

# РАЗВИТИЕ ОЧАГА РЕАКЦИИ В ПОРИСТЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Хасанов Б. А., Борисов А. А., Ермолаев Б. С.

В последние годы при изучении закономерностей ударно-волнового инициирования пористых энергетических материалов (ЭМ) все большее внимание стало уделяться влиянию структуры пористых веществ на их ударно-волновую чувствительность [1–3]. Были достигнуты значительные успехи в разработке физических моделей стадии формирования «горячих точек» (очагов реакции в пористом материале), предшествующей стадии развития реакции на весь объем вещества за фронтом ударной волны или волны сжатия. В основе этих моделей лежат три механизма формирования горячих точек: 1) гидродинамическое или упругопластическое взаимодействие инициирующей волны с разрывами сплошности (например, с порами или твердыми микровключениями [4–5]), 2) вязкопластическая деформация пор при воздействии на вещество инициирующей ударной волны (ИУВ) или волны сжатия [6–12], 3) фрикционный разогрев вещества на поверхностях скольжения [13, 14]. Эффективность указанных механизмов формирования горячих точек анализируется в соответствующих работах. Однако развитие (или рост) очагов реакции изучено гораздо хуже (см., например, работу [15]).

В данной работе на основе вязкопластического механизма деформирования пор в ЭМ за фронтом ИУВ или волны сжатия предложена модель процесса развития очага реакции для случая, когда химическая реакция протекает в объеме поры в продуктах «газификации» твердого ЭМ. С учетом специфики фазовых переходов при рассматриваемых давлениях ( $\geq 1$  ГПа) модель позволяет описать явление погасания очага реакции и выход процесса развития очага на самоподдерживающийся режим, а также объяснить экспериментальные данные (см., например, [3, 16]) о немонотонной зависимости ударно-волновой чувствительности пористых ЭМ от их микроструктуры. Показано, что после релаксации давления в поре определяющий вклад в прогрев свежего вещества вокруг поры вносит кондуктивная теплопередача от очага реакции к твердому веществу, окружающему пору.

## МЕХАНИКА ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПОРЫ

При анализе процесса вязкопластического деформирования пор в твердых материалах рассматривается эффективная полая сферическая ячейка [17] — начальный внутренний радиус ячейки принимается равным среднему размеру пор в пористом веществе ( $a_0$ ), а внешний радиус ячейки ( $b_0$ ) определяется таким образом, чтобы пористость ячейки ( $\phi_0$ ) совпадала с пористостью ЭМ, т. е.  $\phi_0 = (a_0/b_0)^3 = 1 - \rho/\rho_s$ , где  $\rho$  и  $\rho_s$  — плотности пористого и монокристаллического ЭМ. Следовательно, в рассматриваемой модели сложная микроструктура пористого вещества характеризуется лишь двумя параметрами — средним радиусом пор и пористостью вещества.

В работе [7] получены оценки, показывающие, что при значениях числа Рейнольдса  $Re = a_0(\rho_s P_m)^{1/2} / (4\mu) < 1$  (здесь  $P_m$  — характерная амплитуда ИУВ или волны сжатия,  $\mu$  — вязкость твердого ЭМ) деформирование

пор за фронтом ИУВ происходит в сильновязком режиме, и его можно считать сферически-симметричным, т. е. рассматриваемая ячейка со своим собственным полем радиальных скоростей течения твердого вещества переносится как целое с массовой скоростью вещества за фронтом ИУВ. Это подтверждается экспериментальными данными [18], показывающими, что в процессе схлопывания за фронтом ударной волны газовых пузырьков в глицерине, даже при  $Re \sim 10$  форма пузырьков уже не сильно отличается от сферической. Предположение о сферическом течении при деформировании пор в волнах сжатия обосновано в работах [7, 9, 10].

При малых числах Рейнольдса твердое вещество в ячейке можно считать несжимаемым, поскольку изменение удельного объема пористого вещества при сжатии в основном обусловлено закрытием порового пространства. Следует однако отметить, что в действительности форма пор в пресованных и литых ЭМ близка к сферической только в случае высокой относительной плотности ЭМ [19], тем не менее ударные адиабаты пористых веществ, рассчитанные по модели сферической ячейки [20], хорошо согласуются с экспериментальными даже в случае веществ, плотность которых близка к насыпной.

