

**ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНОГО РАЗОГРЕВА
НА ПОВЕДЕНИЕ ПОРИСТОГО ВЕЩЕСТВА
ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ**

*А. В. Аттетков, Л. Н. Власова, В. В. Селиванов,
В. С. Соловьев*

(Москва)

Распространение ударных волн слабой интенсивности (порядка нескольких гигапаскалей) в твердых пористых средах обладает рядом специфических особенностей [1], обусловленных негомогенностью уравнения состояния вещества [2]. Особенности поведения пористого вещества в диапазоне давлений, сравнимых с его прочностью, связаны с необратимым характером деформации среды и существенным влиянием его прочностных и вязких свойств [2]. В [3] показано, что аномальное поведение ударной адиабаты нельзя объяснить, исходя из предположения о состоянии термодинамического равновесия пористого вещества при ударном сжатии. В качестве основной причины отсутствия термодинамического равновесия за ударным фронтом указывается на неравномерность разогрева вещества, что подтверждают также экспериментальные исследования [4—6]. Результаты [7, 8] свидетельствуют о том, что разогрев пористого вещества наиболее значителен в окрестностях пор, при этом температура разогрева может превышать температуру плавления.

Теоретические исследования, проведенные в [9], позволили установить особенности поведения пористого вещества при ударном сжатии, обусловленные локальным плавлением материала в окрестностях пор. Показано, что снижение механической прочности вещества вследствие локального плавления приводит к излому ударной адиабаты в точке начала плавления. При этом неоднородность распределения диссипированной энергии существенно зависит от начальной пористости вещества. Исследования [9] проведены в предположении, что характерные времена захлопывания пор существенно меньше характерных времен тепловой релаксации.

Экспериментальные исследования [10—12] свидетельствуют о значительном влиянии на неравновесный характер выделения тепла при ударном сжатии вещества начального размера пор, наиболее отчетливо проявляющемся в области низких давлений нагружения. Аналогичные закономерности наблюдались при исследовании влияния размера частиц на чувствительность зарядов взрывчатых веществ к воспламенению [13—15].

В данной работе исследуется влияние начального размера пор на характер разогрева вещества при ударном сжатии. Анализируется влияние амплитуды ударной волны, коэффициента вязкости и предела текучести на величину максимально возможного разогрева. Изучается зависимость динамики разогрева пористого вещества от теплофизических свойств материала.

Рассмотрим поведение пористого вещества при распространении стационарной ударной волны слабой интенсивности, амплитуда которой настолько мала, что сжимаемостью твердого тела можно пренебречь, но достаточно велика, чтобы в окрестностях пор возникло вязкопластическое течение. В данном диапазоне давлений ширина фронта ударной волны значительно больше размеров неоднородностей [1], а изменение плотности происходит в основном за счет схлопывания пор. Исследование поведения пористого вещества будем проводить на основе модели сферических ячеек [1; 2], считая, что плотность твердого тела ρ_t в рассматриваемом диапазоне давлений постоянна. Параметр пористости, равный отношению полного объема вещества к объему твердого тела, есть $\alpha = b^3/(b^3 - a^3)$, где b и a — текущие радиусы ячейки и поры. Величина начального радиуса

ячейки b_0 определяется из условия, что суммарная масса ячеек в единице массы равна 1, т. е. $4\pi N\rho_T(b_0^3 - a_0^3)/3 = 1$, где N — число ячеек в единице массы. Последнее условие с использованием определения для параметра начальной пористости α_0 можно записать также в виде

$$4\pi N\rho_T a_0^3/[3(\alpha_0 - 1)] = 1.$$

Следовательно, изменение начального размера пор a_0 в веществе с заданной пористостью α_0 эквивалентно изменению общего количества ячеек (пор) в единице массы вещества.

