

УДК 662.215.5+534.222.2

ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГОРЯЧИХ ТОЧЕК В ДВУХФАЗНОМ ПОРИСТОМ МАТЕРИАЛЕ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

А. В. Аттетков, А. В. Котович, Е. В. Пилявская

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет), 105005 Москва, fn2@bmstu.ru, kkkot@bmstu.ru

Представлены обобщенные результаты численного анализа влияния мезоскопических процессов тепловой диссипации и теплопереноса на формируемое температурное поле в ударно-сжатом вязкопластическом пористом материале, содержащем сферические поры с тонким слоем пластификатора на поверхности затекаемых пор. Полученные результаты использованы для теоретической оценки влияния механических свойств фаз на критические условия ударно-волнового инициирования химической реакции в двухфазном пористом энергетическом материале.

Ключевые слова: двухфазный пористый энергетический материал, ударно-волновое нагружение, температурное поле, критические условия инициирования химической реакции.

DOI 10.15372/FGV2023.9416

EDN AMWKKV

ВВЕДЕНИЕ

В теоретических исследованиях ударно-волнового инициирования процессов взрывных превращений в твердых энергетических материалах (ЭМ) важное место занимает вязкопластическая модель горячих точек (ГТ) — локализованных зон динамического перегрева ударно-сжатого ЭМ (см., например, работы [1, 2] и библиографию в них). Ее применение позволяет объяснить наблюдаемые сложные закономерности, присущие ударно-волновой чувствительности пористых ЭМ [1–7].

Анализ работ показывает, что при слабых ударных волнах (УВ) с интенсивностью, достаточной для проявления поверхностно-прочностных эффектов (прочности окрестности индивидуальных пор [8]), мезоскопические процессы тепловой диссипации и теплопереноса становятся определяющими при формировании температурного поля в ударно-сжатом пористом материале. При построении математической модели изучаемого материала это приводит к появлению дополнительного мезоскопического масштаба — радиуса поры, характеризующего внутреннюю степень свободы при радиальных движениях в окрестности пор. При этом, рассматривая ударно-сжатый пористый материал как термодинамическую систему с внутренней степенью свободы, необходимо и в аргументах удельной внутренней энергии учитывать дополнительные источники тепловой диссипации мезоскопического масштаба.

Несмотря на достигнутый прогресс, окончательное представление о вязкопластической модели ГТ еще не сложилось и имеется ряд дискуссионных положений. Актуальным, в частности, остается вопрос о влиянии тонкого слоя пластификатора (далее — термически тонкого покрытия) на поверхности пластически затекаемых пор на формируемое температурное поле и критические условия инициирования химической реакции в ударно-сжатом пористом ЭМ. Изучение этого вопроса является основной целью настоящей работы.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим задачу о стационарной УВ, распространяющейся со скоростью D в двухфазном пористом материале — несжимаемой вязкопластической среде (фаза s) с постоянным коэффициентом вязкости η и пределом текучести Y , содержащей сферические поры одинакового радиуса (регулярная ячеистая схема [9]) с покрытием их поверхности слоем постоянной толщины (фаза c — несжимаемая вязкая среда с постоянным коэффициентом вязкости μ).

Введем следующие предположения.

1. Характерная ширина фронта УВ много больше размера пор и расстояния между ними [10–13].

2. Объемным содержанием фазы c в единице объема двухфазного пористого материала можно пренебречь.

3. Тепловой контакт на границе раздела фаз идеален, покрытие является термически тонким, т. е. допустима реализация идеи «сосредоточенная емкость» [14]: среднеинтегральная по толщине покрытия температура

$$\langle T(t) \rangle = \frac{3}{c^3 - a^3} \int_a^c T(r, t) r^2 dr$$

равна как температурам его границ, так и температуре подвижной границы раздела фаз:

$$T(a + 0, t) = T(c - 0, t) = \langle T(t) \rangle = T(c + 0, t), \quad t \geq 0,$$

где a — радиус поры (наличием газа в порах пренебрегаем), c — радиус границы раздела фаз сферического объема характерного (представительного) элемента двухфазного пористого ЭМ радиуса b .

С учетом принятых предположений и ранее полученных результатов [13, 15] интегралы уравнений сохранения массы и импульса пористого ЭМ в системе координат, связанной с УВ, можно представить в следующем виде:

$$p - p_0 = \rho_s D^2 (\alpha_0 - \alpha) \alpha_0^{-2}, \quad (1)$$

справедливом для всех промежуточных состояний во фронте волны, где

$$p_0 = \frac{2Y}{3} \ln \frac{\alpha_0}{\delta + \alpha_0 - 1}$$

— амплитуда упругого предвестника. При этом зависимости между среднеинтегральными и фазовыми значениями величин определяются как

$$p = \frac{(1 - \delta)p_s + \delta p_c}{\alpha}; \quad \rho = \frac{(1 - \delta)\rho_s + \delta \rho_c}{\alpha} \approx \frac{\rho_s}{\alpha};$$

$$p_s = \langle p_s(r, t) \rangle = \frac{3}{b^3 - c^3} \int_c^b p_s(r, t) r^2 dr; \quad p_c = \langle p_c(r, t) \rangle = \frac{3}{c^3 - a^3} \int_a^c p_c(r, t) r^2 dr;$$

$$\alpha = \frac{b^3}{b^3 - a^3}, \quad \delta = \frac{c^3 - a^3}{b^3 - a^3}.$$

Здесь p — давление; ρ — плотность; α, δ — концентрационные симплексы; индекс 0 соответствует параметрам состояния пористого ЭМ перед фронтом УВ.