Предполагается, что материал твердой фазы подчиняется соотношениям вязкопластической среды, а также считается, что давление в ИУВ или волне сжатия в пористом веществе ( $P_m(t)$ ) все время превосходит прочность пор  $P_Y = (2Y/3) \ln(1/\phi_0)$  ( $Y$  — предел текучести ЭМ), так что деформирование пор происходит в полностью пластическом режиме. Закон изменения макроскопического давления  $P_m(t)$  с течением времени считается заданным, т. е. в предлагаемой модели рассматривается лишь изменение пористой ячейки в ЭМ под действием заданной нагрузки и не учитывается обратное влияние процессов, происходящих в поре в результате химической реакции, на характер макроскопического течения вещества за фронтом ИУВ, как это делалось ранее в работе [6].

Поскольку радиальное течение твердой фазы вокруг поры, возникающее после прохождения через ячейку волны давления, сопровождается разогревом твердой и газовой фазы, то это может привести к инициированию химической реакции, которая будет развиваться в существенно нестационарном режиме (при  $P_m \geq 1$  ГПа нельзя пренебрегать инерционностью газовой фазы).

Перейдем теперь к обсуждению одного из возможных механизмов протекания химической реакции в условиях деформирующихся пор в ЭМ.

### МЕХАНИЗМ ИНИЦИИРОВАНИЯ ЛОКАЛЬНОЙ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ

Проведенный ранее анализ образования горячих точек за счет вязкопластического течения [6, 7] показал, что этот процесс обеспечивает разогрев поверхности не слишком мелких пор до 1000 К уже при  $P_m \cong \cong 0,5$  ГПа и, таким образом, весьма эффективен в инициировании реакции. Однако при этом не учитывался эффект плавления<sup>1</sup> твердого ЭМ (рассмотренный затем в [10]) и не конкретизировался механизм химической реакции (для простоты считалось, что скорость выгорания твердого вещества с поверхности поры определяется законом послыонного горения и мгновенным давлением в газовой фазе). Для устранения этих ограничений рассмотрим более подробно возможные механизмы протекания химической реакции в окрестности деформирующейся поры.

Итак, по мере деформирования поры уменьшение ее радиуса сопровождается ростом температуры поверхностных слоев поры, которая может

<sup>1</sup> Напомним, что температура плавления твердых ЭМ составляет примерно 450 К при атмосферном давлении, что существенно ниже температуры, при которой могут стать заметными химические реакции. С повышением давления температура плавления практически линейно возрастает примерно на 200 К/ГПа.

достичь точки плавления, после чего на поверхности поры начнется фазовый переход. Поскольку рассматриваемые давления ( $\geq 1$  ГПа) и температуры ( $> 300$  К) существенно превосходят параметры в критической точке на фазовой диаграмме типичных органических нитросоединений, а следовательно, и ЭМ, то твердое вещество при дальнейшем нагревании не будет переходить сначала в жидкое, а затем в газообразное состояние, а сразу перейдет в новую изотропную фазу, которую ниже для определенности будем называть «газовой», хотя в рассматриваемых условиях нет принципиального различия между газом и жидкостью.

В случае реакционноспособного ЭМ его разогрев в процессе деформирования поры может привести к протеканию химической реакции как в объеме твердого вещества, примыкающего к поверхности поры, так и на его поверхности. Исходя из обычных значений кинетических параметров типичных ЭМ и учитывая, что при  $P_m \approx 1$  ГПа температура плавления не превышает 700 К, а при  $P_m > 3$  ГПа она выше 1000 К, можно ожидать, что при сравнительно низких амплитудах ИУВ «газификация» твердого ЭМ на поверхности деформирующейся поры прежде всего будет происходить благодаря фазовому переходу, начинающемуся при достижении температуры плавления на поверхности поры. В то же время при сравнительно высоких давлениях определяющий вклад в газификацию ЭМ будут вносить объемная и гетерогенная химические реакции, протекающие в твердом ЭМ до того момента, когда температура на поверхности поры достигнет точки плавления. И в том и в другом случае газообразные полупродукты разложения или продукты «газификации» твердого ЭМ, поступающие с поверхности поры, будут диффундировать к центру поры и их температура за счет продолжающегося сжатия поры окажется в конце концов выше температуры поверхности поры (независимо от того, была ли пора вакуумирована или нет). В результате и в газовой фазе может начаться экзотермическая химическая реакция. Динамика разгорания очага определяется движением стенок поры, гетерогенной и объемной реакцией в твердом веществе, объемной химической реакцией и диффузией в газовой фазе, а также процессами теплопроводности в газе и в твердом веществе вокруг поры [8].

Ввиду сложности процесса развития очага реакции в гетерогенных ЭМ целесообразно проанализировать лишь газофазный механизм формирования и роста горячей точки, тем более что в работе [9] были рассчитаны критические условия теплового воспламенения твердого ЭМ вокруг деформирующейся поры за счет объемной аррениусовской реакции в твердой фазе (в работе [9] выгорание ЭМ в ходе реакции не учитывалось, пора считалась вакуумированной).