В системе координат, связанной с волной, амплитуда p и скорость ударной волны D определяются интегральными законами сохранения на ударном фронте, которые с учетом связи $\rho = \rho_T/\alpha$ (предполагается, что количество газа в порах незначительно) приводятся к выражению [1]

$$(1) \quad p - p_0 = \rho_T D^2 (\alpha_0 - \alpha)/\alpha_0^2,$$

где ρ — плотность пористой среды; $p_0 = -(2Y/3) \ln [(\alpha_0 - 1)/\alpha_0]$ — амплитуда упругого предвестника. При этом значение волновой скорости D должно превышать некоторую величину $D_0 = \{2Y\alpha_0/[3\rho_T(\alpha_0 - 1)]\}^{1/2}$, характеризующую минимальную скорость распространения стационарной ударной волны в пористой среде [2].

Функциональная связь между средним давлением p в пористой среде и параметром пористости α в уравнении (1) определяется из решения динамической задачи о деформировании материала твердой фазы в окрестности поры. Уравнения неразрывности и движения при сферически-симметричном сжатии ячейки в системе координат, связанной с центром поры, когда имеется только радиальное движение и все параметры зависят от эйлеровой координаты r и времени t , имеют вид

$$(2) \quad \partial\rho_T/\partial t + r^{-2}\partial(\rho_T r^2 v)/\partial r = 0;$$

$$(3) \quad \rho_T (\partial v/\partial t + v\partial v/\partial r) = \partial\sigma_r/\partial r + (2/r)(\sigma_r - \sigma_\theta).$$

Материал твердой фазы в исследуемом диапазоне давлений подчиняется соотношениям вязкопластической среды

$$(4) \quad \sigma_r - \sigma_\theta = Y + 2\eta(\partial v/\partial r - v/r).$$

Граничное условие на поверхности поры запишется в форме

$$(5) \quad \sigma_r|_{r=a} = 0.$$

Здесь v — скорость радиального движения; σ_r и $\sigma_\theta = \sigma_\phi$ — компоненты тензора напряжений; Y и η — предел текучести и коэффициент вязкости твердого тела.

Используя предположение о несжимаемости материала твердой фазы ($\rho_T = \text{const}$), определим первый и второй интегралы уравнения (2) в виде

$$(6) \quad v = \dot{a}(a/r)^2, \quad r^3 - r_0^3 = a^3 - a_0^3,$$

где точка означает дифференцирование по времени; индекс нуль относится к начальным значениям величин.

Учитывая, что давление в твердой фазе $p_T = -(\sigma_r + 2\sigma_\theta)/3$, и используя (4), (6), преобразуем уравнение (3) к виду

$$(7) \quad \rho_T(\partial v/\partial t + v\partial v/\partial r) = -\partial p_T/\partial r + 2Y/r.$$

Влияние вязкости на процесс при этом будет проявляться только через граничное условие, которое с учетом (6) запишется в виде

$$(8) \quad p_T|_{r=a} = 2Y/3 - 4\eta\dot{a}/a.$$

Интегрируя (7) по радиусу от a до r и учитывая (6), (8), получим распределение давлений $p_T(r, t)$ в окрестности поры, усреднение которого по объему твердого тела сферической ячейки позволяет определить среднее

макроскопическое давление в твердой фазе пористого вещества:

$$(9) \quad p_1 = -\rho_T \left[a(1-\varphi_1) \ddot{a} + \frac{3}{2}(1-\varphi_2) \dot{a}^2 \right] - \frac{4\eta\dot{a}}{a} - \frac{2Y\alpha}{3} \ln \frac{(\alpha-1)}{\alpha},$$

$$\text{где} \quad \varphi_1 = \frac{3(m^{1/3}-m)}{2(1-m)}, \quad \varphi_2 = \frac{m^{1/3}(2+m)-3m}{(1-m)}, \quad m = \frac{(\alpha-1)}{\alpha}.$$

Нетрудно показать, что среднее давление p в пористой среде в рассматриваемой модели связано со средним макроскопическим давлением p_1 в твердой фазе пористого вещества выражением

$$(10) \quad p = p_1/\alpha.$$

Совместное решение уравнений (9), (10) позволяет определить характер движения вещества в окрестности пор в зависимости от величины среднего давления в среде. При переходе от переменных (a, t) к переменным (α, t) система уравнений (9), (10) сводится к уравнению $p = p(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha)$, полученному в [2].