Результирующее уравнение связи $g(p, \alpha) = 0$, определяющее скачок начального состояния ЭМ во фронте УВ в (1), имеет вид:

$$p = p_d(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha, \delta, \gamma) + p_V(\dot{\alpha}, \alpha, \delta, \zeta) + p_Y(\alpha, \delta); \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
p_d(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha, \delta, \gamma) &= \frac{\rho_s a_0^2}{(\alpha_0 - 1)^{2/3}} \left\{ -A(\alpha, \delta, \gamma) \frac{\ddot{\alpha}}{\alpha} + B(\alpha, \delta, \gamma) \frac{\dot{\alpha}^2}{6\alpha} \right\}; \\
A(\alpha, \delta, \gamma) &= A_1(\alpha, \delta) + \gamma A_2(\alpha, \delta); \\
A_1(\alpha, \delta) &= \frac{1 - \delta}{3(\delta + \alpha - 1)^{1/3}} + \frac{(\delta + \alpha - 1)^{2/3} - \alpha^{2/3}}{2}; \\
A_2(\alpha, \delta) &= \frac{1}{3(\alpha - 1)^{1/3}} + \frac{(\alpha - 1)^{2/3} - (\delta + \alpha - 1)^{2/3}}{2} - \frac{1 - \delta}{3(\delta + \alpha - 1)^{1/3}}; \\
B(\alpha, \delta, \gamma) &= B_1(\alpha, \delta) + \gamma B_2(\alpha, \delta); \\
B_1(\alpha, \delta) &= \frac{1}{\alpha^{1/3}} - \frac{1}{(\delta + \alpha - 1)^{1/3}} + \frac{1 - \delta}{3(\delta + \alpha - 1)^{4/3}}; \\
B_2(\alpha, \delta) &= \frac{1}{(\delta + \alpha - 1)^{1/3}} - \frac{1}{(\alpha - 1)^{1/3}} + \frac{1}{3(\alpha - 1)^{4/3}} - \frac{1 - \delta}{3(\delta + \alpha - 1)^{4/3}}; \\
p_V(\dot{\alpha}, \alpha, \delta, \zeta) &= -\frac{4\eta\dot{\alpha}}{3\alpha(\alpha - 1)} \frac{(\alpha - 1)(1 - \delta) + \zeta\alpha\delta}{\delta + \alpha - 1}; \\
p_Y(\alpha, \delta) &= \frac{2Y}{3} \ln \frac{\alpha}{\delta + \alpha - 1},
\end{aligned}$$

где $\gamma = \rho_c/\rho_s$, $\zeta = \mu/\eta$ — симплексы подобия физических и вязких свойств материалов фаз пористого ЭМ; точкой обозначена производная по переменной t . При $\delta = 0$ и $\gamma = 1$ структура функционалов в (2) известна [10–12, 16–18], при $\delta = \delta(t)$ и $\gamma = 1$ — определена в [18, 19] при анализе влияния эффектов плавления на температурное поле ударно-сжатого пористого материала.

Динамические слагаемые $p_d(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha, \delta, \gamma)$ и $p_V(\dot{\alpha}, \alpha, \delta, \zeta)$ в (2) отражают соответственно инерционные и вязкие эффекты при пластическом затекании пор, слагаемое $p_Y(\alpha, \delta)$ характеризует статическое сопротивление материала фазы s .

При анализе вязкопластической модели образования ГТ в ударно-сжатом пористом ЭМ наибольший интерес представляет сильновязкий режим пластического затекания пор [1], реализуемый при числах Рейнольдса $Re = a_0\sqrt{p_e\rho_s}/\eta \ll 1$, где p_e — амплитуда УВ. Отличительная особенность данного режима затекания пор — преобладающее влияние на структуру фронта УВ механических свойств материалов фаз двухфазного пористого материала [13]. УВ имеет монотонный профиль, скорость деформации пористого материала внутри ударного фронта согласно (1), (2) в пренебрежении инерционным слагаемым $p_d(\ddot{\alpha}, \dot{\alpha}, \alpha, \delta, \gamma)$ в (2) определяется как

$$\dot{\alpha} = -\frac{3\rho_s D^2}{4\eta} \frac{\alpha(\alpha - 1)(\delta + \alpha - 1)}{(\alpha - 1)(1 - \delta) + \zeta\alpha\delta} \left[\frac{\alpha_0 - \alpha}{\alpha_0^2} + \frac{2Y}{3\rho_s D^2} \ln \frac{\alpha_0(\delta + \alpha - 1)}{\alpha(\delta + \alpha_0 - 1)} \right], \quad (3)$$

при этом

$$D \geq D_{min} = \left\{ \frac{2Y}{3\rho_s} \frac{\alpha_0(1 - \delta)}{(\delta + \alpha_0 - 1)[1 + (\gamma - 1)\delta]} \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

Существование минимальной скорости распространения УВ обусловлено проявлением механических свойств двухфазного пористого материала. При $\delta = 0$ и $\gamma = 1$ равенство (4) известно [10].