Итак, при рассмотрении газофазного механизма инициирования очага реакции пренебрежем вкладом химических реакций в твердом ЭМ, окружающем пору. Такая модель в отличие от предложенной в работе [9] позволяет проследить полную картину возникновения и развития очага вплоть до выхода процесса разгорания поры на самоподдерживающийся режим.

Перейдем теперь к описанию математической модели формирования и развития очага реакции по газофазному механизму.

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

В системе координат, связанной с центром сферической ячейки, уравнения сохранения для несжимаемой вязкопластической твердой фазы имеют вид

$$a(t) \leq r \leq b(t): \rho_s = \text{const}, \quad \partial(v_s r^2) / \partial r = 0, \\ \rho_s (\partial v_s / \partial t + v_s \partial v_s / \partial r) = \partial \sigma_r / \partial r + 2(\sigma_r - \sigma_\theta) / r,$$

$$\rho_s c_s \left( \frac{\partial T_s}{\partial t} + v_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) = \frac{\lambda_s}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + \frac{2}{3} (\sigma_r - \sigma_\theta) \left( \frac{\partial v_s}{\partial r} - \frac{v_s}{r} \right), \quad (1)$$

$$\sigma_r - \sigma_\theta = Y + 2\mu (\partial v_s / \partial r - v_s / r), \quad P_s = -(\sigma_r + 2\sigma_\theta) / 3,$$

$$\bar{P}_s = [3 / (b^3 - a^3)] \int_a^b r^2 P_s dr,$$

где  $\rho_s$ ,  $C_s$ ,  $\lambda_s$ ,  $Y$  и  $\mu$  — плотность, теплоемкость, теплопроводность, предел текучести и вязкость материала твердой фазы соответственно, остальные обозначения — общепринятые.

Уравнения сохранения для газовой фазы (при  $0 \leq r \leq a$ ) имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_g v_g r^2) &= 0, \quad \rho_g \left( \frac{\partial v_g}{\partial t} + v_g \frac{\partial v_g}{\partial r} \right) = - \frac{\partial P_g}{\partial r}, \\ \frac{\partial \rho_g e_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [v_g r^2 (\rho_g e_g + P_g)] &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_g r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + \\ &+ Q_g z_g \rho_g^n A^n \exp(-E_g / RT_g), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_g A}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_g v_g r^2 A) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( D r^2 \rho_g \frac{\partial A}{\partial r} \right) - z_g \rho_g^n A^n \exp(-E_g / RT_g).$$

Здесь  $A$  — концентрация продуктов «газификации», поступающих внутрь поры в процессе плавления твердого вещества,  $D$  — коэффициент диффузии паров,  $Q_g$ ,  $z_g$ ,  $E_g$  и  $n$  — кинетические и энергетические параметры химической реакции в газовой фазе. В качестве уравнения состояния газовой фазы использовалось уравнение Абеля с постоянными  $\gamma = (c_p / c_v)_g$  и коволюмом  $b$ :

$$e_g = P_g (1 / \rho_g - b) / (\gamma - 1), \quad e_g = c_{vg} T_g. \quad (3)$$

Уравнения сохранения для обеих фаз связаны граничными условиями на поверхности поры при  $r = a(t)$ :

$$\begin{aligned} P_{s+} &= P_{g+} + 2Y / 3 - 4\mu v_{s+} / a + j(v_{s+} - v_{g+}), \\ j &= \rho_s (\dot{a} - v_{s+}) = \rho_{g+} (\dot{a} - v_{g+}), \quad \dot{a} \equiv da / dt, \quad T_{s+} = T_{g+}, \\ \lambda_g (\partial T_g / \partial r)_+ &= \lambda_s (\partial T_s / \partial r)_+ - j Q_m, \\ D \rho_{g+} (\partial A / \partial r)_+ &= j (1 - A_+). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $j$  — массовая скорость газификации с поверхности поры вследствие фазового перехода при  $T_{s+} = T_m$  ( $j = 0$  пока  $T_{s+} < T_m$ ),  $T_m$  и  $Q_m$  — температура и теплота плавления, причем считалось, что  $Q_m = \text{const}$  и  $T_m = T_m^0 + \alpha P_s$ .

