

УДК 539.3

© 1997 г. Н.Н. БЕЛОВ, А.А. КОНЯЕВ, А.Л. СТУКАНОВ,
 В.Г. СИМОНЕНКО, М.В. ХАБИБУЛЛИН, Н.Т. ЮГОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ
 КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ
 ПРИ ВЗРЫВНОМ И УДАРНОМ НАГРУЖЕНИЯХ

Предложена математическая модель для расчета поведения конструкционных материалов в условиях высокоскоростного удара и взрыва. Тестирование модели проведено путем сравнения результатов компьютерного моделирования динамики взрывного обжата шаров из аустенитной стали 12Х18Н10Т с данными эксперимента. В рамках предложенной модели исследован процесс одновременного удара двух стальных шаров по стальной мишени конечной толщины. Получено удовлетворительное согласование расчетных данных с результатами проведенных экспериментальных исследований.

1. Модель среды. Система уравнений, описывающих движение пористой упруго-пластической среды в произвольной ортогональной системе координат η^1, η^2, η^3 с базисом \mathbf{e}_i ($i = 1, 2, 3$) имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V U dV - \int_F \mathbf{H} \cdot \mathbf{n} dF = 0 \quad (1)$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho u^1 \\ \rho u^2 \\ \rho u^3 \\ \rho \\ e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} \rho u^1 \mathbf{w} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{e}_1 \\ \rho u^2 \mathbf{w} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{e}_2 \\ \rho u^3 \mathbf{w} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{e}_3 \\ \rho \mathbf{w} \\ e \mathbf{w} + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{u} \end{pmatrix}$$

$$p_m = p_s(\rho_m) + \gamma_m(\rho_m) \rho_m [E - E_s(\rho_m)] \quad (2)$$

$$p_s(\rho_m) = \frac{3B_0}{a} \left(\frac{\rho_{m0}}{\rho_m} \right) \left\{ \exp \left[2a \left(1 - \left(\frac{\rho_{m0}}{\rho_m} \right)^{1/3} \right) \right] - \exp \left[a \left(1 - \left(\frac{\rho_{m0}}{\rho_m} \right)^{1/3} \right) \right] \right\}$$

$$\gamma_m(\rho_m) = \gamma_0 \frac{\rho_{m0}}{\rho_m}$$

$$E_s(\rho_m) = \frac{9B_0}{2\rho_m a^2} \left\{ \exp \left[2a \left(1 - \left(\frac{\rho_{m0}}{\rho_m} \right)^{1/3} \right) \right] - 2 \exp \left[a \left(1 - \left(\frac{\rho_{m0}}{\rho_m} \right)^{1/3} \right) \right] + \beta_0 \right\}$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = (\alpha - 1) \left[\frac{3n\alpha\Delta p}{2\eta_0(1 - \delta^n)} \right]^{1/n} \quad \text{при } p > 0 \quad (3)$$

$$\alpha_0 \geq \alpha \geq \alpha_{00}, \quad \Delta p = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{s_0}^m}{\alpha} \ln(1/\delta) > 0$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = (\alpha - 1) \left[\frac{3n\alpha(-\Delta p)}{2\eta_0(1-\delta^n)} \right]^{1/n} \quad \text{при } p < 0$$

$$\alpha_* \geq \alpha \geq \alpha_{00}, \quad \Delta p = p + \frac{a_s}{\alpha} \ln(1/\delta) < 0$$

$$2\mu_m q^{i\beta} q^{j\gamma} \dot{e}_{\beta\gamma} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{d\alpha}{dt} \frac{\dot{\Theta}^{-1}}{\alpha} \right) = \frac{D}{Dt} s_m^{ij} + \lambda s_m^{ij} \quad (4)$$

$$s_m^{ij} s_{ij}^m = \frac{2}{3} (\sigma_s^m)^2, \quad \delta = 1 - \alpha^{-1} \quad (5)$$