Равновесное состояние двухфазного пористого материала за фронтом УВ в рассматриваемом (сильновязком) режиме затекания пор определяется как

$$\alpha_e = (1 - \delta) \left[1 - \exp \left(-\frac{3p_e}{2Y} \right) \right]^{-1}. \quad (5)$$

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ

На стадии, предшествующей ударно-волновому инициированию химической реакции в двухфазном пористом ЭМ, с учетом предположения 3 и ранее полученных результатов [15] математическую модель процесса формирования температурного поля в изучаемой системе можно представить в следующем виде:

$$c_s \rho_s \left[\frac{\partial T(r, t)}{\partial t} + v_r(r, t) \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right] = \frac{\lambda_s}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} - 2Y \frac{v_r(r, t)}{r} + 12\eta \left[\frac{v_r(r, t)}{r} \right]^2, \quad (6)$$

$$c(t) < r < b(t), \quad t > 0;$$

$$r(t)|_{t=0} = r_0; \quad v_r(r, t)|_{t=0} = 0; \quad T(r, t)|_{t=0} = T_0; \quad \left. \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right|_{r=b(t)} = 0;$$

$$\lambda_s \left. \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right|_{r=c(t)} = \frac{c(t)}{3} \frac{\delta}{\delta + \alpha - 1} \left[c_c \rho_c \left. \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} \right|_{r=c(t)} - \frac{4\mu}{3} \frac{\dot{\alpha}^2(t)}{(\alpha - 1)(\delta + \alpha - 1)} \right];$$

$$v_r(r, t) = \frac{a_0^3 \dot{\alpha}(t)}{3(\alpha_0 - 1)r^2}; \quad r^3 = r_0^3 + a^3(t) - a_0^3,$$

где c_k, λ_k ($k \in \{\text{фазы } s, c\}$) — удельная массовая теплоемкость и теплопроводность соответственно; скорость деформации $\dot{\alpha}(t)$ пористого ЭМ во фронте УВ в анализируемом (сильновязком) режиме затекания пор определяется равенством (3).

Математическая модель (6) представляет собой смешанную задачу для уравнения в частных производных второго порядка параболического типа, в которой наличие термически тонкого покрытия на поверхности пор фактически учтено специфическим краевым условием на границе раздела фаз $r = c(t)$, явно содержащим производную температуры по времени. Применение данной модели позволяет значительно сократить затраты при проведении вычислительного эксперимента. Отметим также, что рассматриваемая модель допускает корректное уточнение и путем решения задачи параметрической идентификации можно установить условие ее применимости [20].

Для достижения основной цели исследований вначале предполагаем, что процесс теплопереноса не оказывает существенного влияния на формируемое температурное поле ударно-сжатого пористого материала, формально полагая в (6) $\lambda_s = 0$. Это позволяет представить скорость изменения температуры подвижной границы раздела фаз в виде

$$c_c \rho_c \left. \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} \right|_{r=c(t)} = \frac{4\mu}{3} \frac{\dot{\alpha}^2(t)}{(\alpha - 1)(\delta + \alpha - 1)}, \quad t \geq 0,$$

а приращение объемной плотности диссипированной энергии на границе раздела фаз записать так:

$$c_s \rho_s [T(c, t) - T_0] = \frac{4\mu}{3\varepsilon} \int_{\alpha_0}^{\alpha} \frac{\dot{\alpha}(\alpha') d\alpha'}{(\alpha' - 1)(\delta + \alpha' - 1)},$$

где $\varepsilon = (c_c \rho_c)(c_s \rho_s)^{-1}$ — симплекс подобия физических свойств фаз пористого материала. При этом важно заметить, что приращение объемной плотности диссипированной энергии на межфазной границе зависит от вязких свойств фаз, в то время как суммарное ее приращение во фронте УВ — лишь от концентрационных симплексов двухфазного пористого материала:

$$e = e_Y + e_V,$$

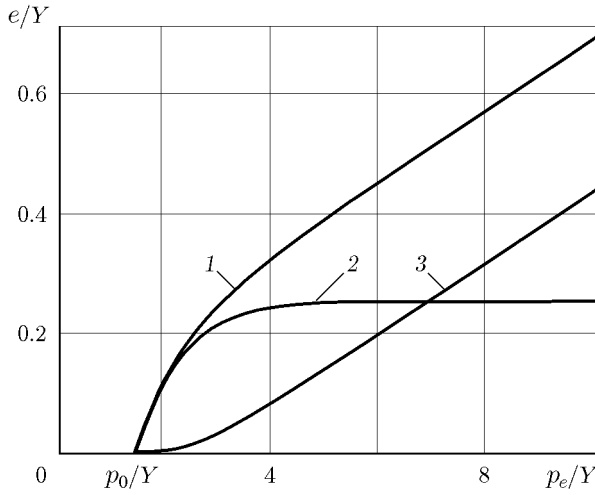


Рис. 1. Зависимость суммарного приращения объемной плотности диссипированной энергии (кривая 1) в ударно-сжатом пористом материале и ее составляющих, обусловленных пластическими деформациями материала (кривая 2) и работой вязких сил (кривая 3) от амплитуды ударной волны при $\alpha_0 = 1.11$ (пористость $\phi_0 = 0.1$), $\delta = 0.01$

