

УДК 662.215

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЗРЫВА ПРИ СХЛОПЫВАНИИ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ В СЛОЕ ТВЕРДОГО ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА

А. В. Дубовик

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 119991 Москва, a-dubovik@mail.ru

Рассмотрен случай удара по тонкому кольцевому слою несжимаемого вязкопластического материала с полостью, заполненной газом. Слой помещен в жесткую сборку типа пресс-формы и сдавливается поршнем с постоянной скоростью. Решение соответствующей прочностной задачи выполнено полуобратным методом с заданием стержневого типа течения среды и определяющих уравнений вязкопластического вещества. Полученные данные об ускоренном движении стенок полости рассматриваются как пример фокусировки (кумуляции энергии) в сходящемся потоке. Сведения о распределении температур при нагрузке на слой использованы для расчета параметров инициирования взрыва ударом по кольцевому заряду твердого взрывчатого вещества. Обсуждается возможность теплового воспламенения реакционноспособных веществ без участия саморазогрева и только вследствие диссипативного нагревания за счет энергии механического воздействия.

Ключевые слова: вязкопластичность, тонкий слой, газовая полость, удар, течение, кумуляция, диссипативный разогрев, инициирование взрыва.

DOI 10.15372/FGV2023.9343  
EDN ZHNGXS

### ВВЕДЕНИЕ

Задача о схлопывании газовой полости в твердом веществе является одной из фундаментальных в проблемах физики взрыва. Ее решение представляет не только теоретический, но и практический интерес, поскольку инициирование взрыва твердых взрывчатых веществ (ВВ) при схлопывании полостей часто происходит при механических или ударно-волновых воздействиях. Анализ процесса схлопывания сферических полостей в неограниченном объеме вязкопластического вещества посвящен ряд работ [1–3], в которых показано, что концентрация энергии в сходящемся к центру полости потоке приводит к созданию в этой области достаточно высоких температур, обеспечивающих быстропотекающее возбуждение взрыва.

В отличие от этих работ, рассмотрим случай механического удара по кольцевому слою несжимаемого вязкопластического материала толщиной  $h_0$ , с внешним радиусом  $R$  и воздушной полостью радиусом  $a_0$ . Слой помещен на дно цилиндрического недеформируемого поддона (наковальни) с внутренним радиусом  $R$  и накрыт сверху поршнем (ударником) приблизительно с таким же радиусом, так что

проникание вещества в зазор между ударником и наковальней исключено (прототип пресс-формы для глухого прессования). Нагружение слоя осуществляется движением ударника со скоростью  $w$ . По заполнении полости веществом слоя движение ударника прекращается, обратное расширение полости невозможно.

Решение задачи о схлопывании цилиндрической полости в слое реакционноспособного материала оказывается несколько более сложным, чем в случае схлопывания сферической полости в объеме вещества из-за наличия осевой компоненты скорости, конечной величины радиуса ударника и переменной во времени толщины слоя. В [4] в подобной постановке решена задача о схлопывании цилиндрической полости в жидком веществе, в котором состояние потока определяется давлением в текучей среде. В рассматриваемом случае приходится учитывать неизотропность компонентов тензора напряжений и ее определяющее влияние на структуру сходящегося вязкопластического потока.

### МОДЕЛЬ СХЛОПЫВАНИЯ ПОЛОСТИ

Уравнения движения, определяющие процесс схлопывания газовой полости, запишем в цилиндрической системе координат:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0,$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2\tau_0}{h} + \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 0.$$

Здесь  $r$  — радиальная и  $z$  — осевая координаты,  $u$  — радиальная и  $v$  — осевая скорости потока,  $\rho_0$  — плотность вязкопластического материала,  $\sigma_z$  — осевое,  $\sigma_r$  — радиальное и  $\sigma_\varphi$  — кольцевое (тангенциальное) напряжения,  $h$  — текущая толщина слоя.

При записи (1) полагали, что твердый слой тонкий ( $h_0 \ll R$ ), так что напряжения  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\varphi$  и  $\sigma_z$  зависят только от радиуса. По этой причине осевая скорость  $v \sim hu/R$  оказывается много меньше радиальной скорости  $u$ , а производная  $\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z}$  ( $\tau_{rz}$  — касательное напряжение) в уравнении движения в проекции на ось  $r$  представлена в виде своего среднего значения по  $z$  от 0 до  $h$  (использовано граничное условие  $\tau_{rz}(0, h) = \mp \tau_0$ ,  $\tau_0$  — предел прочности материала слоя на сдвиг). Поэтому уравнение движения в проекции на ось  $z$  удовлетворяется с точностью до величин второго порядка малости по  $h/R$ . Также полагаем, что полость во время схлопывания сохраняет свою форму.

