

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ МЕХАНИЧЕСКОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ЖИДКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ СИСТЕМ

А. В. Дубовик

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 117977 Москва

Численно исследована зависимость минимальной энергии инициирования от толщины слоя вязкой взрывчатой жидкости, помещенной в узкий зазор между плоскопараллельными поверхностями ударника и наковальни. Постановка задачи моделирует условия реальных испытаний взрывчатых материалов на чувствительность к удару. Показано, что при заданной силе удара существует слой жидкости с «мягким» типом механического поведения, который наиболее интенсивно отбирает энергию от ударника и нагревается из-за вязкой диссипации механической энергии. Он и образует слой критической толщины, характеризующийся абсолютным минимумом энергии инициирования. Наличие в испытываемых образцах более толстого слоя с «жестким» типом механического поведения объясняет существенно немонотонный ход зависимости.

Ранее немонотонный характер зависимостей  $E_{\min}(h_0)$ , где  $E_{\min}$  — минимальная энергия инициирования,  $h_0$  — начальная толщина слоя взрывчатой жидкости, качественно рассматривался в [1]. В работах [2, 3] приведены экспериментальные результаты по чувствительности к удару некоторых взрывчатых материалов (ВМ), которые в данной работе используются в качестве иллюстративного материала.

Двумерная математическая модель осесимметричного течения и диссипативного разогрева аномально-вязкой (неньютоновской) жидкости при ударе разработана в [4]. Нестационарная картина растекания тонкого слоя жидкости описывается системой уравнений движения и энергии для осредненных (по толщине слоя) и локальных (лагранжевых) значений скоростей, давлений и температур. К ней присоединяется система уравнений торможения груза, которая определяет средние (по площади ударника) значения давления  $p$  и температуры  $\theta$ , а также скоростей контактной поверхности ударника  $w$  и центра масс системы нагружения  $v$ . В уравнение для средней (по объему жидкости) температуры вязкость

$$\mu(p, \theta) = \mu_0 \exp[(-U/R\theta_0)(\theta/\theta_0 - 1) + \beta(p - p_0)] \quad (1)$$

входит как эффективный параметр, определяющий степень несущей способности слоя ВМ под нагрузкой. Здесь  $U$  — энергия активации вязкого течения,  $\beta$  — пьезокоэффициент вязкости,  $R$  — газовая постоянная. Нижним индексом

нуль отмечены начальные значения параметров.

Несмотря на то, что гидродинамические уравнения в [4] выведены для изовязкой жидкости, используем их в настоящем анализе в качестве первого приближения к реальной ситуации, положив в уравнении для лагранжевой температуры динамическую вязкость в виде (1), но с локальными значениями давления  $p$  и температуры  $T$ . Это приближение не является слишком грубым, поскольку численное интегрирование системы начинается с решения (точных) уравнений торможения груза, затем интегрируются осредненные по толщине слоя уравнения движения и энергии, полученные результаты используются для определения траекторий лагранжевых частиц и лишь затем интегрируются уравнения для локальных давлений и температуры. Контрольные расчеты для оценки точности используемого подхода показали, что величины осредненного по площади ударника давления и среднего давления из уравнения торможения груза совпадают в пределах точности расчета в целом.

Численный эксперимент по возбуждению взрыва ударом проводился так. Для фиксированного значения  $h_0$  задавали начальные координаты частицы  $(r_0, z_0)$  и скорость удара  $v_0$ . Условием возбуждения взрыва является разогрев частицы по такому закону изменения температур, при котором доля периода индукции

воспламенения  $\tau(T)$ , определяемая по формуле

$$f(t) = \int_0^t dx / \tau(T(x)),$$

достигает значения 1. Соответствующее этому событию время  $t_b$  считается моментом инициирования ВМ. Условие взрыва должно выполняться при следующих ограничениях на состояние частицы в потоке: 1) воспламенение происходит в пределах ударника, т. е. радиальная координата частицы в момент взрыва  $r_b$  не превышает радиуса слоя  $R$  ( $r_b < R$ ); 2) время до взрыва  $t_b$  не превышает полного времени удара  $t_k$  ( $t_b < t_k$ ); 3) для всех частиц в потоке, кроме «самой горячей», величина  $f$  к концу удара меньше единицы ( $f_k < 1$ ). Варьированием независимых величин  $v_0$ ,  $r_0$  и  $z_0$  определяется минимальная энергия инициирования  $E_{\min} = Mv_0^2/2$  для любой толщины заряда  $h_0$ , где  $M$  — масса ударника.

