

УДК 539.3

© 1999 г. С.А. АФАНАСЬЕВА, Н.Н. БЕЛОВ, К.И. КОЗОРЕЗОВ,
С.В. СТАРЕНЧЕНКО, М.В. ХАБИБУЛЛИН, Н.Т. ЮГОВ

АНАЛИЗ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПРОНИКАНИЯ СИЛЬНО ПОРИСТОГО УДАРНИКА В МИШЕНЬ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Численному анализу динамики высокоскоростного удара уделено немало внимания в литературе, например, [1–3]. Данная работа направлена на продолжение исследований [4].

Ударное сжатие тел с высокой пористостью приводит к большому нагреванию вещества [5]. При этом плотность с возрастанием давления может не увеличиваться, как обычно, а уменьшаться, и ударная адиабата будет иметь аномальный ход. На фиг. 1 показаны начальные участки ударной адиабаты монолитного железа и ударной адиабаты железного порошка с насыпной плотностью $2,3 \text{ г/см}^3$, вычисленной в предположении, что поры закрываются при сколь угодно малых давлениях. Использовалось уравнение состояния с линейной $p - \rho - \varepsilon$ связью [6]:

$$p = \gamma_0 p \varepsilon + c_0^2 (\rho - \rho_0 / \alpha)$$

где p , ρ , ε – давление, плотность, удельная внутренняя энергия пористой среды; $\alpha = 1/(1 - \xi)$ – пористость; ξ – объем пустот в единице объема; ρ_0 , γ_0 , c_0 – начальная плотность, термодинамический коэффициент Грюнайзена, объемная скорость звука материала матрицы. Пористая среда рассматривается как двухкомпонентный композиционный материал, состоящий из твердой фазы – матрицы и включений – пор.

На фиг. 1 также приведены экспериментальные точки с указанием возможного разброса [7] и расчетные точки для широкодиапазонного уравнения состояния [8]. Видно, что экспериментальная ударная адиабата отстоит от адиабаты идеальнопористого тела на всем протяжении на некоторый интервал. Это соответствует тому, что даже при высоких давлениях ($\sim 13 \text{ ГПа}$) сохраняется некоторая остаточная пористость и, следовательно, не все вещество переходит в жидкость. Недосжатие до монолитного состояния составляет примерно 4%.

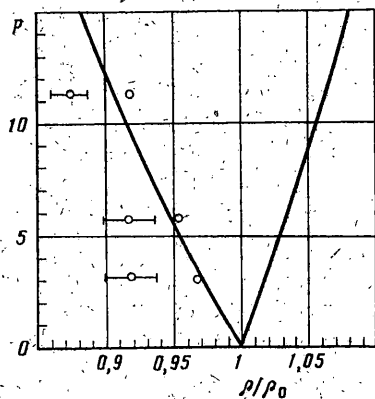
Целью данной работы является сравнительный анализ проникания цилиндрического ударника из стальных опилок и равного ему по массе и диаметру монолитного ударника. Результаты расчетов сопоставляются с экспериментальными данными.

Движение пористого материала описывается системой законов сохранения, взятой в интегральной форме

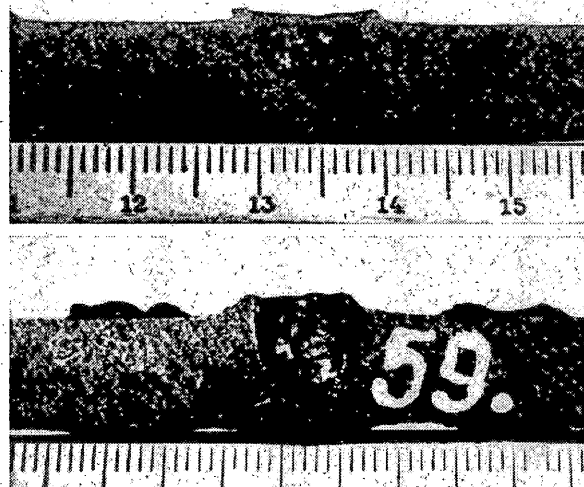
$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV - \int_S \rho(\mathbf{w} - \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho u dV - \int_S [\rho u(\mathbf{w} - \mathbf{u}) + \hat{\sigma}] \cdot \mathbf{n} dS = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho E dV - \int_S [\rho E(\mathbf{w} - \mathbf{u}) + \mathbf{u} \cdot \hat{\sigma}] \cdot \mathbf{n} dS = 0$$

где t – время, V – объем интегрирования, S – его поверхность, $\mathbf{n}$ – единичный вектор внешней нормали к площадке, $\hat{\sigma} = -p\hat{g} + \hat{s}$ – симметричный тензор напряжений, $\hat{s}$ –



Фиг. 1



Фиг. 2

его девиатор, $\hat{g}$ – метрический тензор, $\mathbf{u}$ – вектор скорости, $\mathbf{w}$ – вектор скорости движения поверхности S , $E = \varepsilon + \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}/2$ – удельная полная энергия.