Локальный разогрев вещества при схлопывании пор, связанный с конкуренцией процессов тепловыделения за счет пластического и вязкого трения и теплоотвода вследствие теплопроводности, определяется из решения следующей системы уравнений:

$$(11) \quad c_T \rho_T \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\lambda_T}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{2}{3} (\sigma_r - \sigma_\theta) \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right),$$

$$r(0) = r_0, \quad T(0, r) = T_0, \quad v(0, r) = 0,$$

$$\partial T / \partial r |_{r=a} = 0, \quad \partial T / \partial r |_{r=b} = 0,$$

где c_T, λ_T, T — коэффициенты теплоемкости и теплопроводности и температура твердого тела.

Введем безразмерные переменные и параметры:

$$\tau = \frac{t}{a_0} \left(\frac{p}{\rho_T} \right)^{1/2}, \quad R = \frac{r}{a_0}, \quad R_1 = \frac{a}{a_0}, \quad R_2 = \frac{b}{a_0}, \quad w_1 = \dot{a} \left(\frac{p}{\rho_T} \right)^{-1/2},$$

$$\beta = \frac{Y}{p}, \quad Re = \frac{a_0 \sqrt{p \rho_T}}{\eta}, \quad Pr = \frac{c_T \eta}{\lambda_T} = \frac{\eta}{\kappa_T \rho_T}, \quad \Theta = \frac{c_T \rho_T}{p} (T - T_0).$$

Здесь κ_T — коэффициент температуропроводности твердого тела; w_1 — скорость движения границы поры; индексы 1 и 2 определяют координаты радиуса поры и радиуса сферической ячейки. Параметр β характеризует пластические свойства вещества, число Рейнольдса Re — его вязкие свойства, число Прандтля Pr — соотношение между количеством теплоты, выделившимся в результате вязкого трения, и количеством теплоты, отведенным теплопроводностью.

В новых переменных с учетом (4), (6) уравнение (11), описывающее нестационарный разогрев вещества в окрестности поры, приводится к виду

$$(12) \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + w_1 \left(\frac{R_1}{R} \right)^2 \frac{\partial \Theta}{\partial R} - \frac{1}{Pr Re R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right) - 2\beta \frac{w_1 R_1^2}{R^3} + \frac{12}{Re} \frac{w_1^2 R_1^4}{R^6},$$

а закон изменения радиуса поры R_1 и скорость ее движения w_1 определяются из решения следующей системы дифференциальных уравнений:

$$(13) \quad (1-\varphi_1) \frac{dw_1}{d\tau} = - \frac{3(1-\varphi_2)}{2R_1} w_1^2 - \frac{4w_1}{Re R_1^2} - \frac{\alpha}{R_1} \left[1 + \frac{2\beta}{3} \ln \frac{(\alpha-1)}{\alpha} \right],$$

$$dR_1/d\tau = w_1,$$

где коэффициенты φ_1 и φ_2 определяются в соответствии с (9).

Начальные и граничные условия имеют вид

$$(14) \quad R_1(0) = 1, \quad w_1(0) = 0, \quad \Theta(0, R) = 0,$$

$$\partial \Theta / \partial R |_{R=R_1} = 0, \quad \partial \Theta / \partial R |_{R=R_2} = 0.$$

Макроскопический параметр пористости в новых переменных определяется выражением

$$(15) \quad \alpha = 1 + R_1^3 (\alpha_0 - 1).$$

Последние два члена в уравнении (12) отражают мощность тепловыделения за счет пластического и вязкого трения соответственно.

Ввиду необратимого характера диаграммы нагрузки — разгрузки пористого вещества [16, 17] система уравнений (13) применима лишь в фазе нагружения ($w_1 \leq 0$, $0 \leq R_1 \leq 1$), поскольку при разгрузке необходимо учитывать упругие или упругопластические свойства среды.