$$e_Y = \frac{2Y}{3} \left[\alpha \ln \frac{\delta + \alpha - 1}{\alpha} - \alpha_0 \ln \frac{\delta + \alpha_0 - 1}{\alpha_0} - (1 - \delta) \ln \frac{\delta + \alpha - 1}{\delta + \alpha_0 - 1} \right];$$

$$e_V = \frac{2Y}{3} \left[\frac{\alpha_0 - \alpha}{2} \ln \frac{\alpha(\delta + \alpha_0 - 1)}{\alpha_0(\delta + \alpha - 1)} + \alpha \ln \frac{\alpha(\delta + \alpha_0 - 1)}{\alpha_0(\delta + \alpha - 1)} + (1 - \delta) \ln \frac{\delta + \alpha - 1}{\delta + \alpha_0 - 1} \right],$$

где равновесное значение $\alpha = \alpha_e$ за фронтом УВ определено по (5); нижний индекс e в формулах для упрощения записи опущен.

С возрастанием амплитуды УВ вклад составляющей e_V , определяющей эффект проявления вязких свойств фаз пористого материала, в суммарное приращение диссипированной энергии при ударном переходе увеличивается (рис. 1). Проявление эффекта радиальной инерции в процессе пластического затекания пор приводит к необходимости учета дополнительного источника тепловой диссипации мезоскопического масштаба — кинетической энергии радиальных движений в окрестности пор:

$$e_k = \frac{\rho_s a_0^2 \dot{\alpha}^2}{6(\alpha_0 - 1)^{2/3}} \left[\frac{\gamma}{(\alpha - 1)^{1/3}} + \frac{1 - \gamma}{(\delta + \alpha - 1)^{1/3}} - \frac{1}{\alpha^{1/3}} \right].$$

В частности, эффект радиальной инерции наглядно проявляется при возникновении локальных зон плавления в окрестности пор ударного-сжатого пористого материала [19].

Для упрощения дальнейших исследований, связанных с анализом влияния мезоскопических процессов теплопереноса в сильновязком режиме затекания пор на формируемое температурное поле ударно-сжатого пористого материала, преобразуем математическую модель (6) к виду:

$$\frac{\partial \theta(\rho, \tau_\eta)}{\partial \tau_\eta} + w_1 \left(\frac{R_1}{\rho} \right)^2 \frac{\partial \theta(\rho, \tau_\eta)}{\partial \rho} = \frac{1}{\text{PrRe}^2} \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho^2 \frac{\partial \theta(\rho, \tau_\eta)}{\partial \rho} - 2\beta \frac{w_1 R_1^2}{\rho^3} + 12 \frac{w_1^2 R_1^4}{\rho^6}, \quad (7)$$

$$R_* < \rho < R_2, \quad \tau_\eta > 0; \quad \theta(\rho, 0) = 0; \quad R_1(0) = 1; \quad w_1(0) = 0;$$

$$\frac{\partial \theta(\rho, \tau_\eta)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R_*} = \frac{R_*}{3} \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_*} \right)^3 \right] \text{PrRe}^2 \left[\varepsilon \frac{\partial \theta(\rho, \tau_\eta)}{\partial \tau_\eta} \Big|_{\rho=R_*} - 12\zeta \frac{R_1 w_1^2}{R_*^3} \right]; \quad \frac{\partial \theta(\rho, \tau_\eta)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R_2} = 0,$$

где

$$R_* = R_1 \left[1 + \frac{\delta}{R_1^3(\alpha_0 - 1)} \right]^{1/3}, \quad R_2 = R_1 \left[1 + \frac{1}{R_1^3(\alpha_0 - 1)} \right]^{1/3},$$

а скорость и закон движения границы пластически затекаемой поры определяются как

$$w_1 = \frac{R_1}{4} \frac{\alpha(\delta + \alpha - 1)}{(\alpha - 1)(1 - \delta) + \zeta \alpha \delta} \left[\frac{2\beta}{3} \ln \frac{\alpha}{\delta + \alpha - 1} - 1 \right],$$