Обычно в испытаниях на чувствительность ВВ к удару на копке применяются грузы, масса которых много больше массы испытываемых навесок ВВ. Поэтому вплоть до полного смыкания стенок полости можно считать движение ударника равномерным со скоростью  $w > 0$ . Это допущение упрощает решение задачи. Заметим, что оно автоматически выполняется, если в уравнениях движения груза

$$\frac{dw}{dt} = \frac{2\pi}{M} \int_0^R p r dr, \quad h = h_0 - \int_0^t w dt \quad (2)$$

положить массу груза  $M \rightarrow \infty$ , а его скорость  $w = \text{const}$ .

Сжатие газа в полости можно считать политропным с показателем  $\gamma$ , а скорость звука в нем — много большей, чем скорость движения стенок полости  $|\dot{a}|$ . Поэтому давление в полости будет однородным и равным

$$p_g = p_a K^\gamma, \quad K = a_0^2 h_0 / (a^2 h), \quad (3)$$

где  $K$  — степень сжатия газа в полости (компрессия),  $a_0$  — начальный радиус полости,  $h_0$  — толщина заряда.

Закон движения стенок полости получим непосредственно из условия материального баланса  $(R^2 - a_0^2)h_0 = (R^2 - a^2)h$ , откуда

$$a = R(1 - qh_0/h)^{1/2}, \quad q = 1 - a_0^2/R^2, \quad (4)$$

$$h = h_0(1 - t/t_0), \quad t_0 = h_0/w.$$

Осевую и радиальную компоненты скорости частиц зададим в виде

$$v = -wz/h, \quad u = -(w/2h)(R^2/r - r), \quad (5)$$

удовлетворяющем уравнению неразрывности, избегая тем самым «кумулятивного» выброса струй вещества в полость при  $z = h/2$ , к которому приводит степенной (выпуклый) профиль скоростей (стержневое течение). Координаты частиц текучей среды найдем из решения системы уравнений

$$\frac{dr}{dt} = u, \quad \frac{dz}{dt} = -v, \quad (6)$$

$$r(0) = r_0, \quad z(0) = z_0,$$

где  $r_0$  и  $z_0$  — начальные координаты пробной (лагранжевой) частицы. Подстановка (5) в (6) позволяет получить связь между эйлеровыми и лагранжевыми координатами:

$$r = R(1 - q_0 h_0/h)^{1/2}, \quad (7)$$

$$z = h z_0 / h_0, \quad q_0 = 1 - r_0^2 / R^2.$$

Если давление нагрузки  $p$  на слой в начале движения ударника ( $t = 0$ ) превосходит некоторое предельное значение  $p_0$  (указано ниже), то сдавливаемый слой переходит целиком в пластическое состояние. Определяющие уравнения вязкопластической среды записываются в виде [5]

$$\sigma_r - \sigma_\varphi = 2 \left( \frac{\tau_0}{H} + \mu_0 \right) \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right), \quad (8)$$

$$\sigma_r - \sigma_z = 2 \left( \frac{\tau_0}{H} + \mu_0 \right) \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial v}{\partial z} \right). \quad (9)$$

Здесь

$$H = \left[ 2 \left( \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{u}{r} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) \right]^{1/2} =$$

$$= \frac{w}{h} \left( 3 + \frac{R^4}{r^4} \right)^{1/2} > 0$$

— интенсивность скоростей деформации сдвига,  $\mu_0$  — пластическая вязкость. Подставляя (5), (8) в уравнение движения в проекции на ось  $r$  (1) и интегрируя его при граничном условии  $\sigma_r(a) = -p_g$ , находим  $\sigma_r(r)$  и далее с помощью (8), (9) получаем распределения осевых  $\sigma_z(r)$  и кольцевых  $\sigma_\varphi(r)$  напряжений вдоль радиуса слоя. Перечисленные напряжения являются главными, поэтому, используя определение локального давления  $p = -(\sigma_r + \sigma_\varphi + \sigma_z)/3$ , находим распределение давления по радиусу слоя:

$$p(r) = p_g + \tau_0 \left[ \frac{2(r-a)}{h} + \frac{\mu_0 w}{h \tau_0} \left( 1 + \frac{R^2}{a^2} \right) + \right.$$

$$+ \frac{1 + R^2/r^2}{(3 + R^4/r^4)^{1/2}} + \operatorname{arsh} \left( \frac{R^2}{\sqrt{3} a^2} \right) -$$

$$\left. - \operatorname{arsh} \left( \frac{R^2}{\sqrt{3} r^2} \right) \right] + J(r), \quad (10)$$