Таким образом, рассмотрение динамики локального разогрева пористого вещества при ударном сжатии сводится к решению системы уравнений (12), (13), (15) с начальными и граничными условиями (14). Вид функции $\Theta(r, R)$ определяется набором независимых параметров (α_0 , β , Re и Pr), при этом параметр β ограничен величиной β_0 , характеризующей условие перехода вещества в пластическое состояние:

$$\beta \leq \beta_0 \equiv -(3/2) [\ln(\alpha_0 - 1)/\alpha_0]^{-1}.$$

Анализ уравнения (12) показывает, что наиболее высокие температуры возникают в окрестности поры. Определим величину максимально возможного разогрева, который может быть достигнут в предположении отсутствия процессов теплопроводности (это соответствует условию $Pr \rightarrow \infty$). Переходя в (12) от переменной τ к переменной R_1 (вследствие монотонности функции $R_1(\tau)$ в фазе нагружения) и учитывая граничное условие (14) при $R = R_1$, получим

$$(16) \quad \Theta_1(R_1) = -2\beta \ln R_1 + \frac{12}{Re} \int_1^{R_1} \frac{w_1(R'_1)}{R_1'^2} dR'_1,$$

где первое и второе слагаемые в правой части выражения определяют разогрев за счет пластического и вязкого трения соответственно.

При $R_1 \rightarrow 0$ ($\alpha \rightarrow 1$) член, связанный с пластичностью, имеет логарифмическую особенность, а слагаемое, связанное с вязким трением, стремится к ∞ по закону $R_1^{-5/2}$, поскольку при захлопывании поры $w_1 \sim \sim R_1^{-3/2}$ [2]. Аналогичный результат получен в [9] исходя из рассмотрения характера кумуляции энергии в окрестности пор. В действительности разогрев, определяемый уравнением (16), ограничен значением температуры плавления среды, в случае достижения которой вещество в окрестности поры переходит в жидкое состояние и параметр β становится равным нулю, поскольку $Y = 0$.

В предельном случае $Re \ll 1$ (это соответствует либо большим значениям коэффициента вязкости твердого тела, либо малым значениям начального радиуса поры a_0), пренебрегая инерционными членами в (13), получим явный вид выражения для скорости движения границы поры:

$$(17) \quad w_1(R_1) = -\frac{Re R_1}{4} [1 + R_1^3 (\alpha_0 - 1)] \left\{ 1 - \frac{2\beta}{3} \ln [1 + R_1^{-3} (\alpha_0 - 1)^{-1}] \right\}.$$

Закон движения границы поры, определяемый выражением $\tau = \int_1^{R_1} dR'_1/w_1(R'_1)$, с учетом (17) приводится к соотношению

$$(18) \quad \tau = \frac{2}{\beta Re} \ln \left[\frac{1 + (2\beta/3) \ln(1 - \alpha_0^{-1})}{1 - (2\beta/3) \ln [1 + R_1^{-3} (\alpha_0 - 1)^{-1}]} \right].$$

Подставляя (17) в (16) и проводя интегрирование, получим следующие зависимости:

$$\Theta_1(R_1) = F(R_1) - \frac{2\beta}{3} \int_{y_0}^y \frac{\ln(1+y')}{y'} dy',$$

$$F(R_1) = -2\beta \ln R_1 + (\alpha_0 - 1)(1 - R_1^3) - 3 \ln R_1 - 2\beta R_1^3 (\alpha_0 - 1) \ln \bar{R}_1 + \\ + (2\beta/3) \{ [1 + R_1^3 (\alpha_0 - 1)] \ln [R_1^3 + (\alpha_0 - 1)^{-1}] + \alpha_0 \ln (1 - \alpha_0^{-1}) \},$$

где $y = R_1^{-3} (\alpha_0 - 1)^{-1}$.