Граничные условия в центре поры ( $r = 0$ ) и на периферии сферической ячейки ( $r = b(t)$ ) имеют вид

$$\begin{aligned} r = 0 : v_g &= 0, \quad \partial T_g / \partial r = \partial A / \partial r = \partial \rho_g / \partial r = 0, \\ r = b : \partial T_s / \partial r &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Начальные условия для уравнений (1)–(4) записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} t = 0 : v_s = v_g &= 0, \quad P_g = P_{g0}, \quad \bar{P}_s = P_m(0) / (1 - \phi_0), \quad T_s = T_g = T_0, \\ j &= 0, \quad a = a_0, \quad b = a_0 / \phi_0^{1/3}, \quad P_{g0} \ll P_m(0) \end{aligned} \quad (6)$$

Система уравнений (1)–(6) аналогична уравнениям, описывающим

поведение пузырька газа в жидкости [21], однако здесь дополнительно учитываются прочностные свойства твердого вещества и химическая реакция в газовой фазе, но пренебрегается кинетикой фазового перехода (в частности, не учитывается скачок температуры на поверхности раздела фаз [21]).

Поскольку температура твердого вещества вокруг поры не может превышать температуру плавления, а предел текучести и вязкость твердого вещества заметно падают с ростом температуры лишь при  $T_s \rightarrow T_m$ , то можно считать  $Y$  и  $\mu$  не зависящими от температуры. Тогда, интегрируя уравнения движения твердой фазы по радиусу от  $a$  до  $r$  с учетом граничных условий (4), найдем распределение давления  $P_s(r, t)$  в твердом ЭМ вокруг поры. Усредняя его (подобно [20]) по объему твердой фазы, получим среднее давление в твердом веществе вокруг поры  $\bar{P}_s$ . Учитывая, что среднее давление в пористой среде ( $P_m$ ) связано со средними давлениями в поре ( $\bar{P}_g$ ) и в твердом веществе ячейки ( $\bar{P}_s$ ) соотношением

$$P_m = \bar{P}_s(1 - \phi) + \bar{P}_g \phi \quad (\phi = a^3/b^3), \quad (7)$$

получим уравнение для закона движения стенок пор с учетом противодействия газа:

$$\frac{P_m - \bar{P}_g}{1 - \phi} = \frac{2Y \ln(1/\phi)}{3} - \frac{4\mu v_{s+}}{a} + j(v_{s+} - v_{g+}) - \\ - \rho_s \left\{ \left( a \dot{v}_{s+} + \frac{2jv_{s+}}{\rho_s} \right) \left[ 1 - \frac{3}{2} \frac{\phi^{1/2} - \phi}{1 - \phi} \right] + \frac{3v_{s+}^2}{2} \left[ 1 - \frac{\phi^{1/2}(2 + \phi) - 3\phi}{1 - \phi} \right] \right\}, \quad (8) \\ v_{s+} = \dot{a} - j/\rho_s, \quad \dot{v}_{s+} = dv_{s+}/dt.$$

Ввиду малости времени пробега волн давления по радиусу поры ( $a_0/c_{gas}$ ) по сравнению с характерным временем сильновязкого деформирования поры ( $4\mu/P_m$ ) можно считать, что давление газа в поре зависит только от времени. Это предположение равносильно пренебрежению движением газа в поре, поэтому в уравнении (2) не учитывался разогрев газа, обусловленный его вязкостью. Кроме того, при записи начальных условий (6) не учитывался объемный разогрев твердой фазы за фронтом ИУВ, что вполне допустимо при рассматриваемых давлениях.

Уравнения (1)–(8) решались приближенно методом интегральных соотношений. Контрольные расчеты показали, что приближенный метод расчета закономерностей деформирования поры и разогрева твердого вещества и газа в поре приводит к удовлетворительному согласию с результатами численного решения уравнений сохранения в частных производных (1)–(2).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для иллюстрации влияния параметров волны и вещества на процесс формирования и развития очага реакции в газовой фазе при вязкопластическом деформировании пор за фронтом ударной волны или волны сжатия были проведены расчеты для модельного твердого ЭМ, аналогичного по свойствам тротилу [13, 14]. Было принято, что  $\rho_s = 1650$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_s = 1470$  Дж/(кг·К),  $\lambda_s = 0,125$ ,  $\lambda_g = 0,08$  Дж/(К·м·с),  $Q_g = 4,19 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $z_g = 2 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $E_g = 41\,100$  кал/моль,  $n = 1$ ,  $b = 0,001$  м<sup>3</sup>/кг,  $\gamma = 2$ ,  $Q_m = 10^6$  Дж/кг,  $T_m^0 = 478$  К,  $\alpha = 2 \cdot 10^{-7}$  К/Па, молекулярный вес продуктов газификации принимался равным 0,0227 кг,  $D = \lambda_g/\rho_g c_{vg}$ . В расчетах варьировались в основном значения радиуса поры ( $a_0$ ), вязкости ЭМ ( $\mu$ ) и его пористости ( $\phi_0$ ). Проводились также расчеты при других значениях  $\gamma$  в уравнении состояния газовой фазы (до  $\gamma = 3$ ). Учет прочности ЭМ при рассматриваемых давлениях ( $>1$  ГПа) приводил лишь к незначительному различию между давлениями газа и твердого вещества на стадии развития очага реакции, которое становилось еще меньше в процессе выгорания ЭМ. Сле-