где

$$J(r) = \frac{\rho_0 w^2 R^2}{8 h^2} \left[ \left( \frac{R}{a} - \frac{a}{R} \right)^2 - \left( \frac{R}{r} - \frac{r}{R} \right)^2 + \right.$$

$$\left. + 2 \left( 1 + \frac{h}{w^2} \frac{\partial w}{\partial t} \right) \left( 2 \ln \left( \frac{r}{a} \right) - \frac{r^2 - a^2}{R^2} \right) \right]$$

— инерционная компонента давления. При скоростях нагрузки  $w < 10$  м/с ее роль в суммарном давлении на слой незначительна.

На рис. 1 приведены рассчитанные по формуле (10) профили давления в слое толщиной  $h_0 = 1$  мм с механическими характеристиками  $\tau_0 = 75$  МПа,  $\mu_0 = 10$  Па·с при  $w = 2$  м/с и  $a_0 = 1$  мм в разные моменты времени сжатия. Видно, как с течением времени профиль давления перестраивается с непрерывно возрастающего от границы полости к стенке наковальни до равномерно распределенного по радиусу слоя к моменту смыкания стенок полости ( $p > 10$  ГПа). Изменение во времени динамических параметров схлопывающейся полости (компрессия  $K$  (кривая 3), скорость стенок  $v$  (1), давление  $p$  (2)) показано на рис. 2. Они

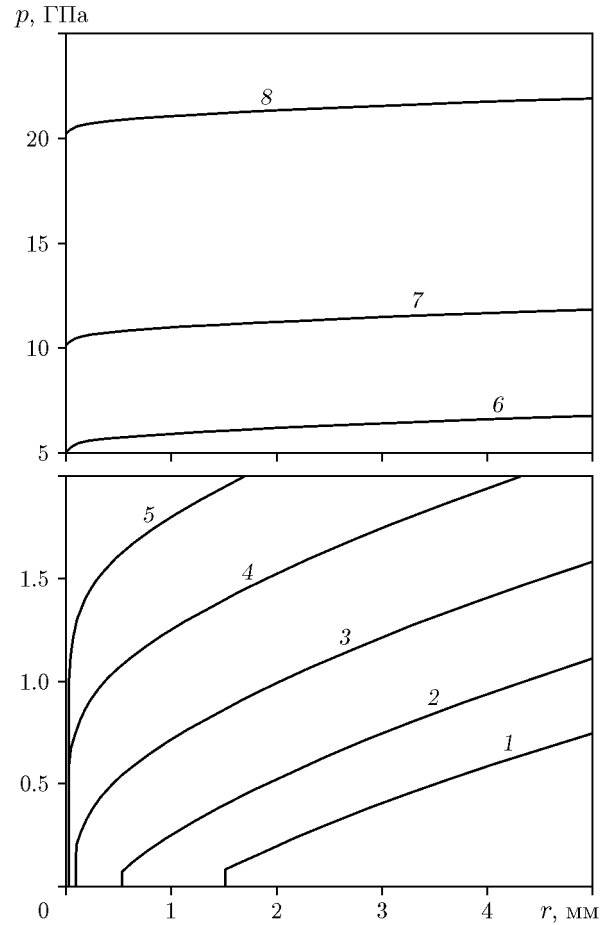


Рис. 1. Профили давления во время сжатия полости ( $a_0 = 1.5$  мм) в слое твердого вещества в моменты времени  $t = 0$  (кривая 1), 40 мкс (2), 44.9 мкс (3), 44.98 мкс (4), 44.99 мкс (5), 44.998 мкс (6), 44.999 мкс (7), 44.9995 мкс (8),  $t_k = 45$  мкс

рассчитаны для частицы с координатой  $r_0 = a_0 + \Delta$  (начальное расстояние от стенки полости до пробной частицы  $\Delta = 1$  мкм), которая (указано ниже) становится самой «горячей» в сходящемся потоке вещества. Из рис. 2 следует, что в течение 99 % времени схлопывания полости  $t_k$  ( $t_k = (1 - q)t_0 = 20$  мкс) параметры потока, особенно давление, изменяются незначительно и лишь на заключительной стадии сжатия полости наблюдается резкое и неограниченное возрастание всех параметров как прямое следствие концентрации энергии (кумуляции) в сходящемся потоке. Как и ожидалось, толщина слоя при этом лишь слабо уменьшается.