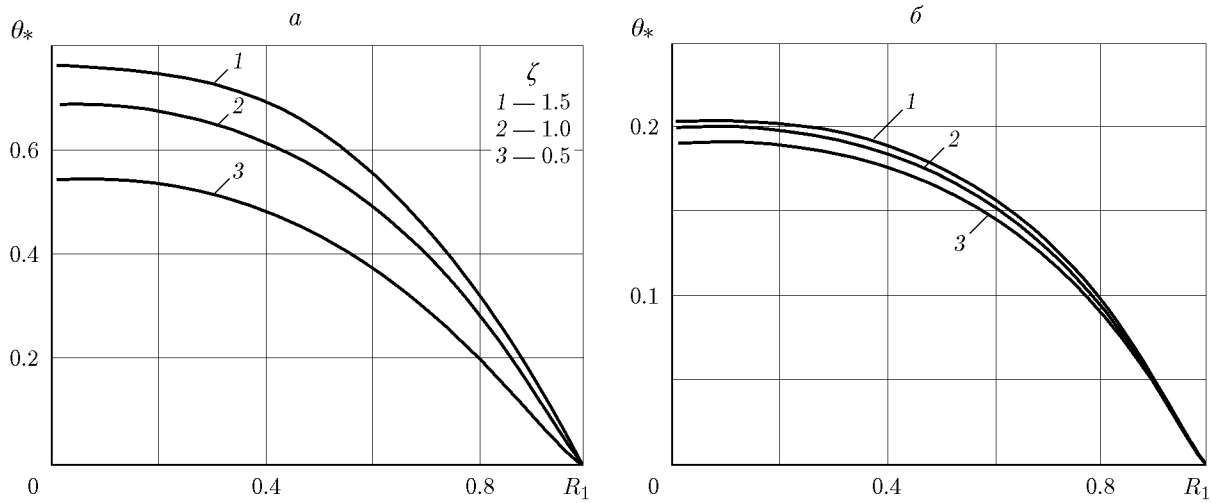


Рис. 2. Зависимость безразмерной температуры подвижной границы раздела фаз от безразмерного радиуса поры при $\text{Pr} = \infty$ (телоперенос отсутствует), значениях концентрационного симплекса $\delta = 0.1$ (а) и 0.5 (б) и различных значениях параметра ζ

$$\tau_\eta = \int_1^{R_1} \frac{dR'_1}{w_1(R'_1)}, \quad \alpha = 1 + R_1^3(\alpha_0 - 1). \quad (8)$$

В математической модели (7), (8) использованы следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\tau_\eta = \frac{p_e t}{\eta}, \quad \rho = \frac{r}{a_0}, \quad R_1 = \frac{a}{a_0}, \quad R_* = \frac{c}{a_0}, \quad R_2 = \frac{b}{a_0}, \quad w_1 = \frac{\eta \dot{a}}{\rho_s a_0},$$

$$\theta = \frac{c_s \rho_s}{p_e} (T - T_0), \quad \beta = \frac{Y}{p_e}, \quad \text{Re} = \frac{a_0 \sqrt{p_e \rho_s}}{\eta}, \quad \text{Pr} = \frac{c_s \eta}{\lambda_s}.$$

При $\text{Pr} = \infty$ (телоперенос отсутствует) максимально допустимая температура подвижной границы раздела фаз определяется по формуле

$$\theta_* \equiv \theta(R_*, \tau_\eta) = \frac{12\zeta}{\varepsilon} \int_0^{\tau_\eta} \frac{R_1(\tau'_\eta) w_1^2(\tau'_\eta)}{R_*^3(\tau'_\eta)} d\tau'_\eta, \quad \tau_\eta \geq 0,$$

и зависит от симплекса подобия физических свойств фаз ε ударно-сжатого пористого материала и от симплекса подобия его вязких свойств ζ .

Представление для функции $\theta_*(R_1)$ с учетом (8) можно записать в более удобном для практического применения виде:

$$\theta_*(R_1) = \frac{12\zeta}{\varepsilon} \int_1^{R_1} \frac{R'_1 w_1(R'_1)}{R_*^3(R'_1)} dR'_1 = \frac{3\zeta}{\varepsilon} \int_1^{R_1} \frac{\alpha(\alpha - 1)}{R'_1 [(\alpha - 1)(1 - \delta) + \zeta \alpha \delta]} \left[\frac{2\beta}{3} \ln \frac{\alpha}{\delta + \alpha - 1} - 1 \right] dR'_1,$$

$$\alpha = \alpha(R'_1) = 1 + R_1'^3(\alpha_0 - 1).$$

На рис. 2 представлены результаты расчетов температурного профиля $\theta_*(R_1)$ при значениях концентрационного симплекса $\delta = 0.1, 0.5$ и симплекса подобия вязких свойств фаз пористого материала $\zeta = 1.5, 1.0, 0.5$, на рис. 3 — при $\delta = 0, 0.01, 0.1, 0.5$ и $\zeta = 1$. Расчет

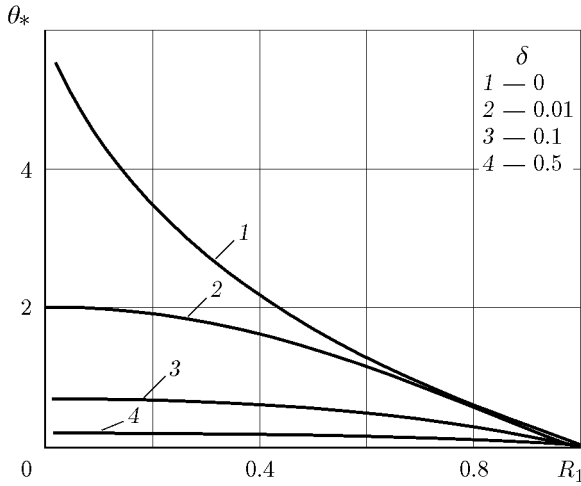


Рис. 3. Зависимость безразмерной температуры подвижной границы раздела фаз от безразмерного радиуса поры при $\text{Pr} = \infty$ (теплоперенос отсутствует), $\zeta = 1$ и различных значениях параметра δ