Последний интеграл выражается через элементарные функции:

$$\int_{y_0}^y \frac{\ln(1+y')}{y'} dy' = \frac{3}{2} \ln R_1 [2 \ln (\alpha_0 - 1) + 3 \ln R_1] - \sum_{l=1}^n (-1)^l \frac{(\alpha_0 - 1)^l (1 - R_1^{3l})}{l^2}.$$

При малых значениях начальной пористости α_0 , ограничиваясь первым членом ряда, после преобразований получим

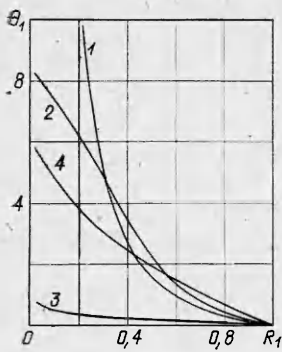
$$\Theta_1(R_1) = (\alpha_0 - 1)(1 - R_1^3)(1 - 2\beta/3) + (2\beta/3) \{ [1 + R_1^3 (\alpha_0 - 1)] \times \\ \times \ln [R_1^3 + (\alpha_0 - 1)^{-1}] + \alpha_0 \ln (1 - \alpha_0^{-1}) \} - 2\beta \ln R_1 [\ln (\alpha_0 - 1) + \\ + R_1^3 (\alpha_0 - 1) + 1] - 3 \ln R_1 (1 + \beta \ln R_1).$$

Из полученного выражения следует, что максимально возможный разогрев вещества с пористостью α_0 , но с различным начальным размером неоднородностей, начиная с некоторого радиуса поры, не зависит от величины a_0 и определяется только пластическими свойствами материала.

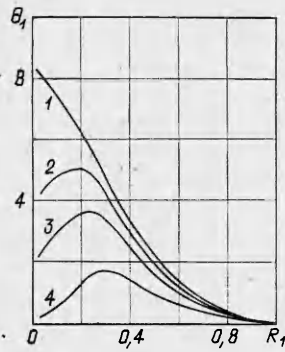
Для большинства металлов по литературным данным (см., например, [18—20]) значение коэффициента вязкости составляет $(10^3 - 10^4)$ Па·с. Принимая $\rho_T = 10^4$ кг/м³, получим, что при ударно-волновом нагружении в диапазоне давлений 1—10 ГПа параметр Рейнольдса принимает значения 0,03—1,0 при $a_0 = 100$ мкм и 0,003—0,1 при $a_0 = 10$ мкм. Таким образом, условие $Re \ll 1$ справедливо в широком диапазоне изменения значений a_0 .

Результаты численного решения уравнений (13), (16) приведены на фиг. 1. Кривые 1—3 иллюстрируют характер зависимости $\Theta_1(R_1)$ при $\alpha_0 = 1,11$, $\beta = 0,1$ и следующих значениях параметра Re : 1—10, 2—5, 3— ∞ . Кривая 4 определяет значение безразмерной температуры для случая $Re \ll 1$. Уменьшение числа Рейнольдса (эквивалентное уменьшению a_0) приводит к изменению характера нарастания Θ_1 , при этом разогрев становится существенным уже на начальных стадиях процесса схлопывания поры. Влияние пластических свойств среды, характеризующихся параметром β , на величину Θ_1 при фиксированных значениях параметров (α_0 , Re) сводится к уменьшению безразмерной температуры с уменьшением β .

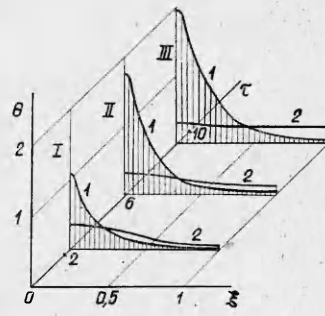
На возможность коллапса пор при сравнительно низких амплитудах ударных волн (порядка 1 ГПа) вследствие локального плавления и инерционного движения вещества к центру пустот указывалось в [2, 9]. Проведенные исследования показывают, что особенности в поведении пористой среды при ударном сжатии, обусловленные локальным плавлением вещества в окрестности неоднородностей, существенно зависят от начального размера пор и будут проявляться в узком диапазоне изменения значений a_0 . Данный вывод основан на том, что при больших числах Рейнольдса (соответствующих большим величинам a_0) коллапс пор, если и происходит, то за счет инерционного движения вещества к центру пустот, так как влияние локальных температурных градиентов в этом случае будет проявляться только на конечных стадиях процесса схлопывания пор. С уменьшением параметра Re условия образования локальной зоны плавления в окрестности пор могут возникать уже на начальных стадиях процесса их схлопывания, но при этом все возрастающее влияние на конечное значение температуры будут оказывать эффекты теплопроводности. При определенных условиях скорость теплоотвода превысит скорость тепловыделения при пластическом и вязком трении уже на начальных стадиях процесса, в результате чего вещество в окрестности пор практически не будет разогреваться.