Среднее давление в слое, создаваемое движением ударника, вычисляется по формуле

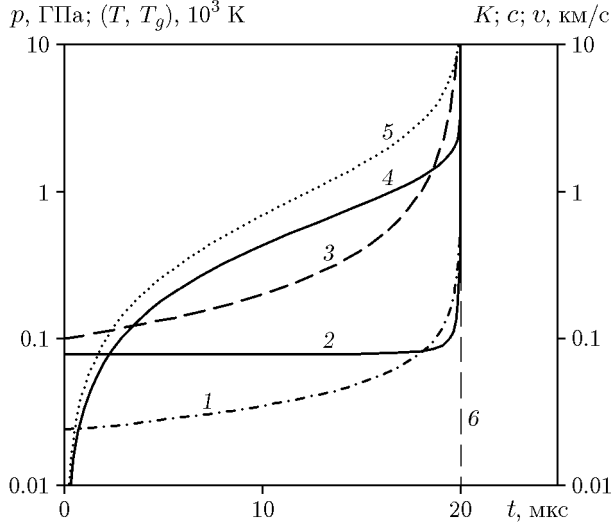


Рис. 2. Изменение во времени параметров схлопывающейся полости радиусом  $a_0 = h_0 = 1$  мм:

1 — скорость  $v$ , 2 — давление  $p$ , 3 — компрессия  $K$ , 4 — температура  $T$ , 5 — температура газа  $T_g$ , 6 — глубина распада ВВ  $c$

$$P = \frac{2}{R^2} \int_0^R p(r) r dr = p_g \frac{a^2}{R^2} +$$

$$+ \frac{4\tau_0 R}{3h} \left(1 - \frac{3a}{2R} + \frac{a^3}{R^3}\right) + \frac{\mu_0 w R^2}{h a^2} \left(1 - \frac{a^4}{R^4}\right) +$$

$$+ \tau_0 \left[ \frac{2}{3} - \frac{1}{3} \left(1 + \frac{3a^4}{R^4}\right)^{1/2} + \right.$$

$$\left. + \operatorname{arsh} \left( \frac{R^2}{\sqrt{3} a^2} \right) - \operatorname{arsh} \left( \frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right] + I, \quad (11)$$

где

$$I = \frac{\rho_0 w^2 R^2}{8h^2} \left[ \left( \frac{R}{a} - \frac{a}{R} \right)^2 \left( 1 - \frac{a^2}{R^2} \right) + \right.$$

$$\left. + \left( \frac{1}{2} - \frac{d \ln(w)}{d \ln(h)} \right) \left[ 4 \ln \left( \frac{R}{a} \right) - \right. \right.$$

$$\left. \left. - \left( 1 - \frac{a^2}{R^2} \right) \left( 3 - \frac{a^2}{R^2} \right) \right] \right]$$

— инерционная компонента среднего давления.

При  $a = a_0$ ,  $h = h_0$  и  $I = 0$  из (11) получаем предельное значение внешней нагрузки  $p_0$ , при которой слой, переходя в пластическое

