho_m}$ и коэффициента Грюнайзена $\gamma(\rho_m)$.

В [10] для описания поведения вещества в широком диапазоне изменения давления и температуры, охватывающем различные агрегатные состояния материала, предполагается зависимость коэффициента Грюнайзена не только от плотности, но и от внутренней энергии, а в качестве опорной кривой используется изэнтропа сжатия $p_s(\rho_m) = \rho_m^2 \frac{d\varepsilon_s}{d\rho_m}$. Предложенное интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния, содержащее небольшое количество легко определяемых параметров, имеет вид

$$p_m(\rho_m, \varepsilon) = p_s(\rho_m) + \gamma(\rho_m, \varepsilon)\rho_m[\varepsilon - \varepsilon_s(\rho_m)],$$

$$\varepsilon_s(\rho_m) = \begin{cases} \frac{9c_0^2}{2\psi_1^2} \left\{ \exp[\psi_1(1 - \delta^{1/3})] - 1 \right\}^2 & \text{при } \delta > 1, \\ \frac{9c_0^2}{2\psi_2^2} \left\{ \exp[\psi_2(1 - \delta^{1/3})] - 1 \right\}^2 & \text{при } \delta \leq 1, \end{cases}$$

$$\gamma(\rho_m, \varepsilon) = \frac{2\delta/3 + \psi_3 L_1}{\delta + L_1} + \frac{(\gamma_0 - 2/3)(1 + \psi_4 L_1 \delta^2) \delta}{(1 + L_1 \delta^2)^2},$$

где $\delta = \rho_0/\rho_m$; $L_1 = \frac{2\varepsilon\psi_1^2}{9c_0^2}$; $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4$ – константы материала матрицы; γ_0 – термодинамический коэффициент Грюнайзена.

Приведенное уравнение состояния не учитывает плавление материала явным образом. Кривая плавления должна быть задана дополнительным соотношением. На основе критерия Линдемана

такая зависимость записывается в виде (область равновесия кристаллической и жидкой фаз в переменных энергия – плотность заменяется линией)

$$\varepsilon_n(\rho_m) = \varepsilon_s(\rho_m) + \frac{3R_\mu T_0}{A} \exp[\gamma_0(1-\delta)] \left\{ \frac{T_{n0} \exp[\gamma_0(1-\delta)] \delta^{2/3}}{T_0} - 1 \right\},$$

где R_μ – универсальная газовая постоянная; A – атомный вес; T_{n0} – температура плавления на начальной изохоре; $T_0 = 293$ К.

Граница двухфазной области жидкость – пар задается формулами

$$\rho_m/\rho_k = 1 - (1 - p_m/p_k)^{0,5} \quad \text{при } \rho_m < \rho_k; \quad \rho_m/\rho_k = 1 + 1,5(1 - p_m/p_k)^{0,6} \quad \text{при } \rho_m \geq \rho_k.$$

Здесь p_k, ρ_k – давление и плотность в критической точке.

Влияние внутренней энергии на модуль сдвига и предел текучести учитывается следующим образом:

$$\mu(\alpha, \varepsilon) = \mu(\alpha)(1 - \varepsilon/\varepsilon_n), \quad \sigma_s(\alpha, \varepsilon) = \sigma_s(\alpha)(1 - \varepsilon/\varepsilon_n) \quad \text{при } \varepsilon < \varepsilon_n;$$

$$\mu(\alpha, \varepsilon) = 0, \quad \sigma_s(\alpha, \varepsilon) = 0 \quad \text{при } \varepsilon \geq \varepsilon_n.$$

В зависимостях (3), (4) появляется дополнительный структурный параметр α , поэтому для полного математического описания развития откольного разрушения необходимо ввести кинетическое уравнение, описывающее его эволюцию. При выводе этого уравнения привлекаются модельные построения, основанные на предположении, что поведение исходной среды с пористостью α_0 и характерным размером пор a_0 при динамическом нагружении аналогично поведению отдельной сферической частицы радиуса b_0 из матричного материала, в центре которой находится сферическая пора радиуса a_0 . Причем внешний радиус полой сферической частицы b_0 выбирается таким образом, что отношение общего объема частицы с порой к объему матричного материала равно α_0 .