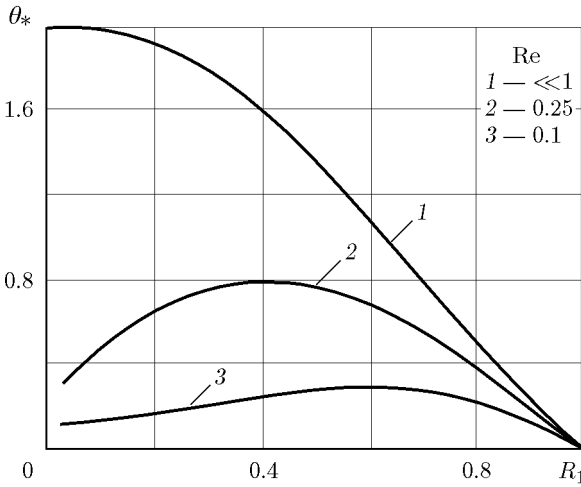


Рис. 4. Зависимость безразмерной температуры подвижной границы раздела фаз от безразмерного радиуса поры при отсутствии ($\text{Pr} = \infty$, кривая 1) и наличии ($\text{Pr} = 10^3$, кривые 2, 3) теплопереноса и различных значениях числа Рейнольдса

проведен при $\alpha_0 = 1.11$ (пористость $\phi_0 = 0.1$), $\beta = 0.1$, $\varepsilon = 1$. Видно, что в сильновязком режиме затекания пор увеличение объемного содержания фазы s приводит к значительному снижению влияния симплекса ζ на величину максимально достижимого разогрева (см. рис. 2), при этом качественно изменяется и структура температурного профиля подвижной границы раздела фаз ударно-сжатого пористого материала (см. рис. 3).

Численный анализ математической модели (7), (8) проводился путем перехода в подвижную систему координат с использованием пространственной переменной $X = (\rho - R_*)(R_2 - R_*)^{-1}$, $X \in [0, 1]$, с применением неявной конечно-разностной схемы. При $\delta = 0$ параметрический анализ результатов численных экспериментов температурного поля ударно-сжатого вязкопластического пористого материала проведен в [17].

На рис. 4, 5 частично представлены результаты численных экспериментов, иллюстрирующих зависимость безразмерной температуры θ_* подвижной границы раздела фаз от радиуса поры R_1 при различных значениях числа Рейнольдса Re — критерия динамического подобия (рис. 4) и числа Прандтля Pr — критерия диффузионных взаимодействий (рис. 5). Расчет проведен при $\alpha_0 = 1.11$ (пористость $\phi_0 = 0.1$), $\delta = 0.01$, $\beta = 0.1$, $\zeta = 1$, $\varepsilon = 1$. Видно, что при $\text{Pr} < \infty$ проявление эффектов теплопереноса при пластическом затекании пор приводит к немонотонности зависимости $\theta_*(R_1)$, при этом

$$\frac{\delta \varepsilon}{3(\alpha_0 - 1)^{1/3}} \frac{\partial \theta(\rho, \tau_\eta)}{\partial \tau_\eta} \Big|_{\rho=R_*} = \frac{[\delta + R_1^3(\alpha_0 - 1)]^{2/3}}{\text{PrRe}^2} \frac{\partial \theta(\rho, \tau_\eta)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=R_*} + \frac{4\zeta\delta(\alpha_0 - 1)^{2/3}R_1w_1^2}{\delta + R_1^3(\alpha_0 - 1)}.$$

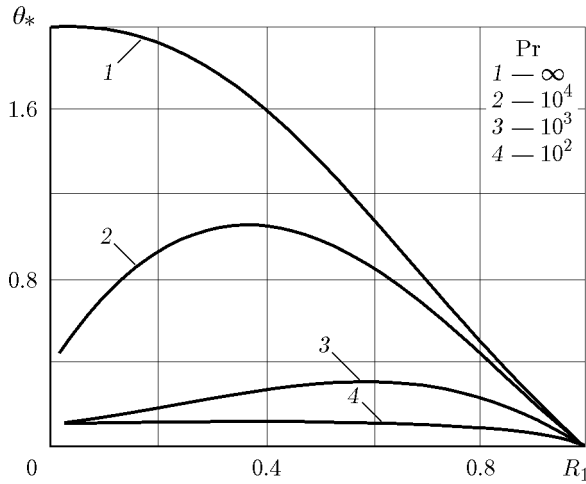


Рис. 5. Зависимость безразмерной температуры подвижной границы раздела фаз от безразмерного радиуса поры при $Re = 0.1$ и различных значениях числа Прандтля

Отмеченная особенность в структуре температурного профиля $\theta_*(R_1)$ обусловлена конкурирующим влиянием мезоскопических процессов тепловой диссипации (начальный этап сжатия поры) и теплопереноса на величину максимально достижимого разогрева и зависит от симплексов подобия Re и Pr и параметра ζ — симплекса подобия вязких свойств фаз двухфазного пористого материала. При этом значение R_1^* , соответствующее $\max \theta_*(R_1)$, определяется как

$$\left. \frac{\partial \theta(\rho, \tau_\eta)}{\partial R_1} \right|_{\rho=R_*} = 0 \leftrightarrow \frac{1}{Pr Re^2} \left. \frac{\partial \theta(\rho, \tau_\eta)}{\partial \rho} \right|_{\rho=R_*} = - \frac{4\zeta \delta (\alpha_0 - 1)^{2/3} R_1 w_1^2}{[\delta + R_1^3 (\alpha_0 - 1)]^{5/3}},$$

где функция $w_1 = w_1(R_1)$ определена в (8).