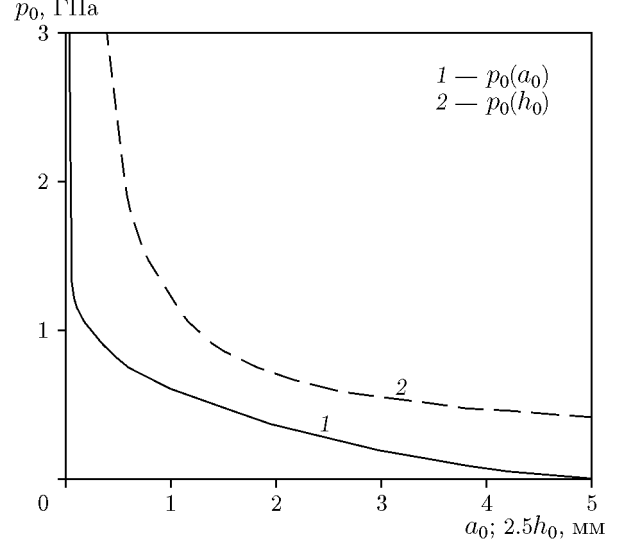


Рис. 3. Влияние размеров полости на предельное давление сжатия слоя

состояние, разрушается. На рис. 3 представлены зависимости давления разрушения слоя  $p_0$  от радиуса полости  $a_0$  при  $h_0 = 1$  мм (кривая 1) и от толщины заряда  $h_0$  при  $a_0 = 1$  мм (кривая 2), рассчитанные при  $w = 2$  м/с. Видно, что с увеличением размеров полости несущая способность слоя (прочность на разрушение) уменьшается.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЗРЫВА

Уравнение притока тепла вследствие диссипации энергии в сходящемся потоке при схлопывании полости с учетом химической реакции 1-го порядка при аррениусовской зависимости константы скорости от температуры, а также с учетом теплообмена со сжатым газом в полости и потерь тепла на контактах слоя с ударником и наковальней записывается в виде

$$\rho_0 c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \tau H + \mu H^2 + \rho_0 Q Z (1 - c) \times$$

$$\times \exp \left( - \frac{E}{R_g T} \right) - \frac{2\alpha_0}{h} \left( T - T_0 + \frac{\alpha_g}{h} \right) (T_g - T),$$

$$\frac{dc}{dt} = Z (1 - c) \exp \left( - \frac{E}{R_g T} \right), \quad (12)$$

$$T(0) = T_0, \quad c(0) = 0,$$

$$\frac{dT_g}{dt} = (\gamma - 1) T_g \frac{d \ln K}{dt} - \left( \frac{\alpha_g}{(\rho c)_g h} \right) (T_g - T),$$

где  $Q$ ,  $E$ ,  $Z$ ,  $c_p$  — термохимические константы ВВ, соответственно теплота взрыва ВВ, энергия активации химической реакции, предэкспоненциальный множитель аррениусовской экспоненты, теплоемкость вязкопластического материала;  $s$  — глубина термического разложения;  $\alpha_0$  — коэффициент теплообмена между слоем ВВ и ударником (наковальней),  $\alpha_g$  — между газом и полостью;  $R_g$  — газовая постоянная. Учитываются также реологические коэффициенты  $\tau$  и  $\mu$  (прочность и вязкость вязкопластического материала при терморазупрочнении заряда), зависящие от температуры и давления:

$$\tau = \tau_0 [1 - (T - T_0)/(T_m - T_0 + \beta p(r))]^n,$$

$$\mu = \mu_0 \exp[(-U/R_g)(T_0^{-1} - T^{-1} + \varepsilon p(r))].$$

Здесь  $T_m$  — температура плавления ВВ,  $\beta$  — пьезомодуль плавления,  $U$  — активационный параметр вязкого течения,  $\varepsilon$  — пьезокоэффициент вязкости,  $0 < n \leq 1$ . Замена постоянных коэффициентов  $\tau_0$  и  $\mu_0$  на переменные не должна вносить существенной ошибки в расчеты температуры, поскольку на каждом шаге численного интегрирования системы (12) вычисляются новые и на данный момент постоянные значения коэффициентов, полученные, в свою очередь, из предыдущих значений. Отметим, что расчеты при постоянных значениях  $\tau_0 = 75$  МПа и  $\mu_0 = 10$  Па·с приводят к нереально высоким температурам схлопывания  $T_k = 10^4 \div 10^5$  К.