Модель роста сферических пор основывается на предположении о существовании в материале сферических очагов разрушения и анализе динамики их роста. В качестве меры поврежденности используется скалярный параметр α , введенный ранее. Кинетика разрушения пластической среды получена в виде

$$\frac{d\alpha}{dt} = 0 \quad \text{при } p \geq -\frac{a_s}{\alpha} \ln \frac{\alpha}{\alpha-1}, \quad p = -\frac{a_s}{\alpha} \ln \frac{\alpha}{\alpha-1} \quad \text{при } p < -\frac{a_s}{\alpha} \ln \frac{\alpha}{\alpha-1},$$

где a_s – константа материала, подбираемая сопоставлением результатов численного моделирования с экспериментальными профилями скорости свободной поверхности. Моментом завершения локального макроскопического разрушения твердого тела при таком подходе является достижение пористостью критического значения α_* . Рассмотренные выше уравнения описывают эволюцию параметра α в диапазоне $1 < \alpha_{00} \leq \alpha \leq \alpha_*$, где α_{00} – остаточная пористость.

Поврежденная или разрушенная среда математически моделируется эквивалентной однородной, сплошной средой.

Процесс разрушения сопровождается изменением структуры материала. Обратное влияние микроструктурных изменений на макроскопическое напряженно-деформированное состояние отражено в уравнении состояния (4) и эффективных характеристиках поврежденной среды (3), которые зависят от величины накопленной поврежденности.

При растяжении разрушенный материал описывается как порошок, движение которого происходит в соответствии с уравнениями для среды, лишенной напряжений. Относительное содержание пустот при этом находится из уравнения состояния пористого вещества с нулевым давлением в частицах. Аналогично ведет себя разрушенный материал и при сжатии, если величина пористости в нем превышает критическое значение α_* . Предполагается также, что изменение пористости в расплавленном веществе происходит без усилий.

Полная математическая постановка задачи, кроме выписанных выше уравнений, должна включать начальные и граничные условия. Начальные условия соответствуют тому факту, что при $t = 0$ j -й материал многообластной среды находится в однородном ненапряженном и недеформированном состоянии:

$$s = 0, \quad p = 0, \quad \varepsilon = 0, \quad \mathbf{u} = \mathbf{u}_{0j}, \quad \rho = \rho_{0j}, \quad \alpha = \alpha_{0j}, \quad \frac{d\alpha}{dt} = 0, \quad A^p = 0, \quad \Sigma = \Sigma_{0j}.$$

Внешние границы взаимодействующих тел свободны от напряжений: $\sigma_n = \mathbf{n} \cdot \sigma = 0$.

На контактных границах ($\sigma_n \cdot \mathbf{n} < 0$) реализуются условия скольжения без трения:

$$[\sigma_n] = 0, \quad [\sigma_n \cdot \mathbf{u}] = 0, \quad \sigma_n \cdot \boldsymbol{\tau} = 0, \quad (5)$$

где $\boldsymbol{\tau}$ – единичный вектор касательной к площадке. Условия (5) допускают возможность существования разрыва касательной составляющей скорости при переходе через контактную поверхность.

Результаты расчетов

Для изучения откольного разрушения в работе [6] использовался наносекундный ускоритель электронов «Синус-7». Для численного решения применяется метод [11]. В табл. 1 приведены параметры математической модели алюминия.

Таблица 1

Константы алюминия, входящие в математическую модель

μ_m , ГПа	σ_{sm} , ГПа	ρ_0 , г/см ³	c_0 , км/с	Ψ_1	Ψ_2	Ψ_3	Ψ_4	γ_0
27,7	0,17	2,71	5,33	3,264	3,424	0,5	2,0	2,13
$3R_\mu T_0 / A$, кДж/кг	T_{n0} , К	ρ_k , г/см ³	p_k , ГПа	α_0	α_{00}	α_*	a_s	
271,0	1150	0,64	0,447	1,0002	1,0002	1,43	0,27	

Облучение образцов толщиной от 1 до 12 мм из алюминия проводилось при энергии электронов $\approx 1,4$ МэВ, длительности импульса ≈ 50 нс и плотности мощности $q_0 \approx 7 \cdot 10^9$ Вт/см². На лицевой стороне образцов образуются кратеры диаметром 7–8 мм и глубиной 1,0–1,5 мм, а при толщине образцов 3–10 мм с тыльной стороны происходит откольное разрушение. Толщина отколотого слоя увеличивается с ростом толщины образца (зависимость близка к линейной). Увеличение толщины отколотого слоя с ростом толщины облучаемого образца является следствием уменьшения амплитуды и увеличения ширины профиля волны сжатия при ее распространении по образцу. В табл. 2 представлено сравнение результатов расчетов и экспериментов.