Связанную систему уравнений гидродинамики, механики удара и задержки взрыва решали численно по модифицированной программе Stiff из библиотеки Mathcad 5.0+. Точность определения координат «самой горячей» частицы была не более 100 мкм вдоль радиуса ударника и не более 10 мкм по толщине слоя. Начальная скорость удара  $v_0$  определена с точностью 1 мм/с.

Как известно из эксперимента [2, 3], любой толщине заряда  $h_0$  соответствует минимальная энергия удара  $E_{\min} = MgH_0$ , при которой возможно инициирование взрыва (здесь  $g$  — ускорение силы тяжести,  $H_0$  — высота сбрасывания груза). Зависимость  $E_{\min}(h_0)$  имеет вид резко спадающей кривой при  $0 < h_0 < h_{cr}$ . Для всех  $h_0 > h_{cr}$  ход кривой  $E_{\min}(h_0)$  зависит от вида ВМ. Для некоторых из них кривая  $E_{\min}(h_0)$  приблизительно постоянна и характеризуется значением энергии инициирования, близкой к  $E_{cr}$ , где  $E_{cr} = E_{\min}(h_{cr})$ . Такую зависимость  $E_{\min}(h_0)$  будем называть зависимостью типа 3. Для других ВМ кривая  $E_{\min}(h_0)$  возрастает, но только до определенной величины  $E_s = E_{\min}(h_s)$ . Дальнейший ход кривой  $E_{\min}(h_0)$  при  $h_0 > h_s$  также неоднозначен. Для ряда ВМ энергия инициирования  $E_{\min}$  остается приблизительно постоянной и равной  $E_s$ . Полученную зависимость  $E_{\min}(h_0)$  назовем зависимостью типа 2. Для остальных ВМ она уменьшается до величины  $E_{п} > E_{cr}$  в точке  $h_{п} > h_s$  и далее также остается постоянной (зависимость типа 1). Толщина заряда  $h_{cr}$ ,

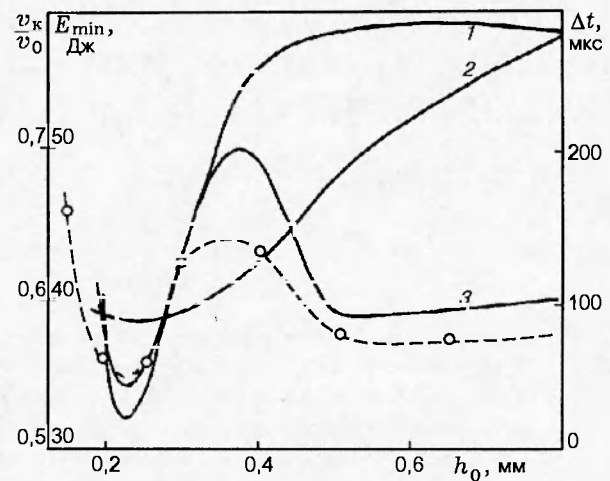


Рис. 1. Параметры инициирования в зависимости от  $h_0$ :

1 —  $v_k/v_0$ , 2 —  $\Delta t$ , 3 —  $E_{\min}$ ; точки — эксперимент [3]

при которой имеет место абсолютный минимум значений энергий инициирования  $E_{cr}$ , называется критической. Критическая плотность энергии удара  $E_{cr}/\pi R^2$  принимается в качестве обобщенного показателя чувствительности ВМ к удару [1, 2]. Далее везде индекс «п» относится к постоянным параметрам инициирования,  $cr$  — к критическим значениям,  $s$  — к величинам, связанным с локальным максимумом энергий инициирования  $E_s$ .

Численное моделирование удара по слою ВМ дает такие же немонотонные зависимости  $E_{\min}(h_0)$ , как и те, что наблюдаются на практике. Проиллюстрируем это на примере расчетов трех типичных кривых  $E_{\min}(h_0)$ , полученных в численном эксперименте с гипотетическими ВМ, отличающимися один от другого только реологическими параметрами  $\mu_0$  и  $U$ . В расчетах приняты следующие значения физико-химических и взрывчатых характеристик ВМ: плотность  $\rho = 1500$  кг/м<sup>3</sup>, теплоемкость  $c_p = 1,25$  кДж/(кг·К),  $\beta = 5$  ГПа<sup>-1</sup>, теплота взрывчатого превращения 4,3 МДж/кг, энергия активации термораспада 165 кДж/моль, предэкспонент  $4 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>. Параметры системы нагружения таковы: механическая жесткость  $k = 0,35$  ГН/м,  $M = 5$  кг, диаметр ударника  $2R = 1,9$  см, коэффициент теплоотдачи от ВМ к поверхности наковальни 3 кВт/(м<sup>2</sup>·К). Напомним, что основное предположение теории [4] состоит в том, что поверхности ударника и наковальни плоские