При $\delta = 0$ теоретическая оценка значения R_1^* проведена в [12] и имеет вид

$$R_1^* = 2.3 / Re \sqrt{Pr}.$$

При преобладании эффектов радиальной инерции в процессе пластического затекания пор ($Re \gg 1$) немонотонность температурного профиля $\theta_*(R_1)$ не наблюдается.

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ИНИЦИИРОВАНИЯ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ

Для теоретической оценки влияния механических свойств пластификатора на критические условия ударно-волнового инициирования химической реакции в двухфазном пористом ЭМ представим скорость изменения объемной плотности диссипированной энергии на подвижной границе раздела фаз в виде

$$\dot{\epsilon}(r, t)|_{r=c(t)} = \frac{4\mu}{3\varepsilon} \frac{\dot{\alpha}^2(t)}{(\alpha - 1)(\delta + \alpha - 1)},$$

а скорость деформации пористого ЭМ во фронте УВ в анализируемом (сильновязком) режиме затекания пор согласно (1), (2) запишем как

$$\dot{\alpha}(t) = - \frac{3\alpha(\alpha - 1)(\delta + \alpha - 1)}{4\eta[(\alpha - 1)(1 - \delta) + \zeta\alpha\delta]} \left[p_e - \frac{2Y}{3} \ln \frac{\alpha}{\delta + \alpha - 1} \right].$$

В УВ с амплитудой $p_e \gg Y$, достаточной для практически полного затекания пор во фронте УВ ($\alpha_e \rightarrow 1$), основной вклад в мезоскопический процесс тепловой диссипации вносят вязкие свойства фаз пористого ЭМ. Это позволяет при $\delta \rightarrow +0$ (термически

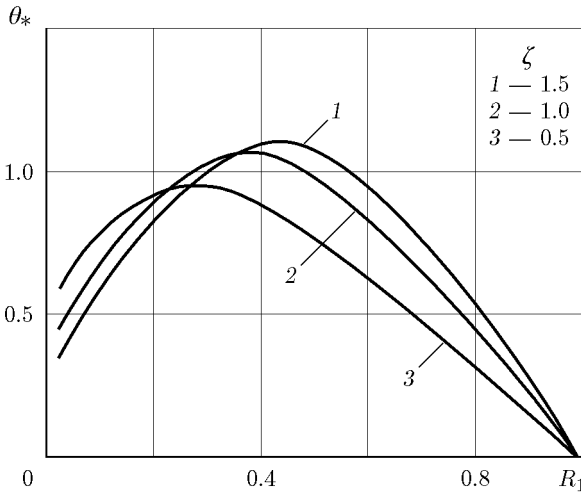


Рис. 6. Зависимость безразмерной температуры подвижной границы раздела фаз от безразмерного радиуса поры при $\text{Pr} = 10^4$, $\text{Re} = 0.1$, $\delta = 0.01$ и различных значениях параметра ζ

тонкое покрытие пленочного типа) представить скорость изменения объемной плотности диссипированной энергии на подвижной границе раздела фаз в виде

$$\dot{e}(r, t)|_{r=c(t)} = \frac{3\zeta}{4\varepsilon} \frac{p_e^2}{\eta},$$

а приращение объемной плотности диссипированной энергии на межфазной границе при ударном переходе записать как

$$e^* = \frac{3\zeta}{4\varepsilon} \frac{p_e^2 t_\eta}{\eta},$$

где $t_\eta = 4\eta/(3p_e)$ — характерное время пластического затекания пор во фронте УВ.

Для достижения основной цели исследования далее предполагаем, что необходимым условием ударно-волнового инициирования химической реакции в двухфазном пористом ЭМ является условие достижения заданной температуры воспламенения T_{ign} на подвижной границе раздела фаз. В этом случае

$$e_{ign}^* \equiv c_s \rho_s (T_{ign} - T_0) = \frac{\zeta}{\varepsilon} p_{ign}^*,$$

что позволяет записать предел ударно-волнового инициирования химической реакции в двухфазном пористом ЭМ в виде

$$p_{ign}^* = \frac{\varepsilon}{\zeta} e_{ign}^*. \quad (9)$$

Заметим, что для типичных ЭМ $e_{ign}^* = (0.8 \div 1.2) \cdot 10^9$ Дж/м³ [1, 11].