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Для исследования влияния теплопроводности на динамику разогрева пористого вещества при ударном сжатии проведено численное интегрирование системы уравнений (12)–(15). Решение задачи производится путем перехода в подвижную систему координат с использованием переменной $\xi = (R - R_1)/(R_2 - R_1)$, $\xi \in [0, 1]$.

Используя формулы преобразования

$$\frac{\partial}{\partial R} = \frac{1}{(R_2 - R_1)} \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \right)_R = \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \right)_\xi + \frac{[\xi(\dot{R}_1 - \dot{R}_2) - \dot{R}_1]}{(R_2 - R_1)} \frac{\partial}{\partial \xi}$$

и учитывая, что $\dot{R}_1 = w_1$ и $\dot{R}_2 = w_1(R_1/R_2)^2$, преобразуем уравнение (12) к виду

$$(19) \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + f_1(\tau, \xi) \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = f_2(\tau) \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + f_3(\tau, \xi),$$

$$\text{где } f_1(\tau, \xi) = \frac{1}{(R_2 - R_1)} \left[w_1 \left\{ \xi \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 \right] + \left(\frac{R_1}{R} \right)^2 - 1 \right\} - \frac{2}{\text{Pr Re } R} \right],$$

$$f_2(\tau) = [\text{Pr Re } (R_2 - R_1)^2]^{-1},$$

$$f_3(\tau, \xi) = -2\beta w_1 R_1^2 R^{-3} + (12/\text{Re}) w_1^2 R_1^4 R^{-6},$$

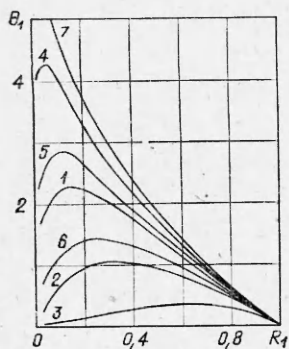
$$R(\xi) = R_1 + \xi(R_2 - R_1).$$

Начальные и граничные условия запишутся в виде

$$R_1(0) = 1, \quad R_2(0) = (1 - \alpha_0^{-1})^{-1/3}, \quad w_1(0) = 0, \quad \Theta(0, \xi) = 0, \\ \partial \Theta / \partial \xi|_{\xi=0} = 0, \quad \partial \Theta / \partial \xi|_{\xi=1} = 0.$$

Для определения профиля температуры $\Theta(\tau, \xi)$ используется следующий метод расчета. На каждом временном шаге $\Delta \tau$ из системы уравнений (13) вычисляются функции $R_1(\tau)$, $w_1(\tau)$ и $R_2(\tau) = R_1 [1 + R_1^{-3}(\alpha_0 - 1)^{-1}]^{1/3}$, значения которых подставляются в (19). Последнее уравнение с помощью неявной симметричной схемы аппроксимируется системой алгебраических уравнений, решение которой на каждом шаге по времени получается методом прогонки. Шаг $\Delta \tau$ во всей области изменения параметров (за исключением области $\text{Re} \ll 1$) принимался равным 10^{-2} . Численный эксперимент показывает, что требуемая точность достигается при выполнении условия $\Delta \tau / (\text{Pr Re } h^2) \geq 10^3$, где h — шаг по пространственной переменной. В области значений числа Рейнольдса, удовлетворяющих условию $\text{Re} \ll 1$, для определения значений функций $R_1(\tau)$, $w_1(\tau)$ использованы приближенные выражения (17), (18).