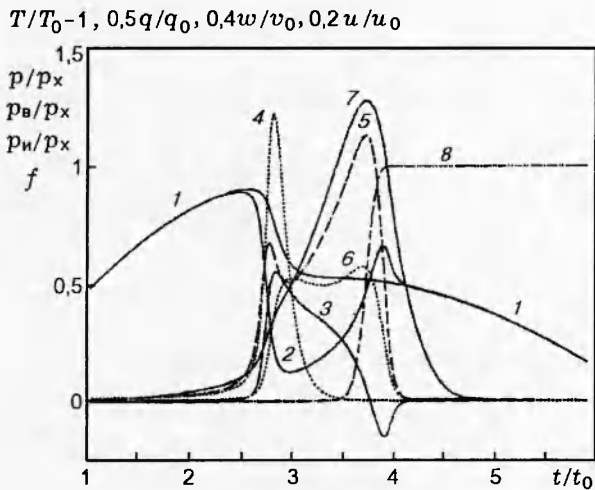


Рис. 2. Параметры удара с энергией  $E_{cr} = 12,2 \text{ Дж/см}^2$  в зависимости от времени:

1 — среднее давление,  $p/p_x$ , 2 — вязкое давление,  $p_w/p_x$ , 3 — инерционное давление,  $p_u/p_x$ , 4 — скорость контактной границы,  $w/v_0$ , 5 — скорость тепловыделения,  $q/q_0$ , 6 — скорость частицы,  $u/u_0$ , 7 — локальная температура,  $T/T_0 - 1$ , 8 — интеграл вероятности взрыва,  $f$ ; масштабы величин:  $p_x = (v_0/S)(Mk)^{1/2} = 0,548 \text{ ГПа}$ ,  $v_0 = 3,715 \text{ м/с}$ ,  $t_0 = h_0/v_0 = 78,4 \text{ мкс}$ ,  $q_0 = p_x/t_0 = 9,05 \text{ кВт/мм}^3$ ,  $u_0 = R/2t_0 = 60,6 \text{ м/с}$ ,  $T_0 = 293 \text{ К}$

и параллельны в течение всего времени удара, так что деформацией контактных поверхностей пренебрегаем.

1. **Высоковязкий ВМ с сильной зависимостью вязкости от температуры:**  $\mu_0 = 50 \text{ Па}\cdot\text{с}$ ,  $U = 80 \text{ кДж/моль}$  (зависимость типа 1).

На рис. 1 приведены расчетная зависимость  $E_{min}(h_0)$  и экспериментальные точки [3], полученные с пастообразным взрывчатым составом на основе порошков октогена, алюминия и связки в виде смеси жидких нитроэфиров, пластифицированной поливинилтетразолом. Кривая имеет абсолютный минимум в точке  $h_{cr} = 0,225 \text{ мм}$  и характерный максимум при  $h_s = 0,35 \text{ мм}$ . Для всех  $h_0 > h_{cr} = 0,5 \text{ мм}$  значение  $E_{cr}$  слабо возрастающее с ростом  $h_0$ , можно считать практически постоянным. Причем в соответствии с экспериментом  $E_{cr} > E_{cr} = 34,5 \text{ Дж}$  ( $v_{cr} = 3,715 \text{ м/с}$ ).

Чтобы лучше понять причину полученного вида кривой  $E_{min}(h_0)$ , обратимся к рис. 2, 3, на которых представлены результаты расчетов параметров удара с критической энергией  $E_{cr}$ . На рис. 2 показана временная картина удара по заряду толщиной  $h_{cr}$ . Наблюдаемая частица, которая впоследствии окажется «самой горячей» в потоке растекающейся жидкости, по-