дует однако отметить, что при этом существенно увеличивались затраты времени на решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений, поскольку считалось, что прочность поры меняет свой знак вместе со скоростью движения стенок поры. Поэтому ниже приводятся результаты расчетов, полученные при  $Y=0$ .

Перейдем теперь к рассмотрению результатов, полученных в рамках газофазного механизма инициирования химической реакции в очаге. На рис. 1 для сравнения показаны результаты расчетов динамики развития очага реакции с учетом (сплошные линии) и без учета (пунктирные линии) газофазной экзотермической реакции разложения «паров» твердого тротила для случая нагружения пористого заряда ( $\phi_0=0,05$ ) длинной ударной волной с амплитудой 1,75 ГПа ( $a_0=2$  мкм,  $\mu=50$  Па·с). Видно, что кривые для этих двух случаев начинают различаться лишь после того, как в поре происходит воспламенение паров тротила.

Обсудим сначала случай инертных паров. На начальной стадии деформирования поры ее радиус уменьшается (рис. 1, *a*), а температуры поверхности поры (нижняя кривая на рис. 1, *б*) и газа в центре поры (средняя пунктирная кривая на рис. 1, *б*) растут. Затем при  $t=0,07$  мкс температура поверхности поры достигает температуры плавления, соответствующей данному  $P_m$ , и на поверхности начинается фазовый переход, в результате которого в объем поры поступают пары ЭМ (соответствующая линейная скорость регрессии поверхности твердой фазы за счет плавления показана на рис. 1, *в* пунктиром), что приводит к существенному ускорению темпа нарастания давления газа в поре (рис. 1, *б*).

На рис. 1, *е* показана зависимость от времени безразмерного параметра  $\xi$ , обратно пропорционального градиенту концентрации паров у поверхности поры. Видно, что в отсутствие химической реакции в газе пары быстро заполняют весь объем поры и распределение концентрации паров по радиусу становится практически равномерным. Для этой стадии характерны быстрое увеличение линейной скорости регрессии и температуры газа в центре поры. При этом растет и массовая доля ( $\eta$ ) «газифицировавшегося» (расплавившегося) ЭМ (рис. 1, *г*).

Быстрый рост давления газа в поре приводит к тому, что давление в поре ( $\bar{P}_g$ ) становится выше среднего давления в среде ( $P_m$ ), радиус поры перестает уменьшаться и начинается ее расширение (рис. 1, *a*) как за счет газификации при фазовом переходе, так и за счет соответствующего перепада давлений. Это сразу же влечет за собой снижение  $\bar{P}_g$  до  $P_m$ , при этом уменьшается и температура газа, и скорость регрессии (пунктирные кривые на рис. 1, *б* и *в*), а зависимость массовой доли газифицировавшегося вещества от времени  $\eta(t)$  выходит на плато. В конце концов температура газа вследствие расширения поры и вдува в пору сравнительно большого количества холодных паров снижается до величины температуры плавления и газификация твердой фазы прекращается. Начиная с этого момента времени ( $t\sim 0,6$  мкс) происходит лишь постепенное охлаждение поверхностных слоев поры вследствие теплопроводности. Заметим, что в случае инертных паров в результате фазового перехода в процессе деформирования поры в газовую фазу переходит около 0,5% твердого вещества.