Все величины с индексом m относятся к материалу матрицы, без индекса – к материалу с порами. Приняты следующие обозначения: $\rho = \rho_m/\alpha$ – плотность пористого материала; $\alpha = v/v_m$ – пористость; v – удельный объем пористого материала; $\mathbf{u} = u^i \mathbf{e}_i$ – вектор массовой скорости; $\boldsymbol{\sigma} = \sigma^{ij} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j$ – тензор напряжений; $e = E + \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}$ – полная энергия; E – внутренняя энергия; \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности F , ограничивающей объем V ; $p_m = \alpha p$; p – давление в пористой среде; $\mathbf{w} = \boldsymbol{\omega} - \mathbf{u}$; $\boldsymbol{\omega}$ – вектор скорости поверхности F ; $s_m^{ij} = \alpha s^{ij}$; s^{ij} – компоненты девиатора тензора напряжений; $q^{i\beta}$ – компоненты метрического тензора; $\dot{e}_{\beta\gamma}$ – компоненты девиатора тензора скоростей деформаций; $\dot{\Theta}$ – первый инвариант тензора скоростей деформаций; μ_m – модуль сдвига, σ_s^m – динамический предел текучести; ρ_{m0} – плотность материала матрицы при нормальных условиях; d/dt – субстанциональная производная; D/Dt – производная Яуманна; $\beta_0, n, \eta_0, \alpha_*, \alpha_{00}, a_s, \sigma_{s_0}^m, \lambda, \gamma_0, B_0$ – константы материала.

Параметр λ в уравнении (4) исключается с помощью условия текучести материала матрицы (5). При $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{u}$ система уравнений (1)–(5) описывает движение среды в переменных Лагранжа, при $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{0}$ – в переменных Эйлера. Отрывное разрушение в материале рассматривается как процесс роста пор в пластически деформированном материале под действием растягивающих напряжений [1, 2].

Локальным критерием разрушения служит предельная величина относительного объема пустот $\xi_* = 1 - \alpha_*^{-1}$. Пороговым пределом для развития сдвигового разрушения является критическая величина удельной работы пластических деформаций A_{p*} . При выполнении данного условия считается, что образуется ортогонально максимальному главному напряжению трещина сдвига, раскрытие которой происходит под действием растягивающих напряжений. Поведение поврежденного трещиной материала описывается приведением напряженного состояния к такому виду, при котором отсутствуют нормальные напряжения поперек трещины [3]. Локальным критерием разрушения и в этом случае является предельная величина относительного объема пустот. Разрушенный материал перестает сопротивляться растяжению и описывается как порошок, движение которого происходит в соответствии с уравнениями для среды, лишенной напряжений. Относительное содержание пустот при этом определяется из уравнения состояния пористого вещества с нулевым давлением в частицах.

2. Тестовые расчеты. Результаты сравнительных экспериментов и расчетно-теоретических исследований поведения и свойств α - и γ -фазных сталей, а именно: упругопластических свойств, фазовых превращений и откольных разрушений железа в различных фазовых состояниях, а так же их влияния на динамику сжатия и раз-

a	p_1	R_1	R_{2p}	R_{2s}	D_p	D_s
64	493	3,3	15,5	11,46 ± 0,11	5	1,439
64	340	1,7	13,5	11,46 ± 0,11	3	1,439
184	1220	7,3	41,7	37,5	2,9	2,21

рушения стальных шаров в волнах напряжений различного масштаба и интенсивности опубликованы в [4–7]. Эти исследования служат хорошей основой для проверки и уточнения существующих физических и математических моделей. В рамках предложенной модели механики сплошной среды проводился расчет взрывного обжатия сферически сходящимися ударными волнами шаров диаметром 64 мм и 184 мм из аустенитной стали 12Х18Н10Т, не испытывающей при деформировании полиморфных фазовых превращений. Используемые в расчетах режимы нагружения соответствуют экспериментальным [4]. Расчет взрывного обжатия проводился как с учетом внешней оболочки, так и без учета последней в рамках модели идеальной пористой упругопластической среды с постоянными пределом текучести и модулем сдвига ($\mu_m = 79$ ГПа, $\sigma_s^m = 0,59$ ГПа), и пористой упругопластической среды с переменными пределом текучести и модулем сдвига, выраженными зависимостями