При описании механического поведения микрон неоднородной пористой среды будем моделировать ее некоторой эквивалентной, макроскопически однородной средой. В этом случае необходимо определить эффективные упругие и прочностные характеристики, связывающие осредненные поля скоростей деформаций, скоростей напряжений и напряжений, и уравнение состояния пористой среды.

Предполагая справедливым ассоциированный закон течения и принимая в качестве условия пластичности критерий Мизеса $F \equiv \hat{s} : \hat{s} - 2Y^2/3 = 0$, получим

$$\hat{e} = \hat{s}^J / 2\mu + \lambda \hat{s}$$

$$\lambda = \begin{cases} \frac{3\hat{s} : \hat{e}}{2Y^2} & \text{при } F=0, \hat{s} : \hat{e} > 0 \\ 0 & \text{при } F < 0 \text{ или } F=0, \hat{s} : \hat{e} \leq 0 \end{cases}$$

где $\hat{e} = \hat{d} - (\hat{d} : \hat{g})\hat{g}/3$ – девиатор тензора скоростей деформаций; $\hat{d} = (\nabla \bar{u} + \nabla \bar{u}^T)/2$ – тензор скоростей деформаций; $\hat{s}^J = d\hat{s}/dt + \hat{s} \cdot \hat{\omega} - \hat{\omega} \cdot \hat{s}$ – производная девиатора тензора напряжений в смысле Яуманна – Холла; $\hat{\omega} = (\nabla \bar{u}^T - \nabla \bar{u})/2$ – тензор вихря; $\mu = \mu_0(1 - \xi)(1 - b_0\xi)(1 - \varepsilon/\varepsilon_1)$, $Y = (Y_0/\alpha)(1 - \varepsilon/\varepsilon_1)$ при $\varepsilon < \varepsilon_1$ [9]; $\mu = 0$, $Y = 0$ при $\varepsilon \geq \varepsilon_1$ (модель идеальной жидкости); μ , Y – модуль сдвига и предел текучести пористой среды; μ_0 , Y_0 – модуль сдвига и предел текучести материала матрицы; $b_0 = (6\rho_0 c_0^2 + 12\mu_0)/(9\rho_0 c_0^2 + 8\mu_0)$; ε_1 – внутренняя энергия при температуре плавления.

Если известно уравнение состояния матричного материала $p_m = f(\rho_m, \varepsilon)$, то уравнением состояния пористой среды будет $p = f(\alpha\rho, \varepsilon)/\alpha$ [10], где $p_m = \alpha p$, $\rho_m = \alpha\rho$ – давление и плотность материала матрицы. Предложенное в [8] интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния, охватывающее твердую, жидкую и газообразную фазы вещества, имеет вид

$$p_m = p_s + \gamma p_m (\varepsilon - \varepsilon_s)$$

$$\varepsilon_s = \begin{cases} \frac{3c_0^2}{\psi_1 - 4} \left\{ \frac{3}{\psi_1} \exp[\psi_1(1 - \delta^{1/3})] - \delta^{-1} + \frac{\psi_1 - 3}{\psi_1} \right\} & \text{при } \delta > 1 \\ \frac{9c_0^2}{2\psi_2^2} \left\{ \exp[\psi_2(1 - \delta^{1/3})] - 1 \right\}^2 & \text{при } \delta \leq 1 \end{cases}$$

$$p_s = \rho_m^2 \frac{d\varepsilon_s}{d\rho_m}, \quad \gamma = \frac{2}{3} + \frac{k}{\delta} + \left(\gamma_0 - k - \frac{2}{3} \right) \frac{1 + \psi_3 L \delta^2 \ln(1 + \delta)}{(1 + L \delta^2)^2 \ln 2}$$

$$k = \left(\psi_4 - \frac{2}{3} \right) \left(1 + \frac{2}{\psi_4} \right)^{-1}, \quad \delta = \frac{\rho_0}{\rho_m}, \quad L = \frac{\varepsilon \psi_1 (\psi_1 - 4)}{3c_0^2 (\psi_1 - 3)}$$

где $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4$ – константы материала матрицы.

Приведенное уравнение состояния не учитывает плавление материала явным образом. Кривая плавления должна быть задана дополнительным соотношением. На основе критерия Линдемманна такая зависимость записывается в виде (область равновесия кристаллической и жидкой фаз в переменных энергия-плотность заменяется линией)

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_s + \frac{3R}{A} \exp[\gamma_0(1 - \delta)] \{ T_1 \exp[\gamma_0(1 - \delta)] \delta^{2/3} - T_0 \}$$

где R – газовая постоянная, A – атомный вес, T_1 – температура плавления на начальной изохоре, $T_0 = 293$ К.