Степень влияния теплопроводности на разогрев пористого вещества характеризуется значением числа Прандтля. Кривые на фиг. 2 иллюстрируют характер изменения безразмерной температуры поверхности поры при различных значениях параметра Pr : 1 — ∞ ; 2 — 200; 3 — 20; 4 — 2, остальные параметры фиксированы: $\alpha_0 = 1,11$, $\beta = 0,1$, $\text{Re} = 5$. Умень-



Фиг. 4

шение числа Прандтля (эквивалентное увеличению коэффициента теплопроводности κ_T) приводит к уменьшению конечного (наибольшего по величине) значения температуры.

Конкурирующее влияние на динамику разогрева вещества процессов тепловыделения за счет пластического и вязкого трения и теплоотвода вследствие теплопроводности иллюстрируют температурные профили $\Theta(\tau, \xi)$, представленные на фиг. 3. Расчет проведен при $\alpha_0 = 1,11$, $\beta = 0,1$ и $Re = 1$. Цифры I—III соответствуют значениям радиуса поры \bar{r}_1 , равным 0,6; 0,32 и 0,2. При $Pr = 10^3$ (кривая I) скорость тепловыделения оказывает доминирующее влияние, что приводит к характерным температурным градиентам в окрестности поры и, как следствие, к значительной неравномерности разогрева пористого вещества. Температурный профиль при $Pr = 10$ (кривая 2) соответствует случаю, когда скорость теплоотвода преобладает над скоростью тепловыделения уже на начальных стадиях процесса схлопывания поры. Полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии числа Прандтля на формирующийся температурный профиль, а следовательно, и на время установления термодинамического равновесия в ударно-сжатом пористом веществе.

С уменьшением числа Рейнольдса степень влияния теплопроводности на динамику разогрева вещества и конечное значение температуры возрастает. С другой стороны, проведенные исследования показывают, что максимально возможный разогрев вещества с пористостью α_0 при фиксированном значении параметра β ограничен значением температуры Θ_1 , соответствующим случаю $Re \ll 1$. Влияние числа Прандтля на характер изменения температуры поверхности поры в области значений параметра $Re \ll 1$ показано на фиг. 4. Кривые 1—3 соответствуют значениям числа Рейнольдса $Re = 0,1$, 4—6 — $Re = 0,5$. Параметр Pr принимался равным 10^5 (кривые 1, 4), 10^4 (кривые 2, 5) и 10^3 (кривые 3, 6). Кривая 7 определяет максимально возможное значение безразмерной температуры при $Pr \rightarrow \infty$ ($\kappa_T = 0$), остальные параметры имеют те же значения, что и на фиг. 3. При фиксированном значении параметра Pr уменьшение числа Рейнольдса (эквивалентное уменьшению начального размера поры) приводит к существенному уменьшению конечного наибольшего по величине значения температуры Θ_1 , что подтверждает вывод о влиянии размера неоднородностей на условия образования локальной зоны плавления и время установления теплового равновесия в пористом веществе.

Число Прандтля для реальных веществ изменяется в широких пределах, что связано с широким диапазоном изменения значений коэффициентов вязкости и теплопроводности для различных сред. Так, для металлов, принимая $\rho_T = 10^4$ кг/м³, $\kappa_T = 10^{-4} - 10^{-5}$ м²/с и $\eta = 10^3 - 10^4$ Па·с, получим значения параметра $Pr = 10^3 - 10^5$.

С ростом амплитуды ударной волны параметр Рейнольдса увеличивается, а параметр β уменьшается, что будет приводить и к уменьшению времени схлопывания пор. Следовательно, с увеличением интенсивности ударной волны влияние начального размера пор на динамику разогрева вещества будет ослабевать, а точнее, смещаться в сторону меньших значений a_0 . Из последнего следует, что наиболее существенное влияние размера неоднородностей на характер разогрева пористого вещества при ударном нагружении будет проявляться в области давлений, сравнимых с его прочностью, что подтверждают также результаты экспериментальных исследований [10—12, 15].