Таблица 2

Толщина отколотого слоя (мм) при разных толщинах образца из алюминия

Толщина образца, мм	3,0	5,0	8,0	9,5
Расчет	0,47	0,52	0,67	0,71
Эксперимент	0,45	0,52	0,65	0,73

На рис. 1 приведены результаты расчета облучения образца толщиной 3 мм. В представленных расчетах полагалось: радиус зоны энергопоглощения – 4 мм; линейный коэффициент поглощения $\alpha_1 = 22$ см⁻¹; p_{\max} – максимальное давление; p_{\min} – минимальное давление; u_{\max} – модуль самого длинного вектора. Воздействие электронного пучка приводит к плавлению, разлету и откольному разрушению материала.

На рис. 2 для моментов времени 0,05 и 1 мкс показан вдоль оси симметрии профиль компоненты тензора напряжений $-\sigma_{11}$ (ГПа) по толщине образца. На рис. 3 для момента времени 2,15 мкс представлено распределение относительного объема пустот ξ (%). Толщина образца – 9,5 мм, критическое значение пористости $\xi_* = 30$ %. Пористость растет у лицевой поверхности мишени в зоне разлета и в месте образования откола.

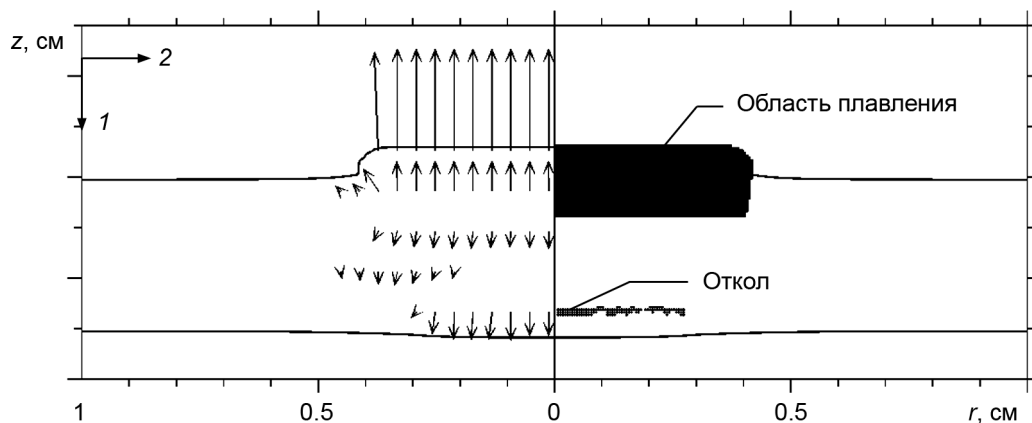


Рис. 1. Облучение образца толщиной 0,3 см пучком с плотностью мощности $q_0 = 7 \cdot 10^9$ Вт/см²: $t = 0,75$ мкс; $p_{\max} = 0,4$ ГПа; $p_{\min} = -1,9$ ГПа; $u_{\max} = 0,81$ км/с

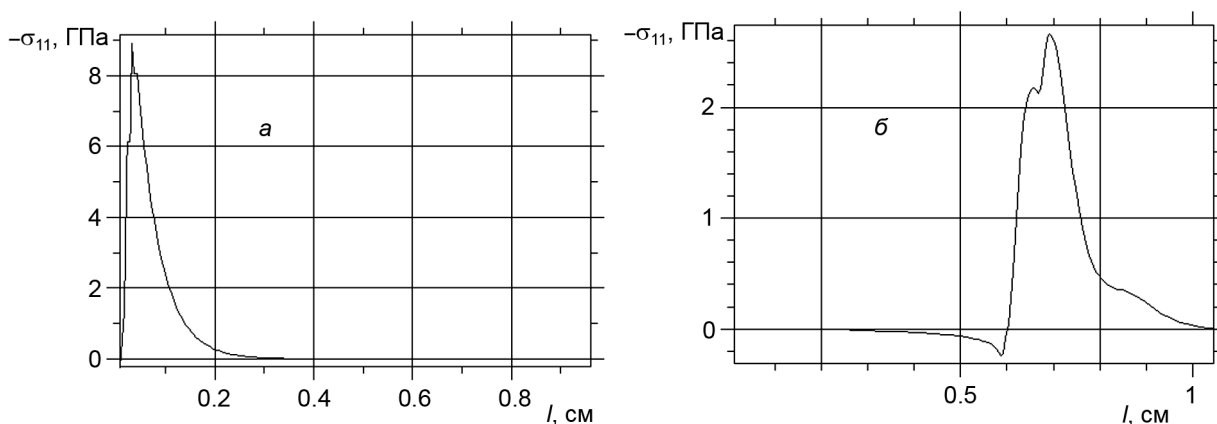


Рис. 2. Профили $-\sigma_{11}$ при облучении образца толщиной 0,95 см пучком с плотностью мощности $q_0 = 7 \cdot 10^9$ Вт/см²: а – $t = 0,05$ мкс; б – $t = 1$ мкс