Граница двухфазной области жидкость-пар задается следующими формулами

$$\rho_m/\rho_k = 1 - (1 - \rho_m/\rho_k)^{0,5} \text{ при } \rho_m < \rho_k$$

$$\rho_m/\rho_k = 1 + 1,5(1 - \rho_m/\rho_k)^{0,6} \text{ при } \rho_m \geq \rho_k$$

где ρ_k, ρ_k – давление и плотность в критической точке.

Для полного описания процесса уплотнения пористой среды при объемных деформациях необходимо дополнить математическую модель уравнением, описывающим эволюцию параметра α . При выводе этого уравнения привлекаются модельные построения, основанные на предположении, что поведение исходной среды с пористостью α_0 и характерным радиусом пор a_0 при динамическом нагружении аналогично поведению отдельной сферической поры, окруженной оболочкой матричного материала [10]. Кинетическое уравнение, описывающее схлопывание пор, имеет вид

$$\tau_0^2 Y_0 Q = p_m - p_c \text{ при } p_m > p \text{ и } \alpha_0 \geq \alpha > \alpha_{00}$$

$$p_c = \begin{cases} \frac{4\mu_0(\alpha_0 - \alpha)}{3\alpha(\alpha - 1)} & \text{при } \alpha_0 \geq \alpha > \alpha_1 \\ \frac{2}{3} Y_0 \left\{ 1 - \frac{2\mu_0(\alpha_0 - \alpha)}{Y_0 \alpha} + \ln \left[\frac{2\mu_0}{Y_0} \left(\frac{\alpha_0 - \alpha}{\alpha - 1} \right) \right] \right\} & \text{при } \alpha_1 \geq \alpha > \alpha_2 \\ \frac{2}{3} Y_0 \ln \frac{\alpha}{\alpha - 1} & \text{при } \alpha_2 \geq \alpha > \alpha_{00} > 1 \end{cases}$$

$$Q = -\frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} \left[(\alpha - 1)^{-1/3} - \alpha^{-1/3} \right] + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} \right)^2 \left[(\alpha - 1)^{-4/3} - \alpha^{-4/3} \right]$$

$$\tau_0^2 = \rho_0 a_0^2 / (3Y_0(\alpha_0 - 1)^{2/3})$$

$$\alpha_1 = (2\mu_0\alpha_0 + Y_0) / (2\mu_0 + Y_0), \quad \alpha_2 = 2\mu_0\alpha_0 / (2\mu_0 + Y_0)$$

где α_{00} — остаточная пористость в монолитном материале.

Отрывное разрушение рассматривается в рамках континуально-кинетического подхода [11], как процесс роста и слияния сферических пор под действием приложенного давления. В качестве меры поврежденности используется скалярный параметр α , введенный выше. В математическом плане модель [11] аналогична [10]. Кинетика роста пор в пластически деформированном материале получена в виде

$$\tau_0^2 Y_0 Q = p_m + a_s \ln \frac{\alpha}{\alpha - 1} + \frac{2}{3} \frac{\eta}{v} \frac{\alpha^v - (\alpha - 1)^v}{(\alpha - 1)^v \alpha^v} \left| \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right|^{v-1} \frac{\partial \alpha}{\partial t}$$

$$\text{при } p_m < -a_s \ln \frac{\alpha}{\alpha - 1} \text{ и } \alpha_{00} \leq \alpha < \alpha^*$$

где η , v , a_s , α^* — экспериментально определяемые константы материала. Моментом завершения локального макроскопического разрушения конденсированного материала при таком подходе является достижение пористостью критической величины α^* .

Изменение параметра α в результате движения вещества учитывает уравнение конвективного переноса $d\alpha/dt = 0$.

В качестве критерия сдвигового разрушения используется критерий, основанный на предельной величине удельной работы пластических деформаций A_p^* . Приращения этой работы в единице объема в терминах некорректированных напряжений (в расчетах применяется процедура приведения напряжений к поверхности текучести [12]) вычисляются по формуле [13]:

$$dA_p = \frac{Y}{3\mu} (\sqrt{3\hat{s} : \hat{s}}/2 - Y)$$

При растяжении разрушенный материал 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. Аналогично ведет себя разрушенный материал и при сжатии, если величина пористости в нем превышает критическое значение α^* . В противном случае, используется полидисперсная модель среды со сферическими порами [10].