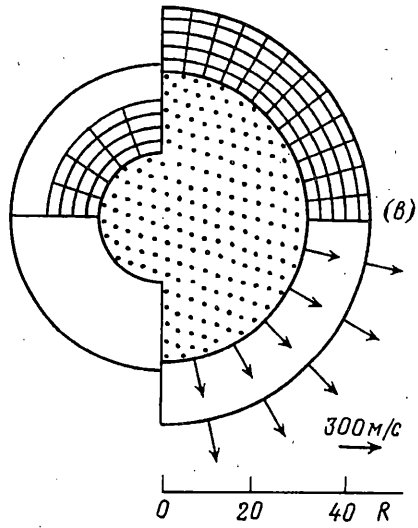
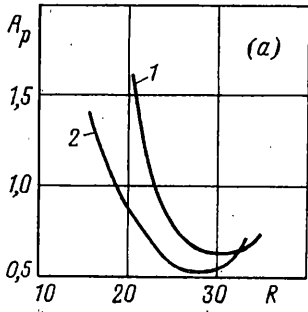
$$\sigma_s^m = (A_1 \eta_m^2 + B_1 \eta_m + C_1)^{-1} [1 - E / E_p(\rho_m)] \quad (6)$$

$$\mu_m = (A_2 \eta_m^2 + B_2 \eta_m + C_2)^{-1} [1 - E / E_p(\rho_m)] \quad (7)$$

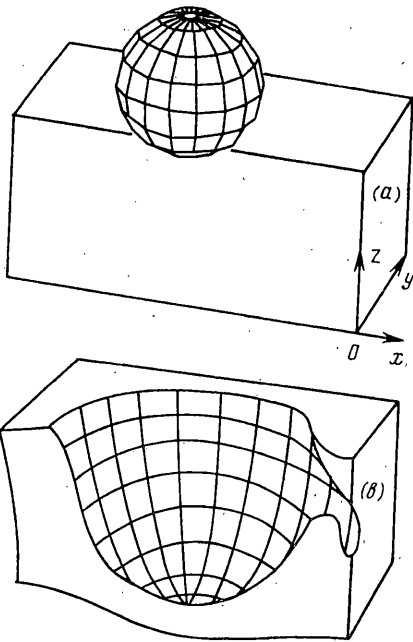
где $\eta_m = \rho_m / \rho_{m0} - 1$, $A_1 = -1,1846 \cdot 10^2$ ГПа⁻¹, $B_1 = -1,2487 \cdot 10^2$ ГПа⁻¹, $C_1 = 1,2283 \cdot 10^2$ ГПа⁻¹, $A_2 = 4,373 \cdot 10^4$ ГПа⁻¹, $B_2 = -5,264 \cdot 10^4$ ГПа⁻¹, $C_2 = 1,667 \cdot 10^4$ ГПа⁻¹, $E_p(\rho_m)$ – значение энергии на кривой плавления материала. Константы в зависимостях (6)–(7) получены на основе обработки экспериментальных данных [8], параметры уравнения состояния (2) приведены в [9]. Уравнение кривой плавления для данного уравнения состояния можно найти в [10]. Константы для уравнения роста и затекания пор (3) даны в [1].

Исследовалось влияние прочностных характеристик на величину образующейся в центре шара полости и деформацию наружного диаметра шара. Данные сравнения приведены в таблице. Расчетные данные, приведенные в первой строке таблицы, получены на основе решения задачи в рамках модели пористой упругопластической среды с постоянными пределом текучести и модулем сдвига. Во второй и в третьей строках таблицы они получены на основе решения задачи в рамках модели пористой упругопластической среды с переменными модулем сдвига и пределом текучести, выраженными зависимостями (6)–(7). В таблице приняты следующие обозначения: d – диаметр шара в мм; p_1 – максимальное давление в окрестности центра шара на расстоянии 0,5 мм от центра (ГПа); R_1 – радиус зоны плавления материала в момент фокусировки ударной волны (мм); R_{2p} – радиус образовавшейся в центре шара полости в мм (расчет); R_{2s} – радиус полости в мм (эксперимент); D_p и D_s – соответственно расчетная и экспериментальная деформация наружного диаметра шара в процентах. Наилучшее согласование экспериментальных данных с расчетными получено в рамках пористой упругопластической среды с переменными модулем сдвига и пределом текучести.