Интегрирование (12) выполнялось с ограничением времени счета при  $t_k - \delta$  ( $\delta = 10^{-12}$  с) и с фиксацией момента взрыва при  $s \geq 1$ . На рис. 2 показано изменение температуры ВВ  $T$  (кривая 4) и газа  $T_g$  (5) во время схлопывания полости, а также возникновение взрыва в момент времени  $t_e = 19.9895$  мкс. При этом характерное время удара

$t_0 = 500$  мкс  $\gg t_k$ . Основные параметры потока при инициировании взрыва в ВВ типа октогена ( $E = 0.17$  МДж/моль,  $\lg(Z) = 15.5$  [с $^{-1}$ ],  $\rho_0 = 1.9$  кг/дм $^3$ ,  $Q = 5.4$  МДж/кг) приведены в первой строке таблицы.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотренный случай сжатия цилиндрической полости, идеализированный при постановке задачи (предположение о несжимаемости твердого вещества, исключение эффекта неустойчивости формы схлопывающейся полости и пр.), тем не менее демонстрирует режим кумуляции — концентрации энергии в малом объеме вещества. Он естественно вписывается в известный ряд проявлений фокусировки объемной плотности энергии в различных по своему характеру процессах [6, 7].

Как видно из (10), вязкость в нашем случае не устраняет кумуляцию, не влияет на режим сходимости радиального потока. Последний зависит от сдвиговой прочности ВВ: из-за сильной (степенной) зависимости  $p$  от  $R/r$  для всех  $a \cong R$  величина  $\frac{dp}{dr} \approx 2\tau_0 \left( \frac{1}{h} + \frac{1}{4a} \right)$ , а при  $a \ll R$  величина  $\frac{dp}{dr} \approx 2\tau_0 \left( \frac{1}{h} + \frac{1}{a} \right)$ , т. е., пока  $a \approx h$ , градиент давления в слое остается приблизительно постоянным. Этим объясняется слабое изменение механических параметров схлопывания полости при всех  $t < t_k$ , и только при  $a \ll h$  и далее при  $a \rightarrow 0$  начинается их неограниченный рост.

Однако вязкость гораздо сильнее, чем пластичность, влияет на подъем температуры ВВ перед взрывом (согласно (12)  $\frac{dT}{dt} \sim \frac{\mu R^4}{r^4}$  и  $\frac{dT}{dt} \sim \frac{\tau R^2}{r^2}$  соответственно). В представленном в таблице значении предвзрывной температуры  $T_e = 1292$  К (с момента времени  $t_e$  терми-

Параметры схлопывания полости ( $a_0 = 1$  мм) и возбуждения взрыва в слое твердого ВВ

$t_i$ , мкс	$T_i$ , К	$t_e$ , мкс	$T_e$ , К	$\Delta t_r$ , нс	$T_g$ , К	$K$	$p$ , ГПа	$\dot{a}$ , км/с
19.9875	805	19.9895	1 296	2.0	2 531	1 905	2.083	1.114
19.9875	805	19.9915	1 574	4.0	2 674	2 247	2.468	1.209

Примечание. ВВ —  $\rho_0 = 1.9$  кг/дм $^3$ ,  $\tau_0 = 75$  МПа,  $\mu_0 = 10$  Па·с,  $U = 1$  кДж/моль,  $h_0 = 1$  мм. Скорость нагрузки  $w = 2$  м/с.  $T_e$ ,  $T_i$  — температура вязкопластического материала перед воспламенением и начала быстрого разложения ВВ в соответствующие моменты времени  $t_e$ ,  $t_i$ ,  $T_g$  — температура газа в полости.

ческий распад ВВ приобретает взрывной характер) доля пластического разогрева составляет (с точностью до ошибок расчетов) 248 K, тогда как вязкий разогрев составляет 1056 K. При этом разогрев ВВ путем теплоотдачи от сжатого газа можно не учитывать вследствие его малости.

Расчеты инициирования взрывов при схлопывании полостей радиусом  $a_0 = 0.3 \div 3$  мм при  $h_0 = 1$  мм,  $w = 2$  м/с и оптимальном для достижения максимума температуры значении  $\Delta = 1$  мкм показали постоянный или монотонно возрастающий характер изменения параметров процесса. При увеличении  $a_0$  компрессия полостей к моменту взрыва изменяется от  $10^2$  до  $10^4$ , давление у стенки полости — от 1.5 до 3 ГПа, скорость схлопывания стенок полости — от 1 до 1.5 км/с. При этом период индукции взрыва  $\Delta t_i$ , отсчитываемый от времени фиксации продукта распада ВВ на уровне  $c_i = 10^{-5}$  до времени фиксации взрыва ( $c = 1$ ), составляет  $2 \div 5$  нс, температура начала реакции  $T_i = 795 \pm 15$  K, предвзрывная температура  $T_e = 1300 \pm 70$  K.