Проведенные исследования показывают, что неравновесный характер разогрева вещества при ударном нагружении существенно зависит не только от начальной пористости, а и от начального размера пор. Наибольшие температуры достигаются в окрестностях неоднородностей структу-

ры, при этом величина максимально возможного разогрева в предельных случаях больших и малых значений числа Рейнольдса определяется только пластическими свойствами среды. В результате анализа влияния теплопроводности на формирующийся в окрестности поры температурный профиль получено, что конечное (наибольшее по величине) значение температуры и время установления теплового равновесия в ударно-сжатом пористом веществе в значительной степени зависят от начального размера неоднородностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дунин С. З., Сурков В. В. Структура фронта ударной волны в твердой пористой среде.— ПМТФ, 1979, № 5.
2. Дунин С. З., Сурков В. В. Динамика закрытия пор во фронте ударной волны.— ПММ, 1979, т. 43, № 3.
3. Трофимов В. С., Адагуров Г. А. и др. Аномальная ударная сжимаемость пористых материалов.— ФГВ, 1968, т. 4, № 2.
4. Blackburn J. H., Seely L. B. Source of the light recorded in photographs of shocked granular pressings.— Nature, 1962, vol. 194, N 4826.
5. Blackburn J. H., Seely L. B. Light emitted from shocked granular sodium chloride in a vacuum.— Nature, 1964, vol. 202, N 4929.
6. Нестеренко В. Ф. Электрические эффекты при ударном нагружении контакта металлов.— ФГВ, 1975, т. 11, № 3.
7. Беляков Г. В. Ударная деформация зернистых сред.— ДАН СССР, 1974, т. 248, № 6.
8. Беляков Г. В., Лифшиц Л. Д., Родионов В. Н. Ударная деформация неоднородной среды, моделируемой набором стальных шариков.— Изв. АН СССР. Физика земли, 1974, № 10.
9. Дунин С. З., Сурков В. В. Эффекты диссипации энергии и влияние плавления на ударное сжатие пористых тел.— ПМТФ, 1982, № 1.
10. Нестеренко В. Ф. Ударное сжатие многокомпонентных материалов.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 29. Механика взрывных процессов. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1977.
11. Беляков Г. В., Родионов В. Н., Самосадный В. П. О разогреве пористого вещества при ударном сжатии.— ФГВ, 1977, т. 13, № 4.
12. Роман О. В., Нестеренко В. Ф., Пикус И. М. Влияние размера частиц порошка на процесс взрывного прессования.— ФГВ, 1979, т. 15, № 5.
13. Shott C. L. Effect of particle size on shock initiation of PETN, RDX and TETRYL.— In: Proc. 5 th Symp. (Internat.) on Detonation. Office of Naval Research ACR-184, 1970.
14. Taylor B. C., Ervin L. H. Separation of ignition and buildup to detonation in pressed TNT.— In: Proc. 6th Symp. (Internat.) on Detonation. Office of Naval Research ACR-221, 1976.
15. Howe P., Frey R., Taylor B., Boyle V. Shock initiation and the critical energy concept.— In: Proc. 6th Symp. (Internat.) on Detonation. Office of Naval Research ACR-221, 1976.
16. Boade V. R. Principal Hugoniot, second-shock Hugoniot and release behavior of pressed copper powder.— J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 11.
17. Bhatt J. J., Carroll M. M., Shatz J. F. A spherical model calculation for volumetric response of porous rocks.— Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech., 1975, vol. 42, N 2.
18. Минеев В. Н., Савинов Е. В. Вязкость и температура плавления алюминия, свинца и хлористого натрия при ударном сжатии.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, № 3.
19. Степанов Г. В. Коэффициент вязкости металлических материалов при высокоскоростном деформировании в упругопластических волнах нагрузки.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
20. Канель Г. И. Вязкоупругие свойства металлов в ударной волне.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах Черноголовка, 1978.

Поступила 10/X 1983 г.