Предполагается также, что изменение пористости в расплавленном материале происходит без усилий, и ударник, составленный из стальных опилок, при растяжении ведет себя как разрушенный.

Полная математическая постановка задачи, кроме выписанных выше уравнений, должна включать начальные и граничные условия. Начальные условия соответствуют тому факту, что соударяющиеся тела при $t = 0$ находятся в однородном

ненапряженном и недеформированном состоянии: $\hat{s} = \hat{0}$, $\bar{\mathbf{u}} = \bar{\mathbf{u}}_{0i}$, $\rho = \rho_{0i}$, $\alpha = \alpha_{0i}$, $p = 0$, $\varepsilon = 0$, $A_p = 0$, где $\bar{\mathbf{u}}_{0i}$, ρ_{0i} , α_{0i} – начальные скорость, плотность, пористость ударника и преграды ($i = 1, 2$). Внешние границы взаимодействующих тел свободны от напряжений $\mathbf{n} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}} = \mathbf{0}$, $\mathbf{w} = \mathbf{u}$. На контактной границе реализуется условие свободного скольжения без трения $[\mathbf{n} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n}] = 0$, $\mathbf{n} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \boldsymbol{\tau} = 0$, $[\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}] = 0$, $\mathbf{w} = \mathbf{u}$, где $\boldsymbol{\tau}$ – единичный вектор касательной к площадке.

Расчеты проводились с помощью модифицированного метода крупных частиц [14], позволяющего моделировать двухмерные упругопластические течения материалов в областях с подвижными свободными и контактными границами. Для описания нерегулярных подвижных границ на фиксированной прямоугольной сетке используются частицы-маркеры, а также алгоритм локальной перестройки ячеек, основанный на введении граничных ячеек переменного объема, геометрические параметры которых присутствуют в разностных формулах. Частицы-маркеры применяются также для фиксации точек среды, в которых выполнилось условие разрушения.

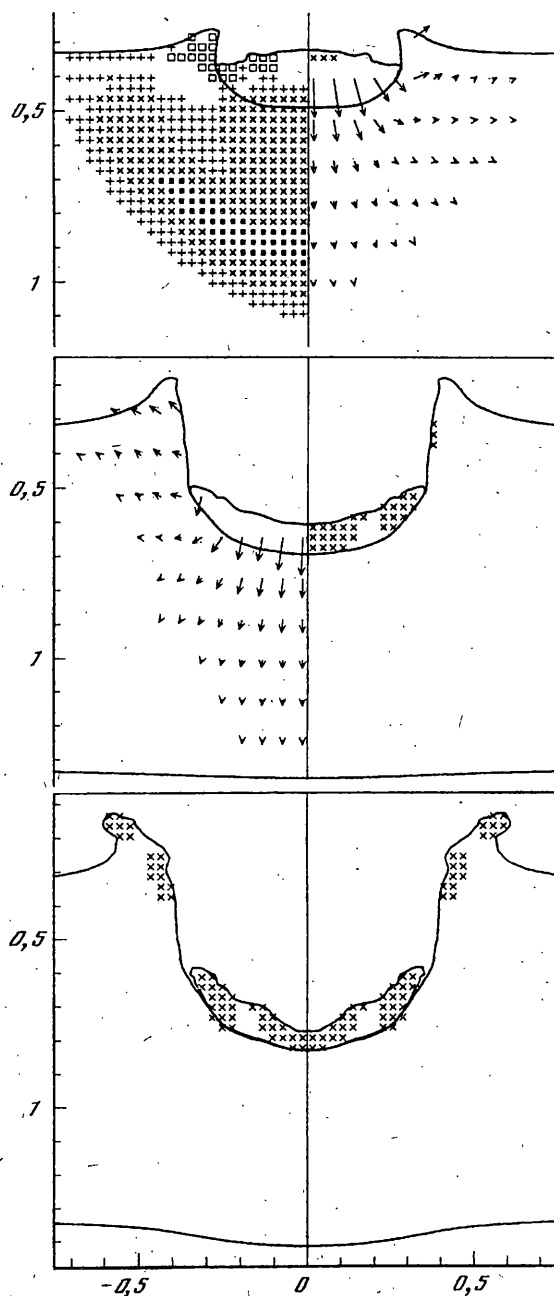
В ходе решения задачи реализуется механизм смены граничных условий. В зависимости от того, находятся ли участки границ рассматриваемых областей во взаимодействии или нет, это будет либо контактная, либо свободная поверхность. Отметим, что в отличие от нормальных компонент скорости и напряжения, касательная компонента скорости в точке, лежащей на контактной поверхности, согласно условию свободного скольжения вычисляется по скоростям в узлах того материала, к которому относится данная контактная поверхность.