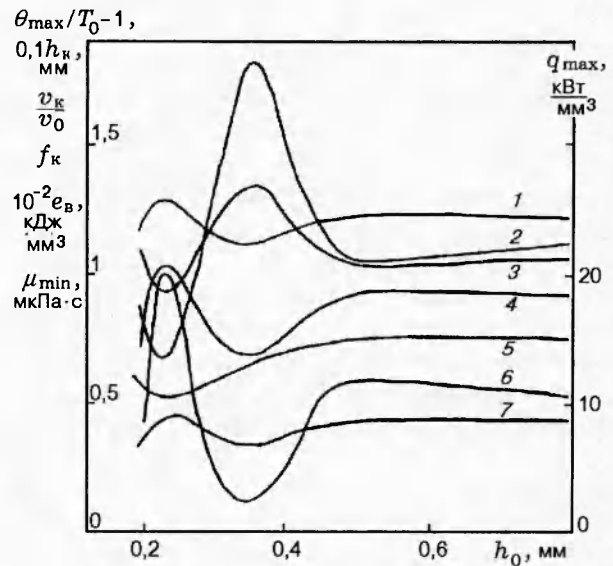


Рис. 3. Экстремальные параметры удара в зависимости от  $h_0$  при  $E_{cr} = 12,2 \text{ Дж/см}^2$ :

1 —  $(\theta_{max}/T_0 - 1)$ , 2 —  $\mu_{min}$ , 3 —  $h_k$ , 4 —  $q_{max,2}$ , 5 —  $v_k/v_0$ , 6 —  $f_k$ , 7 —  $e_v$ ; масштабы величин те же, что и на рис. 2

мещена в точку с координатами  $r_0 = 3,0 \text{ мм}$ ,  $z_0 = 0,06 \text{ мкм}$ . Вследствие малого значения  $h_{cr}$  профиль давления  $p(t)$  не имеет характерной двухвершинной конфигурации, так как спад давления из-за сильного уменьшения вязкости с ростом температуры (теплового разупрочнения слоя, снижения его несущей способности) совпадает по времени со спадом давления из-за изменения знака скорости центра масс системы нагружения  $v(t)$ . Скорость контактной поверхности достигает максимума  $w_{max} = 11,4 \text{ м/с}$  в момент максимальной скорости спада давления  $((dp/dt)_{max} = -13,3 \text{ ГПа/мс})$ . Скорость тепловыделения  $q(t)$  имеет два характерных максимума  $q_{max,1}$  и  $q_{max,2}$  ( $q_{max,2} > q_{max,1}$ ), причем максимум  $q_{max,1} = 12,2 \text{ кВт/мм}^3$  совпадает по времени с достижением скорости  $w_{max}$ . Напротив, температура частицы имеет единственный максимум  $T_{max} = 668 \text{ К}$ , совпадающий с  $q_{max,2} = 20,4 \text{ кВт/мм}^3$ . Непосредственно за этими максимумами величина  $f(t)$  достигает предельного значения 1 в момент воспламенения  $t_b = 0,242 \text{ мс}$ .

По достижении максимальной скорости контактной поверхности частица движется преимущественно в осевом направлении, с чем и связано происхождение максимума  $q_{max,1}$ .

Движение преимущественно в радиальном направлении начинается с приходом в окрестность точки  $r_0$  волны растекания слоя ВМ, в которой температура частицы быстро достигает максимального значения. Отметим, что при формировании  $q_{\max,2}$  решающую роль играет взаимодействие вязких и инерционных сил в жидком потоке. Действительно, из-за разогрева жидкости при спаде давления ее вязкость сильно уменьшается (до  $\mu_{\min} = 0,68$  мкПа·с). В безынерционном потоке давление при этом должно было бы снизиться практически до нуля. Но инерционные силы препятствуют быстрому растеканию слоя (число Рейнольдса возрастает от 0,012 до 28,5). Со временем из-за уменьшения толщины слоя ВМ силы инерции убывают и наступает момент, когда инерционное давление  $p_{\text{и}}(t)$  становится отрицательным. Это приводит к резкому ускорению потока, росту вязких сил и скорости тепловыделения. Причем превышение вязкого давления  $p_{\text{в}}(t)$  над средним  $p(t)$  равно абсолютной величине отрицательного инерционного давления, так что зависимость  $p(t)$  в это время остается гладкой. Вязкие силы резко тормозят частицу, и она останавливается в момент воспламенения  $t_b = 0,61t_k$  на расстоянии  $0,17R$  от края ударника. Осевая координата частицы в момент взрыва  $z_b = 0,24h_b$ , где  $h_b$  — толщина слоя в момент  $t_b$ . В конце удара в момент времени  $t_k$  предельная толщина сжатого слоя равна  $h_k$ , а скорость ударника —  $v_k$ .