Иначе обстоит дело, если пары твердого вещества являются реакционноспособными (рис. 1, сплошные линии). Здесь почти сразу после плавления ЭМ диффузия паров к центру поры в область повышенной температуры газовой фазы приводит к интенсивной вспышке паров, в результате чего фронт паров как бы отбрасывается обратно к поверхности поры (рис. 1, *е*) за счет выгорания их в ходе химической реакции. Выделение тепла в поре приводит к замедлению спада давления и температуры газа (по сравнению со случаем инертных паров), а затем и к резкому увеличению температуры газа, что влечет за собой и увеличение скорости регрессии (рис. 1, *в*). После релаксационного периода длительностью от 0,1 до 0,8 мкс скорость регрессии выходит на квазистационарное значение

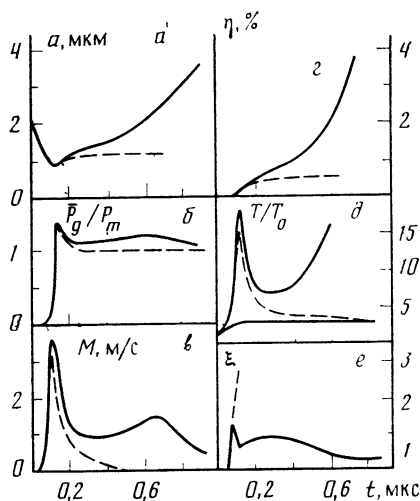


Рис. 1

Рис. 1. Динамика развития очага реакции в пористом тротиле с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) газофазной экзотермической реакции;  $a-e$  — см. в тексте

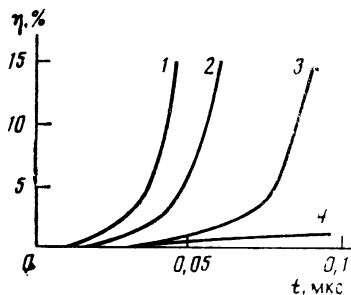


Рис. 2

Рис. 2. Зависимости полноты превращения ЭМ ( $\eta$ ) от времени при разных амплитудах ИУВ. Амплитуда ИУВ (в ГПа): 1 — 3, 2 — 2, 3 — 1,25 и 4 — 1 ( $a_0=2$  мкм,  $\mu=10$  Па·с)

( $\sim 0,4$  м/с) и дальше очаг реакции развивается в самоподдерживающемся режиме.

На рис. 2 показаны зависимости полноты превращения твердого ЭМ ( $\eta$ ) от времени в процессе деформирования поры для разных амплитуд ИУВ ( $\mu=10$  Па·с и  $a_0=2$  мкм). Видно, что характерные времена разгорания очага реакции могут сильно различаться в зависимости от амплитуды ИУВ, однако эти зависимости обладают общими чертами. Так, существует критическое давление в волне, ниже которого самоподдерживающаяся реакция в очаге не инициируется (в данном случае это давление близко к 1 ГПа, что находится в разумном согласии с данными [1, 22, 23] и с полученной ранее оценкой [7]). Кроме того, из рис. 2 следует, что разложение твердого ЭМ в окрестности деформирующейся поры происходит в две стадии, поскольку на зависимостях  $\eta(t)$  четко выделяются два участка с совершенно различной чувствительностью скорости реакции к амплитуде ИУВ: если на начальной стадии процесса (до глубин превращения порядка нескольких процентов) динамика развития очага реакции сильно зависит от амплитуды ИУВ, то после выхода на самоподдерживающийся режим скорость роста глубины превращения ЭМ с течением времени уже сравнительно слабо зависит от амплитуды ИУВ. Этот результат, качественно согласующийся с экспериментальными данными [24], можно объяснить тем, что при рассматриваемых давлениях плотность газа с ростом давления увеличивается слабо, а скорость нормального горения твердых ЭМ пропорциональна плотности газа. Кроме того, следует отметить, что на пределе инициирования химической реакции полнота превращения твердого ЭМ ( $\eta \sim 1\%$ ) может оказаться достаточной для распространения режимов типа низкоскоростной детонации [25].

На рис. 3 приведены зависимости  $\eta(t)$ , полученные при  $P_m=2,5$  ГПа и  $\mu=100$  Па·с для разных начальных радиусов поры. Видно, что чем меньше средний размер пор в ЭМ, т. е. чем выше его удельная поверхность при фиксированной пористости  $\phi_0$ , тем быстрее происходит развитие химической реакции из очага. Однако эта тенденция выполняется лишь до тех

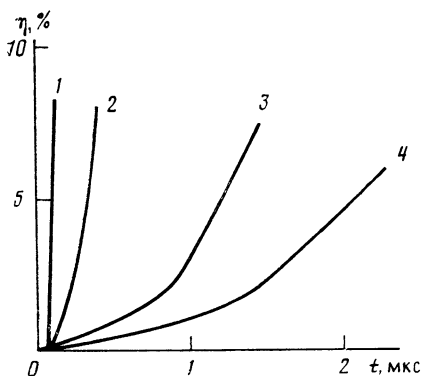


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость полноты превращения ЭМ от времени при разных значениях начального радиуса поры:  $a_0$  (в мкм): 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3 и 4 — 4 ( $P_m = 2,5$  ГПа,  $\mu = 100$  Па·с)