В рамках принятой модели в осесимметричной постановке рассмотрим численное решение двух задач об ударе компактного монолитного цилиндра из стали диаметром 3 мм и массой 0,17 г и равного ему по массе и диаметру пористого цилиндра из стальных опилок с насыпной плотностью 2,8 г/см³ ($\alpha_0 = 2,8$; $\xi_0 = 0,64$) по стальной монолитной пластине толщиной 1 см. Скорость удара – 3,69 км/с.

На фиг. 2 приведена фотография разреза преград после взаимодействия с монолитным и пористым ударником. Эксперименты проводились по методике, описанной в [15]. Возникающий при ударе компактного монолитного цилиндра кратер имеет форму, близкую к полусфере, и следующие размеры: глубина – 5,2 мм, диаметр на исходной лицевой поверхности мишени – 9 мм. При соударении с пористым цилиндром, длина которого – 8,5 мм, образуется кратер глубиной 8,7 мм и диаметром 8,2 мм с полусферическим дном. Таким образом, при близости диаметров кратер от пористого цилиндра на 67% глубже кратера от монолитного. Скорость удара такова, что в обоих случаях развивающиеся напряжения и деформации не приводят к образованию отколов и сквозного отверстия в пластине.

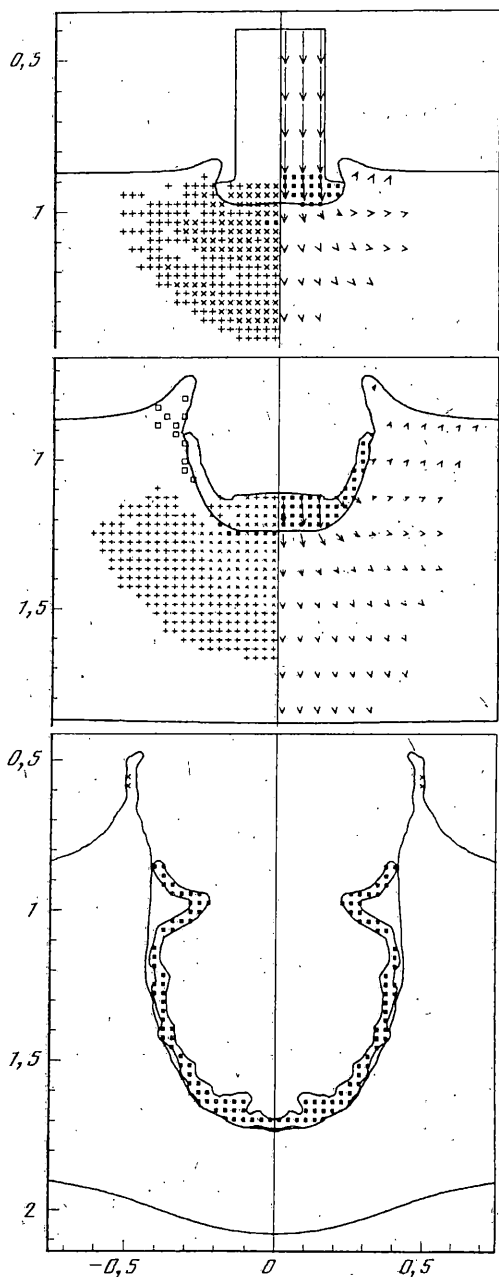
На фиг. 3 показана полученная в расчете картина проникания монолитного цилиндра через 1 мкс, 3 мкс и 11 мкс после удара. В левой полуплоскости представлено поле давления, в правой отмечены зоны разрушения (косой крест). Приняты следующие обозначения для диапазонов изменения давления: –1,5...–0,4 ГПа – (светлый квадрат); 1,2...3,5 ГПа – (прямой крест); 3,5...9,4 ГПа – (косой крест); 9,4...11,8 ГПа – (темный квадрат). На фиг. 3 также приведено поле вектора скорости ($u_{\max} = 2,01$ км/с при $t = 1$ мкс, $u_{\max} = 1,03$ км/с при $t = 3$ мкс).

В случае соударения компактного монолитного цилиндра с пластиной в обоих телах возникают ударные волны с пиковым давлением 103,3 ГПа ($Y_0 = 1$ ГПа). Разрушение цилиндра начинается с тыльной стороны в результате взаимодействия волн разрежения, распространяющихся от его свободных поверхностей. Скорость затухания первичной волны сжатия в материале мишени очень велика. Ее ослабление происходит главным образом волнами разрежения, распространяющимися от тыльной поверхности проникающего ударника. Давление в материале мишени в окрестности контактной границы снимается до 0,7 ГПа за время $t = 1,6$ мкс. Отражение ударной волны от задней стенки преграды не оказывает существенного