Во всех проведенных расчетах неограниченный рост параметров схлопывающихся полостей начинался по прошествии 99 % полного (теоретического) времени их схлопывания. Такая ситуация с параметрами, несмотря на ее катастрофический характер для взрыва, вряд ли может рассматриваться как чрезвычайно опасная для инициирования ВВ в практических ситуациях. Действительно, за время сравнительно медленного роста параметров сумеют сформироваться механизмы противодействия фокусировки потока в виде противодействия сжимаемого газа в полости или потери устойчивости формы схлопывающейся полости, разрушающие кумуляцию в сходящемся потоке [6, 7]. Но в этом, на наш взгляд, как раз и состоит опасность взрыва, поскольку его возникновение уверенно считается невозможным.

Во второй строке таблицы приведены параметры схлопывания газовой полости в слое реакционноспособного ВВ типа октогена, но имеющего теплоту взрывного превращения  $Q = 0$ . Видно, что все характеристики движения и разогрева этого вещества и октогена несильно отличаются между собой, так что оно полностью разлагается практически за время взрывного распада октогена. Сказанное не относится к последующему фугасному эффекту, связанному исключительно с тепловыделением

при терморазложении ВВ. В вышепересмотренном случае продемонстрирован пример взрывоподобного протекания быстрой химической реакции, инициированной в отсутствие саморазогрева только под влиянием диссипативного нагревания вещества при достаточно сильном механическом воздействии. Взрывоподобные явления ранее экспериментально наблюдались при ударе по образцам галоидвиниловых полимеров и некоторых неорганических окислителей [8, 9]. Реакции этих веществ на удар классифицировались как локальные вспышки без развития взрывного процесса на окружающей материал.

## ВЫВОДЫ

1. Представлено решение вязкопластической задачи о параметрах схлопывающейся газовой полости в тонком кольцевом слое несжимаемого твердого вещества, помещенного в пресс-форму и нагружаемого смещением поршня с постоянной скоростью.

2. Приведенные данные свидетельствуют о возможности смыкания стенок полости в режиме фокусировки (кумуляции энергии) потока, препятствием которой может быть сжимаемость исследуемого материала, противодействие нагретого газа и неустойчивость формы схлопывающейся полости.

3. Полученные результаты использованы для приближенного решения задачи об инициировании взрыва в слое твердого ВВ вследствие схлопывания газовой полости при механическом воздействии.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Федеральному исследовательскому центру химической физики им. Н. Н. Семенова РАН (номер госрегистрации 122040500073-4).

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор данной статьи заявляет, что у него нет конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев В. Г., Дунин С. З., Сурков В. В. Схлопывание сферической поры в вязкопластическом материале // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. — 1981. — № 1. — С. 99–101.

2. Хасаинов Б. А., Аттетков А. А., Борисов А. А. Ударно-волновое инициирование пористых энергетических материалов и вязкопластическая модель горячих точек // Хим. физика. — 1996. — Т. 15, № 7. — С. 53–129.
3. Дубовик А. В. Схлопывание сферической полости в вязкопластичном взрывчатом веществе // Горение и взрыв. — 2011. — № 4. — С. 313–318. — EDN: SLBUYZ.
4. Андрианкин Э. И., Боболев В. К., Дубовик А. В. Схлопывание цилиндрической полости в слое жидкости при ударе // ПМТФ. — 1970. — № 6. — С. 98–106.
5. Ильюшин А. А. Пластичность. — М.: Гостехиздат, 1948.
6. Забабахин Е. И., Забабахин И. Е. Явления неограниченной кумуляции. — М.: Наука, 1988.
7. Физика высоких плотностей энергии / под ред. П. Кальдиролы, Г. Кнопфеля. — М.: Мир, 1974.
8. Дубовик А. В. Взрывоподобные химические реакции в твердых веществах, стимулированные механическим ударом // Хим. физика. — 2016. — Т. 35, № 11. — С. 37–43. — DOI: 10.7868/S0207401X16110030. — EDN: WXSPIX.
9. Дубовик А. В., Матвеев А. А. Деформационно-тепловой взрыв в реакционно-способном веществе // Горение и взрыв. — 2015. — Т. 8, № 2. — С. 99–104. — EDN: VQZWNR.

*Поступила в редакцию 12.04.2023.*

*После доработки 03.05.2023.*

*Принята к публикации 23.08.2023.*

---