На рис. 4 в момент времени 1 мкс приведен профиль $-\sigma_{11}$ (ГПа), возникающий в мишени толщиной 9,5 мм при импульсном воздействии электронного пучка с плотностью мощности $q_0 = 0,7 \cdot 10^9$ Вт/см². Как видно из рис. 2 и 4, при облучении пучком с плотностью мощности $q_0 = 7 \cdot 10^9$ Вт/см² образуется лишь волна сжатия, в то время как при облучении пучком с плотно-

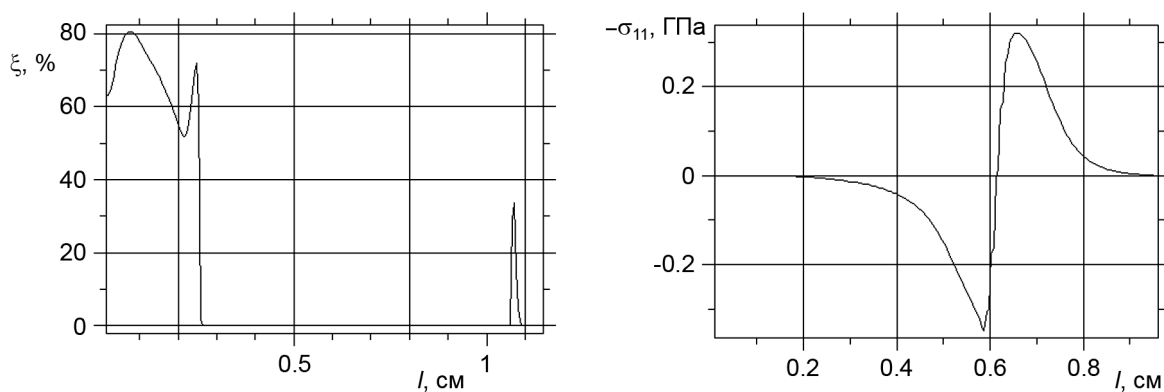


Рис. 3. Распределение относительного объема пустот при облучении образца толщиной 0,95 мм пучком с плотностью мощности $q_0 = 7 \cdot 10^9$ Вт/см²: $t = 2,15$ мкс

Рис. 4. Профиль $-\sigma_{11}$ при облучении пучком с плотностью мощности $q_0 = 0,7 \cdot 10^9$ Вт/см²: $t = 1$ мкс

стью мощности $q_0 = 0,7 \cdot 10^9$ Вт/см² образуется волна сжатия, за которой следует волна разрежения. Это связано с тем, что при облучении пучком с плотностью мощности $q_0 = 0,7 \cdot 10^9$ Вт/см² не происходит плавления вещества в зоне энерговыделения (изменение пористости в расплавленном веществе происходит без усилий, при этом $\alpha_* = \alpha_{00}$).

На рис. 5 в качестве иллюстрации возможностей программы [12] приведены результаты расчета поведения алюминиевой пластинки толщиной 3 мм под воздействием пучка заряженных частиц с плотностью мощности $q_0 = 70 \cdot 10^9$ Вт/см². При больших плотностях мощности вещество в зоне энерговыделения плавится и испаряется. Вблизи верхней границы мишени образуются зоны разлетающихся паров и расплава. При разлете вещества в твердую часть материала распространяется импульс отдачи. Его взаимодействие со свободной тыльной границей образца приводит к образованию зоны откольных тыльных разрушений.