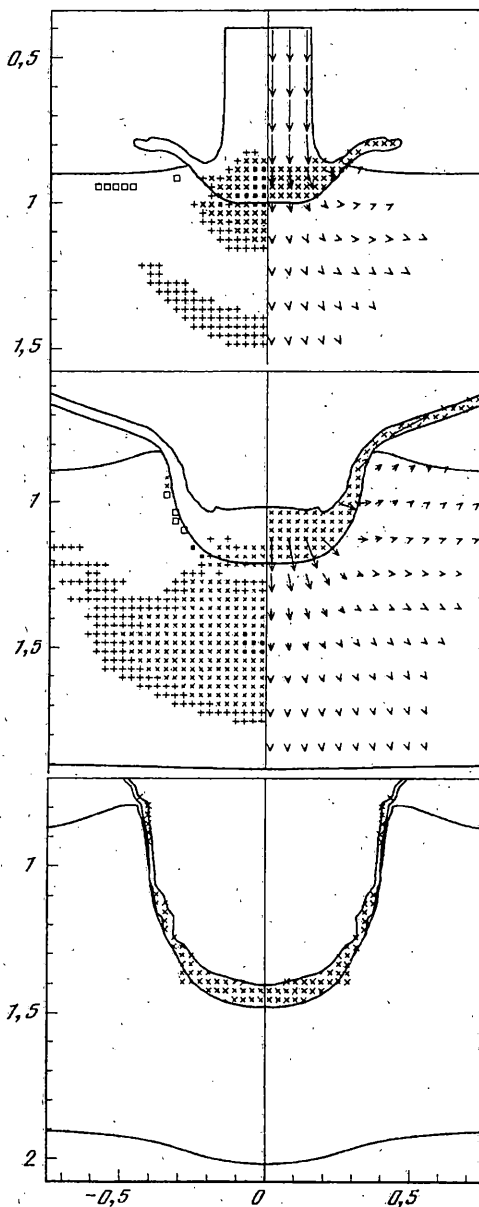


Фиг. 3

влияния на формирование кратера, глубина которого равна 5,0 мм, диаметр – 8,2 мм. С тыльной стороны пластины образуется выпучивание высотой 0,9 мм (в эксперименте – 0,9 мм). На фиг. 4 приводятся результаты расчета процесса проникания пористого цилиндра в моменты времени 1 мкс, 3 мкс и 17 мкс. В правой полуплоскости обозначена область плавления (темный квадрат). Используются следующие обозначения при $t = 1$ мкс: 1,7...5,2 ГПа – (прямой крест); 5,2...13,8 ГПа – (косой крест); 13,8...17,3 ГПа – (темный квадрат); $u_{\max} = 3,69$ км/с; при $t = 3$ мкс: –1,8...



Фиг. 4



Фиг. 5

0,5 ГПа – (светлый квадрат); 1,5...4,5 ГПа – (прямой крест); 4,5...11,9 ГПа – (косой крест); 11,9...14,8 ГПа – (темный квадрат); $u_{\max} = 2,6$ км/с.

В процессе проникания длинного сильно пористого цилиндра можно выделить три характерные стадии. Начальная стадия имеет ярко выраженный волновой характер и сопровождается значительной деформацией и полным плавлением головной части стержня, плотность материала которой вследствие значительного адиабатического разогрева оказывается меньше нормальной ($\rho/\rho_0 = 0,862$ в плоской волне сжатия, рас-

Материал ударника	ρ_{00} , г/см ³	ξ , %	d_0 , мм	l_0 , мм	l_1 , мм	d_1 , мм	l_2 , мм	d_2 , мм
сталь	7,85	0	3,0	3,0	5,0	8,2	5,2	9,0
сталь	2,8	64	3,0	8,5	8,6	8,2	8,7	8,2
алюминий	2,71	0	3,0	8,8	5,1	7,8	—	—

пространяющейся со скоростью 4,82 км/с). Затем наступает фаза установившегося проникания, когда материал ударника поступает на дно углубляющегося кратера и растекается по его стенкам. Так как скорость удара достаточно велика, то в стержне образуется неподвижная относительно дна кратера ударная волна, отделяющая область плавления от остальной части стержня, находящейся в невозмущенном состоянии. Когда тыльное сечение цилиндра проходит через стоячую ударную волну, наступает заключительная стадия проникания, определяющая окончательную глубину кратера.

При ударе пористого цилиндра развивающееся максимальное давление, равное 38,1 ГПа ($Y_0 = 0,64$ ГПа), ослабляется иначе и гораздо медленнее. Давление в материале мишени вблизи контактной границы остается почти постоянным на протяжении всей стадии установившегося проникания, а его ослабление на заключительном этапе занимает значительное время (что препятствует образованию отколов в пластине). В соответствии с этим ударник образует кратер глубиной 8,6 мм и диаметром 8,2 мм. Высота выпучивания тыльной поверхности преграды составляет 2,1 мм (в эксперименте — 1,8 мм).