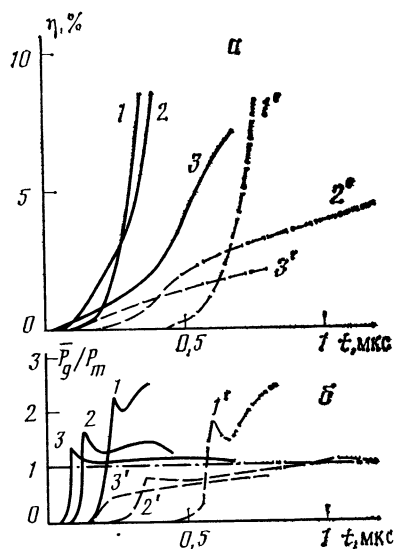


Рис. 4

Рис. 4. Сопоставление зависимостей полноты превращения (а) и давления газа (б) в поре от времени для случаев нагружения пористого ЭМ ударной волной (сплошные кривые) и волной сжатия (штриховые кривые) при разных значениях вязкости ЭМ:  $\mu$  (в Па·с): 1 — 250, 2 — 100, 3 — 40

пор, пока средний размер пор превосходит критическую для данного  $P_m$  величину  $a_0^*$ . Так, при  $a_0 = 0,3$  мкм химическая реакция при прочих равных условиях уже не инициировалась. Заметим, что  $a_0^*$  растет при уменьшении  $P_m$ , т. е. газофазный механизм воспламенения позволяет объяснить экспериментальные данные о немонотонной зависимости ударно-волновой чувствительности пористых ЭМ от их микроструктуры [1—3, 16].

На рис. 4 показаны зависимости  $\eta(t)$  и давления газа в поре от времени для случая, когда пористый ЭМ нагружается или ударной волной (сплошные кривые) или волной сжатия с растянутым фронтом той же амплитуды  $P_m = 2,5$  ГПа (считалось, что в волне сжатия давление сначала скачком возрастает до величины 0,5 ГПа и затем линейно растет до 2,5 ГПа в течение времени  $t_1 = 1$  мкс). Видно, что с увеличением вязкости происходит увеличение задержки воспламенения (так как с ростом  $\mu$  растет величина  $a_{min} = 2(\lambda_s \mu / \rho_s c_s P_m)^{1/2}$ , при которой становится существенным охлаждение твердого ЭМ вокруг поры за счет теплопроводности [6], и  $a_{min}$  приближается к  $a_0$ ) и что при этом возрастает давление газа в поре после вспышки (так как рост вязкости приводит к увеличению сил, препятствующих расширению поры). Из рис. 4 также следует, что величина вязкости сильно влияет на динамику разгорания очага реакции. Увеличение ширины фронта волны сжатия  $t_1$  от 0 до 1 мкс существенно затягивает процесс формирования и развития горячей точки, а при  $\mu = 40$  Па·с реакция в очаге при воздействии волны сжатия с  $t_1 = 2$  мкс уже не инициировалась.

Далее, численные расчеты, проведенные с нулевой теплопроводностью газовой фазы, показали, что на начальной стадии формирования очага реакции (пока давление в поре существенно отличается от давления за фронтом ИУВ) теплопроводность газа не вносит заметного вклада в процесс прогрева твердой фазы по сравнению с разогревом ЭМ за счет вязкой диссипации энергии и работы пластической деформации, в то время как пос-



ле релаксации давления в поре передача энергии от продуктов реакции к свежему твердому ЭМ осуществляется в основном за счет теплопроводности газовой фазы, а не за счет вязкопластических эффектов.

## ВЫВОДЫ

На основе вязкопластического механизма деформирования пор за фронтом инициирующей ударной волны или волны сжатия сформулирована модель развития очага реакции в пористых энергетических материалах. С учетом специфики фазовых переходов при давлениях порядка 1 ГПа и выше считалось, что химическая реакция протекает в продуктах «газификации», образующихся в результате плавления твердого материала на поверхности деформирующей поры. Модель позволяет описать динамику развития очага реакции вплоть до выхода на самоподдерживающийся режим и рассчитать критическую для данного размера пор амплитуду инициирующей волны, при которой еще возможно инициирование самоподдерживающейся очаговой химической реакции в пористом материале. Критический размер поры, соответствующий порогу инициирования реакции в очаге, возрастает при снижении амплитуды и увеличении времени нарастания давления во фронте инициирующей волны. Сопоставление критического размера пор со средним размером пор в энергетическом материале позволяет объяснить экспериментальные данные о немонотонной зависимости ударно-волновой чувствительности пористых веществ от их микроструктуры.