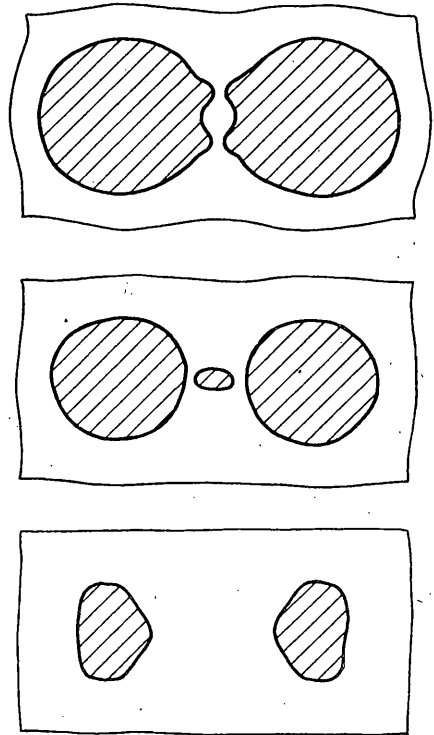
При выходе детонационного фронта на поверхность шара в глубь материала распространяется сходящаяся к центру ударная волна, амплитуда которой до момента времени 3 мкс уменьшается с 47 ГПа до 33 ГПа в результате взаимодействия с волнами упругопластической разгрузки, распространяющейся от поверхности шара, а затем вследствие сферической симметрии происходит ее рост. Фокусировка в центре падающей волны наступает в момент времени 5,7 мкс. Максимальное давление в



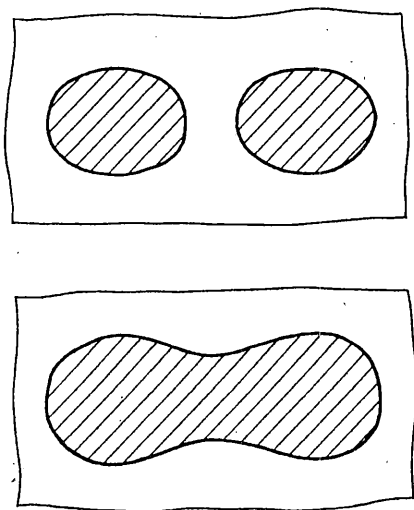
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

ного в оболочку, в процессе взрывного обжатия испытывает меньшие пластические деформации, чем при обжатии без оболочки. За величину предельной работы пластических деформаций A_{p*} принято минимальное значение на кривой 1 ($A_{p*} = 0,62$ ГПа). В обоих вариантах расчета максимальное значение A_p достигается у поверхности образующей полости. Анализ данных компьютерного моделирования показал, что за счет отрывного разрушения образуется только полость в центре шара. Дальнейшее дробление шара в процессе его обжатия без оболочки происходит вследствие образования на поверхности полости и распространения вглубь материала полос сдвига. Аналогичный процесс разрушения материала наблюдается при детонации ВВ в полном цилиндре [11].

Конечная картина деформации и разрушения шара диаметром 64 мм, помещенного в оболочку, приведена на фиг. 1в. Для сравнения здесь же изображена картина разлета шара, обжатие которого осуществлялось без оболочки. Область полости покрыта точками. Двойной штриховкой обозначена область материала, в которой работа пластических деформаций достигла предельной величины A_{p*} . При обжатии шара без оболочки в этой области происходит раскрытие трещин под действием растягивающих напряжений, что приводит к дроблению материала и его разлету. В малом габарите, обжатие которого осуществлялось в оболочке, за счет отрывного разрушения образовалась полость радиусом 13,5 мм. Радиус полости, полученный на основе компьютерного моделирования, на 17% больше экспериментального. Радиус области, в которой выполнен критерий сдвигового разрушения, составляет 26 мм. Кроме этой области существует слой разрушенного сдвигом материала толщиной 1 мм у поверхности шара. Процесс деформации шара в оболочке заканчивается к моменту времени 50 мкс. В расчетах увеличение наружного диаметра шара к моменту времени 81 мкс составило 3% ($R = 33$ мм), в эксперименте – 1,439%. В случае обжатия шара без оболочки в нем продолжается разлет разрушенного материала. При этом, чем ближе частицы разрушенного сдвигом материала расположены к поверхности шара, тем большей скоростью они обладают (0,3 км/с). Данные компьютерного моделирования шара диаметром 184 мм приведены в таблице.