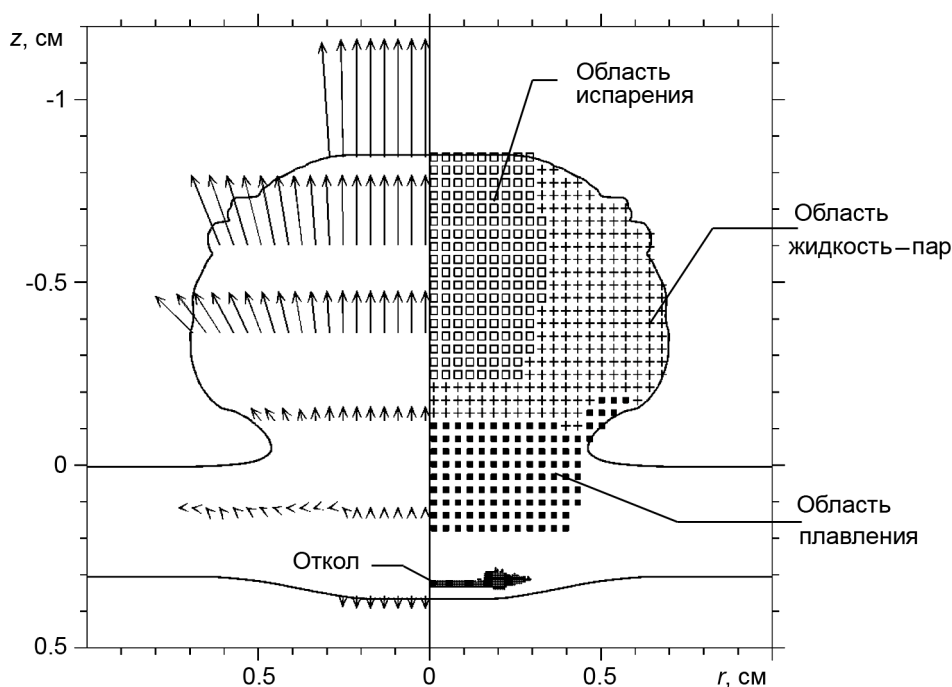


Рис. 5. Поле течения при облучении образца толщиной 0,3 см пучком с плотностью мощности $q_0 = 70 \cdot 10^9$ Вт/см²: $t = 0,56$ мкс; $p_{\max} = 4,3$ ГПа; $p_{\min} = -3$ ГПа; $u_{\max} = 20,31$ км/с

Таким образом, разработаны численная методика [11] и программа расчета [12] для исследования воздействия интенсивного электронного пучка на конденсированную мишень в широком диапазоне потоков энергии. Детальное тестирование пакета программ и сравнение результатов расчетов с данными экспериментов позволяют сделать вывод о достоверности получаемых результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бушман А.В., Воробьев О.Ю., Ломоносов И.В. и др. Численное моделирование взаимодействия импульса рентгеновского излучения на конденсированную среду. – Черногловка: Изд-во ИХФ АН СССР, 1990. – 50 с.
2. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996. – 408 с.
3. Соломонов Ю.С., Белов Н.Н., Югов Н.Т. и др. // Вестник Томского государственного архитектурно-строительного университета. – 2001. – № 1. – С. 20–31.
4. Соломонов Ю.С., Белов Н.Н., Югов Н.Т. и др. // Механика композиционных материалов и конструкций. – 2004. – Т. 10 (4). – С. 517–531.
5. Марков А.Б., Кицанов С.А., Ротштейн и др. // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 7. – С. 69–74.
6. Дударев Е.Ф., Марков А.Б., Бакач Г.П. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 9. – С. 19–24.

7. Дударев Е.Ф., Кашин О.А., Марков А.Б. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 6. – С. 89–95.
8. Дударев Е.Ф., Марков А.Б., Табаченко А.Н. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2007. – Т. 50. – № 12. – С. 32–38.
9. Белов Н.Н., Демидов В.Н., Хабибуллин М.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 1992. – Т. 35. – № 8. – С. 5–48.
10. Жуков А.В. // Детонация: материалы II Всес. совещ. по детонации. – Черногловка, 1981. – Вып. 2. – С. 94–96.
11. Хабибуллин М.В. // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. – 1997. – Вып. 3. – С. 18–24.
12. Хабибуллин М.В., Афанасьева С.А. Расчет явлений, происходящих в конденсированных средах в результате интенсивных импульсных воздействий, в осесимметричной постановке / Федеральная служба по интеллектуальной собственности. Свид. о государственной регистрации программ для ЭВМ № 2012617301. – М., 2012. – 80 с.

*Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Национального исследовательского Томского государственного университета,
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 21.12.12.

**Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова
Национального исследовательского Томского государственного университета,
г. Томск, Россия
E-mail: tabachenko@spti.tsu.ru

Афанасьева Светлана Ахмед-Рызовна, д.ф.-м.н., ст. науч. сотр., ведущ. науч. сотр.;
Белов Николай Николаевич, д.ф.-м.н., профессор, ведущ. науч. сотр.;
Дударев Евгений Федорович, д.ф.-м.н., профессор, зав. лабораторией;
Табаченко Анатолий Никитович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр., зав. лабораторией;
Хабибуллин Марат Варисович, д.ф.-м.н., ст. науч. сотр., ведущ. науч. сотр.;
Югов Николай Тихонович, д.ф.-м.н., профессор, ведущ. науч. сотр.