Оценка (9) специально отмечена верхним индексом *, поскольку она может отличаться от фактического порогового давления p_{ign} вследствие проявления эффектов теплопереноса при пластическом затекании пор (обычно $p_{ign} > p_{ign}^*$), причем образование ГТ в данной ситуации происходит во фронте УВ, а не в конечном (равновесном) состоянии за ударным фронтом. При $\zeta < 1$ величина p_{ign}^* возрастает, т. е. тонкий слой пластификатора в этом случае оказывает флегматизирующее действие на процесс образования ГТ в ударно-сжатом пористом ЭМ. Данный вывод подтверждают представленные на рис. 6 результаты численных экспериментов, устанавливающие влияние симплекса подобия вязких свойств фаз ζ на температурный профиль $\theta_*(R_1)$ ($\alpha_0 = 1.11$, $\delta = 0.01$, $\beta = 0.1$, $\text{Re} = 0.1$, $\text{Pr} = 10^4$, $\varepsilon = 1$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена задача о распространении стационарной ударной волны в двухфазном пористом ЭМ — несжимаемой вязкопластической среде, содержащей сферические поры с тонким слоем пластификатора на их поверхности. Методами математического моделирования исследовано влияние мезоскопических процессов тепловой диссипации и теплопереноса на формируемое температурное поле ударно-сжатого пористого ЭМ. С использованием полученных результатов построена теоретическая оценка влияния механических свойств фаз на критические условия ударно-волнового инициирования химической реакции в двухфазном пористом ЭМ.

Авторы выражают благодарность сотруднику Федерального исследовательского центра химической физики им. Н. Н. Семенова РАН д.ф.-м.н. Б. С. Ермолаеву за внимание к работе и поддержку.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по личной инициативе авторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хасаинов Б. А., Аттетков А. В., Борисов А. А. Ударно-волновое инициирование пористых энергетических материалов и вязкопластическая модель горячих точек // Хим. физика. — 1996. — Т. 15, № 7. — С. 53–125.
2. Караханов С. М., Пластинин А. В., Бордзиловский Д. С., Бордзиловский С. А. Время формирования горячих точек при ударном сжатии микробаллонов в конденсированной среде // Физика горения и взрыва. — 2016. — Т. 52, № 3. — С. 105–113. — DOI: 10.15372/FGV20160315. — EDN: VZYKIB.
3. Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортков В. Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. — М.: Янус-К, 1996.
4. Физика взрыва: в 2 т. / под ред. Л. П. Орленко. — М.: Физматлит, 2002. — Т. 1.
5. Кобылкин И. Ф., Селиванов В. В. Возбуждение и распространение взрывных превращений в зарядах взрывчатых веществ. — М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2015.
6. Ермолаев Б. С., Сулимов А. А. Конвективное горение и низкоскоростная детонация пористых энергетических материалов. — М.: Торус Пресс, 2017.
7. Бельский В. М. Механизм инициирования и развития детонации в твердых гетерогенных взрывчатых веществах. — Саратов: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2019.
8. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. — М.: Недра, 1984.
9. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. I. — М.: Наука, 1987.
10. Дунин С. З., Сурков В. В. Структура фронта ударной волны в твердой пористой среде // ПМТФ. — 1979. — № 5. — С. 106–114.
11. Аттетков А. В., Соловьев В. С. О возможности разложения гетерогенных ВВ во фронте слабой ударной волны // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 4. — С. 113–125.
12. Киселев С. П., Руев Г. А., Трунев А. П., Шокин Ю. И. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах / под ред. Ю. И. Шокина. — Новосибирск: Наука, 1992.
13. Аттетков А. В., Волков И. К., Пилявская Е. В. Структура фронта ударной волны в двухфазном пористом материале // Вестн. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Машиностроение. — 2017. — № 3. — С. 41–53. — DOI: 10.18698/0236-3941-2017-3-41-53. — EDN: YOREVJ.

14. Пудовкин М. А., Волков И. К. Краевые задачи математической теории теплопроводности в приложении к расчетам температурных полей в нефтяных пластах при заводнении. — Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1978.
15. Attetkov A. V., Golovina E. V., Ermolaev B. S. Mathematical simulation of mesoscopic processes of heat dissipation and heat transfer in a two-phase porous material subjected to shock compression // J. Heat Trans. Res. — 2008. — V. 39, N 6. — P. 479–487. — DOI: 10.1615/HeatTransRes.v39.i6.20.
16. Дунин С. З., Сурков В. В. Динамика закрытия пор во фронте ударной волны // Прикладная математика и механика. — 1979. — Т. 43, № 3. — С. 511–518.
17. Аттетков А. В., Власова Л. Н., Селиванов В. В., Соловьев В. С. Влияние неравновесного разогрева на поведение пористого вещества при ударном сжатии // ПМТФ. — 1984. — № 6. — С. 120–127.
18. Дунин С. З., Сурков В. В. Эффекты диссипации энергии и влияние плавления на ударное сжатие пористых тел // ПМТФ. — 1982. — № 1. — С. 131–142.
19. Аттетков А. В., Головина Е. В., Ермолаев Б. С. Математическое моделирование мезоскопических процессов тепловой диссипации и теплопереноса при наличии расплавленных зон в ударно-сжатом пористом материале // Тепловые процессы в технике. — 2010. — Т. 2, № 3. — С. 129–132. — EDN: MWIXKT.
20. Аттетков А. В., Головина Е. В., Ермолаев Б. С. Иерархия моделей процесса теплопереноса в двухфазном пористом материале // V Российская нац. конф. по теплообмену: сб. тр. в 8 т. — М.: Изд. дом МЭИ, 2010. — Т. 8. — С. 50–53.

Поступила в редакцию 31.10.2023.

Принята к публикации 07.02.2024.