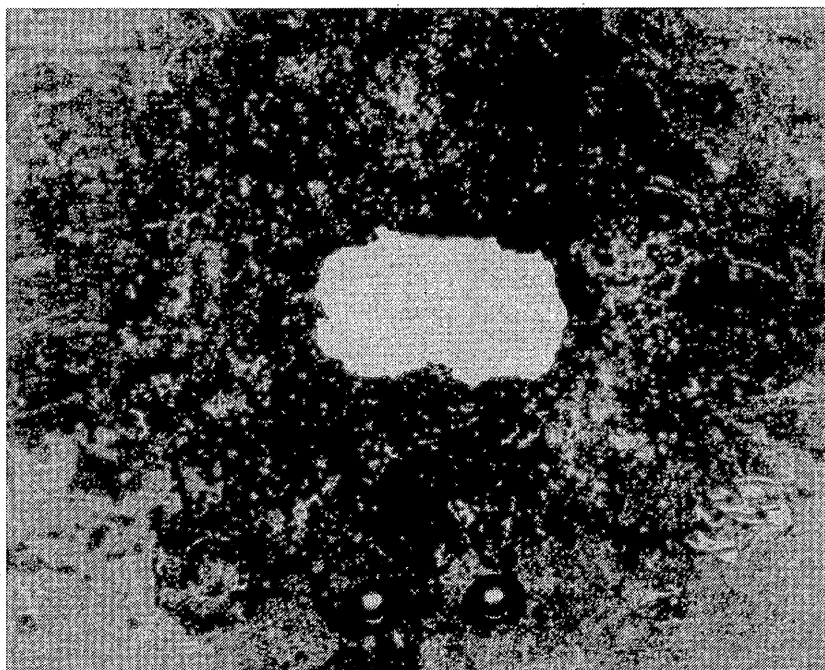
3. Результаты расчетов одновременного соударения двух шаров с пластиной.

В рамках изложенной модели идеальной пористой упругопластической среды была решена задача об одновременном ударе в нормаль двух стальных шаров по стальной

центре шара, рассчитанное в рамках модели упругопластического тела с переменными пределами текучести и модулем сдвига, достигает 340 ГПа. В окрестности центра шара радиуса 1,7 мм происходит плавление ударносжатого материала. В эксперименте в шаре из стали 12Х18Н10Т диаметром 64 мм поверхность полости гладкая с явными следами оплавления.

При решении задачи в рамках модели пористой упругопластической среды с постоянными пределами текучести и модулем сдвига максимальное давление в центре шара достигает величины 493 ГПа, а радиус зоны плавления 3,3 мм.

На фиг. 1а представлены распределения удельной работы пластических деформаций A_p (ГПа) вдоль радиуса шара R (мм) на момент окончания расчета ($t = 81$ мкс, кривая 1 – рассчитана без учета оболочки, кривая 2 – с учетом). Видно, что материал шара, помещенного



Фиг. 5

пластине. Диаметр шаров – 6 мм, расстояние между их центрами – 19 мм, толщина пластины – 7,5 мм, скорость соударения – 2,77 км/с.

Физико-механические характеристики стали: $\rho_{m0} = 7850 \text{ кг/м}^3$; $\mu_m = 79 \text{ ГПа}$; $\xi_* = 0,3$; $\sigma_s^m = 0,64 \text{ ГПа}$.

Задача решалась методом конечных элементов, основные соотношения которого для случая трех пространственных переменных приведены в [12]. Критерием отрывного разрушения, как и в предыдущей задаче, является предельная величина относительного объема пустот. В качестве критерия сдвигового разрушения использовалась предельная величина интенсивности пластических деформаций

$$\epsilon_{u*} = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{3T_2 - T_1^2} = 1,5$$

которая однозначно связана с удельной работой пластических деформаций A_{p*} . Здесь $T_1 = \epsilon_{ij}\delta^{ij}$ – первый инвариант тензора деформаций, $T_2 = \epsilon_{ij}\epsilon^{ij}$ – второй инвариант тензора деформаций.

На фиг. 2, а приведены изометрические проекции начальных конфигураций шара и сечения пластины двумя плоскостями симметрии ZOY и ZOX . На фиг. 2, в приведена изометрическая проекция сечения пластины плоскостями симметрии в момент времени 6 мкс, которая иллюстрирует реализующуюся деформацию пластины при внедрении в нее шара, а также возникновение откольных повреждений в пластине между шарами.