С ростом начальной пористости (длины) ударника глубина проникания будет расти вплоть до образования сквозного отверстия в пластине при $\alpha_0 \approx 4,5$. Это происходит в связи со все более медленным падением первичного давления в материале мишени в окрестности дна кратера.

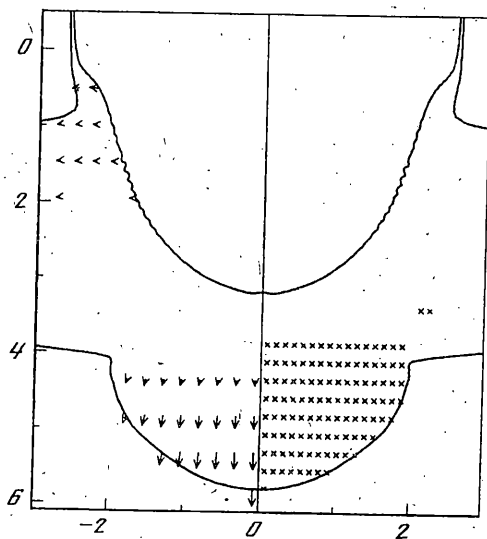
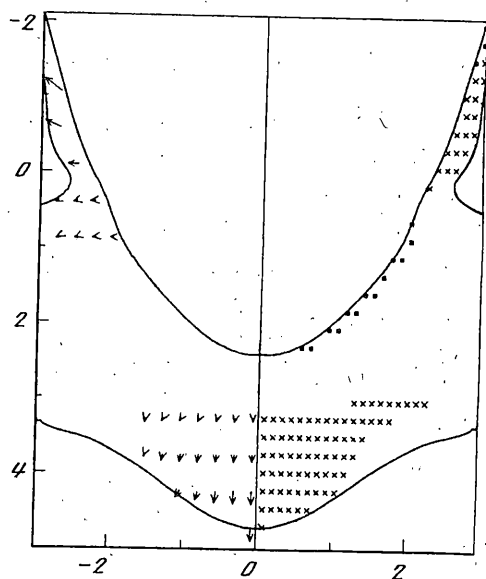
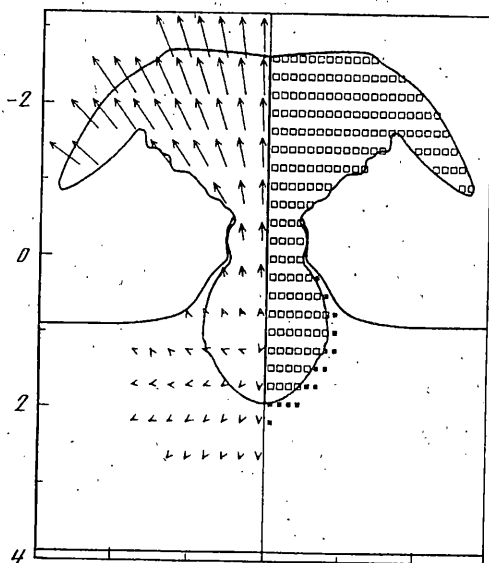
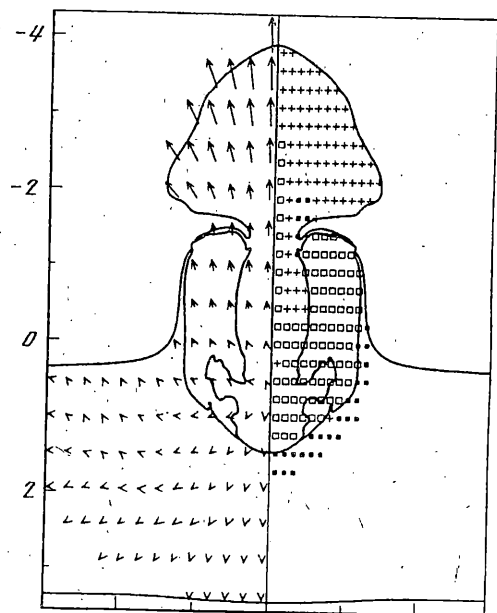
Наблюдается хорошее качественное и количественное совпадение результатов численного моделирования с экспериментальными данными.

С целью установить влияние свойств материала матрицы на глубину проникания рассмотрим удар монолитного алюминиевого цилиндра с исходной плотностью 2,71 г/см³, близкой к средней плотности стержня из стальных опилок. Остальные начальные условия не изменяются.