На начальной стадии развития очага реакции, пока давление в поре существенно отличается от давления в инициирующей волне, прогрев свежего вещества осуществляется в основном за счет вязкой диссипации и работы пластической деформации и скорость развития очага сильно зависит от амплитуды инициирующей волны. После релаксации давления в поре основным механизмом прогрева свежего твердого ЭМ становится теплопередача от продуктов реакции и скорость разгорания очага на этой стадии слабо зависит от амплитуды инициирующей волны.

Авторы выражают глубокую признательность Г. Т. Афанасьеву за полезное обсуждение данной работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor B. C., Ervin L. H. // 6-th Intern. Symp. on Detonation. Coronado, CA, 1976. ACR-221. P. 3.
2. Von Holle W. G. // Shock Waves in Condensed Matter: Proc. Amer. Phys. Soc. Topical Conf. Santa Fe, 1983. P. 283.
3. Setchell R. E., Taylor P. A. // Shock Waves, Explos. and Det. AIAA Progress in Aeronautics and Astronautics. V. 94. N. Y.: AIAA, 1984. P. 350.
4. Mader C. L. // Phys. Fluids. 1965. V. 8. P. 1811.
5. Hayes D. B. // Shock Waves, Explos. and Det. AIAA Progress in Aeronautics and Astronautics. V. 87. N. Y.: AIAA, 1983. P. 445.
6. Khasainov B. A., Borisov A. A., Ermolaev B. S., Korotkov A. I. // 7-th Intern. Symp. on Detonation. Annapolis, MD, 1981. NSWC MP 82-334. P. 435.
7. Khasainov B. A., Borisov A. A., Ermolaev B. S. // Shock Waves, Explos. and Det. AIAA Progress in Aeronautics and Astronautics. V. 87. N. Y.: AIAA, 1983. P. 492.
8. Борисов А. А., Ермолаев Б. С., Хасайнов Б. А. // Тез. докл. VI Всесоюз. съезда по теоретической и прикладной механике. Ташкент, 1986. С. 296.
9. Артеков А. В. // Тез. докл. VI Всесоюз. съезда по теоретической и прикладной механике. Ташкент, 1986. С. 87.
10. Frey R. B. // 8-th Intern. Symp. on Detonation. Albuquerque, NM, 1985. CONF 850706. V. 1. P. 385.
11. Kim K., Sohn C.-H. // 8-th Intern. Symp. on Detonation. Albuquerque, NM, 1985. CONF 850706. V. 2. P. 641.
12. Maiden D. E. // 12-th Intern. Pyrotechnics Seminar. France: Juan-Les-Pins, 1987. P. 17.
13. Frey R. B. // 7-th Intern. Symp. on Detonation. Annapolis, MD, 1981. NSWC MP 82-334. P. 36.
14. Амосов А. П. // Хим. физика. 1982. Т. 1. № 10. С. 1401.

15. *Wackerle J., Anderson A. B.* // Shock Waves in Condensed Matter: Proc. Amer. Phys. Soc. Topical Conf. Santa Fe, 1983. P. 601.
16. *Хасаинов Б. А., Борисов А. А., Ермолаев Б. С.* // Химическая физика процессов горения и взрыва: Детонация и ударные волны. Черногловка, 1986. С. 89.
17. *Carrol M. M., Holt A. C.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 1626.
18. *Hasegawa T., Fujiwara T.* // 19-th Intern. Symp. on Combustion. The Combustion Institute, 1982. P. 625.
19. *Соловьев В. С., Аттетков А. В., Пырьев В. А.* // Матер. II Всесоюз. совещ. по детонации. Вып. II. Черногловка, 1981, С. 61.
20. *Дунин С. З., Сурков В. В.* // ПМТФ. 1982. № 1. С. 1312.
21. *Нигматулин Р. И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 280 С.
22. *Балинец Ю. М., Карпухин И. А.* // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17. № 1. С. 103.
23. *Балинец Ю. М., Гоголя М. Ф.* // Хим. физика. 1986. Т. 5. № 2. С. 273.
24. *Von Holle W. G., Tarver C. M.* // 7-th Intern. Symp. on Detonation. Annapolis, MD, 1981. NSWC MP 82-334. P. 893.
25. *Хасаинов Б. А., Ермолаев Б. С., Борисов А. А., Коротков А. И.* // Химическая физика процессов горения и взрыва: Детонация. Черногловка, 1977. С. 79.

Институт химической физики  
Академии наук СССР  
Москва

Поступила в редакцию  
21.VII.1987