На фиг. 3 представлены лагранжьевые сечения лицевой, срединной и тыльной поверхностей пластины в момент времени 8 мкс (вид сверху). Отмечается интенсивное разрушение материала пластины между шарами на лицевой поверхности и слияние входных отверстий вследствие интенсивных пластических деформаций. Кроме этого отчетливо видно возникновение области разрушений вблизи срединной поверхности, обусловленное взаимодействием волн разгрузки распространяющихся от тыльной

поверхности пластины. В дальнейшем эта область разрушений увеличивается вследствие достаточно продолжительного действия и большой амплитуды растягивающих напряжений, что в конечном итоге приводит к образованию в пластине единого отверстия с выбиванием части материала, находящегося между шарами. Иллюстрацией этого служит фиг. 4, на которой представлены лагранжевы сечения тыльной поверхности пластины в моменты времени 12 и 16 мкс. На фиг. 5 представлена фотография пластины в аналогичном эксперименте. Видно, что при данных условиях соударения, материалах взаимодействующих тел, их геометрии, а так же расстоянии между шарами образуется сквозное отверстие. Сравнение результатов расчета с экспериментом показывает, что наблюдается не только качественное, но и удовлетворительное количественное совпадение. В частности, максимальный размер отверстия в эксперименте составляет 32 мм, а в расчете – 36 мм, минимальный – соответственно 15 и 10 мм.

Проведенные сравнения расчетных и экспериментальных данных показывают, что предложенная математическая модель может быть использована для исследования поведения конструкционных материалов, не испытывающих в процессе деформирования полиморфных фазовых превращений, в условиях взрывного и ударного нагружений.

Авторы выражают благодарность Козлову Е.А. за постановку задачи и представленные экспериментальные данные по взрывному обжатию стальных шаров сферически сходящимися ударными волнами. Работа выполнена при поддержке Центра Фундаментального естествознания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов Н.Н., Корнеев А.И., Николаев А.П. Численный анализ разрушения в плитах при действии импульсных нагрузок // ПМТФ. 1985. № 3. С. 132–136.
2. Белов Н.Н., Корнеев А.И., Шуталев В.Б. Численный анализ разрушения тел в пространственных задачах соударения // Изв. АН СССР. МТТ. 1988. № 6. С. 189–191.
3. Майнчен Дж., Сак С. Метод расчета "Тензор". // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 185–211.
4. Kozlov E.A. Shock Adiabatic Features Phase Transition Macrokinetics, and Spall Fracture of Iron in Different Phase States // High Pressure Research. 1992. V. 10. P. 541–582.
5. Kozlov E.A. Experimental Verification of E.I. Zababakhin Hypothesis Concerning Limitation of Energy Cummulation in the Spherically Converging Shock-wave Front in Medium with Phase Transitions // Shock Compression of Condensed Matter – 1991. 1992. P. 169–176.
6. Kozlov E.A., Kovalenko G.V., Kuropatenko V.F., Sapozhnikova G.N. Computational – Experimental Investigation of Wave Processes in Metal Balls under their Loading by Spherically Converging Shock Waves // Bull. Am. Phys. Soc. 1991. V. 36. № 6. P. 1831.
7. Kozlov E.A., Zhukov A.V. Phase Transitions in Spherical Stress Waves // High Pressure Science and Technology – 1993. New York: American Institute of Physics, 1994. P. 977–980.
8. Альтшулер Л.В., Бражник М.И., Телегин Г.С. Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия // ПМТФ. 1971. № 6. С. 159–166.
9. Жуков А.В., Корнеев А.И., Симоненко В.Г. Численное моделирование фазовых переходов в ударных волнах // Изв. АН СССР. МТТ. 1984. № 4. С. 138–142.
10. Жуков А.В. Уравнение кривой плавления металлов при высоких давлениях // Прикладные вопросы деформируемых тел. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985. С. 257–293.
11. Курран Д.Р. Динамическое разрушение // Динамика удара. М.: Мир, 1985. С. 257–293.
12. Югов Н.Т. Численный анализ трехмерного процесса деформирования и разрушения цилиндра и пластины при наклонном соударении // Изв. АН СССР. 1990. № 1. С. 112–117.