В процессе соударения алюминиевого стержня с более плотной стальной пластиной на начальной стадии проникания ($p = 58,1$ ГПа) возникает сильное радиальное течение, приводящее к интенсивному расходованию материала головной части ударника. В результате чего стационарный режим осуществляется с меньшим давлением, чем при ударе пористого стального цилиндра. Окончательная глубина кратера в момент времени $t = 11$ мкс равна 5,1 мм, диаметр — 7,8 мм (см. фиг. 5; при $t = 1$ мкс: —1,2... —0,7 ГПа — (светлый квадрат); 3,6...5,8 ГПа — (прямой крест); 5,8...11,6 ГПа — (косой крест); 11,6...14,5 ГПа — (темный квадрат); $u_{\max} = 3,69$ км/с; при $t = 3$ мкс: —1,9... —1,1 ГПа — (светлый квадрат); 0,8...1,3 ГПа — (прямой крест); 1,3...2,5 ГПа — (косой крест); 2,5...3,2 ГПа — (темный квадрат); $u_{\max} = 3,89$ км/с).

Результаты расчетов и соответствующих экспериментов сведены в таблицу, где ρ_{00} — средняя начальная плотность материала ударника, d_0 , l_0 — исходные диаметр и длина ударника, l_1 , l_2 — глубина кратера в расчете и эксперименте, d_1 , d_2 — диаметр кратера в расчете и эксперименте.

На фиг. 6 представлена картина проникания монолитного цилиндра через 4,75 мкс ($u_{\max} = 11,14$ км/с) и 36,24 мкс ($u_{\max} = 0,59$ км/с) после соударения, на фиг. 7 — пористого через 2,75 мкс ($u_{\max} = 19,58$ км/с) и 41,75 мкс ($u_{\max} = 0,49$ км/с). Толщина пластины — 3 см, скорость удара — 30 км/с. На фиг. 6, 7 также отмечены зона испарения (светлый квадрат) и двухфазная смесь жидкость — пар) (прямой крест).



Фиг. 6

Фиг. 7

Видно, что при сверхвысокоскоростном взаимодействии эффективность пористого ударника в сравнении с монолитным падает. Глубина кратера от пористого цилиндра при скорости удара 30 км/с на 13% глубже кратера от монолитного цилиндра, материал которого оказывается внутри схлопнувшегося над ним материала мишени ($t = 4,75$ мкс).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00293).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рини Т. Численное моделирование явлений при высокоскоростном ударе // Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973. С. 164–219.
2. Калмыков С.Г., Кукуджанов В.Н. Метод потоков и корректирующих маркеров (ПИКМ-метод) для численного моделирования высокоскоростных соударений твердых тел: Препринт 529. М.: ИПМ РАН, 1993. 37 с.
3. Vorobiey O.Y., Lomov I.N., Shutov A.U., Kondakov V.I., Ni A.L., Fortov V.E. Application schemes on moving grids for numerical simulation of hyperlocity impact simulation // Intern. J. Impact Enging. 1995. V. 17. No. 4–6. P. 891–902.
4. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Козорезов К.И., Хабибуллин М.В., Югов Н.Т. Особенности высокоскоростного проникания сильно пористого ударника в мишень конечной толщины // ДАН. 1997. Т. 355. № 2. С. 192–195.
5. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
6. Жуков А.В. Константы и свойства уравнений состояния с линейной P - ρ - E связью // Механика деформируемого твердого тела. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. С. 43–46.
7. Басов Б.И., Левин А.Д., Сапунов В.Н. Анализ взрывного прессования железного порошка // Докл. I Всесоюз. симпоз. по импульсным давлениям. М.: ВНИИФТРИ, 1974. Т. 2. С. 84–89.
8. Жуков А.В. Интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния металлов в переменных: давление, плотность, энергия // Механика деформируемого твердого тела. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. С. 70–79.
9. Johnson J.N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 4. P. 2812–2825.
10. Carrol M.M., Holt A.C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. No. 4. Pt. 1. P. 1626–1635.
11. Белов Н.Н., Корнеев А.И., Николаев А.П. Численный анализ разрушений в плитах при действии импульсных нагрузок // ПМТФ. 1985. № 3. С. 132–136.
12. Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212–263.
13. Майнчен Д., Сак С. Метод расчета "Тензор" // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 185–211.
14. Хабибуллин М.В. Численное моделирование взаимодействия высокоскоростного ударника с системой пространственно разнесенных мишеней // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1997. Вып. 3. С. 18–24.
15. Козорезов К.И., Миркин Л.И. Упрочнение металлов при кумуляции ударных волн // ДАН. 1966. Т. 171. № 2. С. 324–326.

Томск, Москва

Поступила в редакцию
16.04.1997