Обратимся к рис. 3, на котором приведены экстремальные значения рассмотренных выше параметров удара в зависимости от толщины заряда. Все представленные зависимости монотонны с характерными экстремумами в точках  $h_{cr} = 0,225$  мм и  $h_s = 0,35$  мм. Слой толщиной  $h_{cr}$  ведет себя следующим образом: при ударе он растекается до наименьшей толщины ( $h_k = 0,09$  мкм), поглощает наибольшую величину энергии удара (энергия жидкого потока  $e_{\text{ж}} = 0,725E_0$ , доля вязкой составляющей энергии  $e_{\text{в}} = 0,34E_0$ ), после удара груз отскакивает от него с наименьшей скоростью ( $v_k = -0,52v_0$ ). Будем называть его «мягким» слоем. Этот слой быстрее других ( $q_{\max,2} = 20,4$  кВт/мм<sup>3</sup>) и сильнее остальных ( $T_{\max} = 668$  К) нагревается при ударе. (О балансе энергии при ударе см. приложение).

В противоположность рассмотренному слой толщиной  $h_s$  уместно назвать «жестким», так как он растекается до наибольшей толщины ( $h_k = 0,13$  мкм) и поглощает лишь

58 % энергии удара (доля вязкой составляющей 37 %), причем груз отскакивает от него со скоростью  $v_k = -0,65v_0$ . Этот слой медленнее остальных диссипирует энергию удара ( $q_{\max,2} = 13,7$  кВт/мм<sup>3</sup>), нагреваясь лишь до  $T_{\max} = 619$  К, так что  $f_{\max} = 0,14$  и взрыва нет. Вязкость жидкости в жестком слое снижается лишь до  $\mu_{\min} = 1,8$  мкПа·с. Для зарядов с  $h_0 > h_{\text{п}} = 0,5$  мм значения экстремальных параметров практически постоянны: они либо слабо возрастают ( $h_k, e_{\text{в}}, \mu_{\min}$ ), либо незначительно уменьшаются ( $T_{\max}, q_{\max,2}, v_k, f_{\max}$ ).

Из анализа рис. 3 следует, что для возбуждения взрыва в зарядах с  $h_0 \neq h_{cr}$  необходимо поднять энергию удара выше значения  $E_{cr}$ , причем в наибольшей степени это необходимо сделать для зарядов с  $h_0 = h_s$ , а для зарядов с  $h_0 > h_{\text{п}}$  повышение энергии удара приблизительно одно и то же. В справедливости этого вывода можно убедиться, обращаясь к рис. 1. Действительно, (локальный) максимум энергии инициирования  $E_s = 17,5$  Дж/см<sup>2</sup> наблюдается для жесткого слоя  $h_s$  и минимум — для мягкого  $h_{cr}$ . Для зарядов с  $h_0 > h_{\text{п}}$  энергия инициирования приблизительно постоянна ( $E_{\text{п}} = 14,1$  Дж/см<sup>2</sup>). Как и следовало ожидать из условия  $f_{\max} = 1$ , вдоль кривой  $E_{\min}(h_0)$  сохраняются приблизительно постоянными величины  $T_{\max} = (668 \pm 0, \dots)$  К,  $q_{\max,2} = (20,8 \pm 0,4)$  кВт/мм<sup>3</sup> и толщина слоя в момент взрыва  $h_b = (0,098 \pm 0,002)$  мкм. Однако скорость отскока груза  $v_k$ , оставаясь минимальной в точке  $h_{cr}$ , не имеет особенностей в точке  $h_s$ , как и при ударе с постоянной силой (см. рис. 3). Это объясняется балансом между энергиями жидкости  $e_{\text{ж}}$  и ударника  $e_{\text{у}}$ . Отношение  $e_{\text{ж}}/e_{\text{у}}$  максимально и больше единицы для всех  $h_0 \sim h_{cr}$ , равно единице при  $h_0 = h_s$  и слабо убывает в зависимости от  $h_0$  для всех  $h_0 > h_{\text{п}}$ .

Для дальнейшего полезно отметить, что время удара  $t_k$  монотонно возрастает с ростом  $h_0$ . Назовем промежуток времени от начала спада давления  $t_p$  до взрыва  $t_b$  задержкой взрыва и обозначим его через  $\Delta t = t_b - t_p$ . Зависимость  $\Delta t(h_0)$  имеет слабый минимум  $\Delta t_{cr} = 86$  мкс в точке  $h_{cr}$ .

2. Вязкий ВМ с сильной зависимостью вязкости от температуры:  $\mu_0 = 10$  Па·с,  $U = 80$  кДж/моль (зависимость типа 2).

Пятикратное (в сравнении с п. 1) снижение вязкости изменяет вид кривой взрывов  $E_{\min}(h_0)$ , прежде всего тем, что жесткий слой совмещается со слоем постоянных параметров

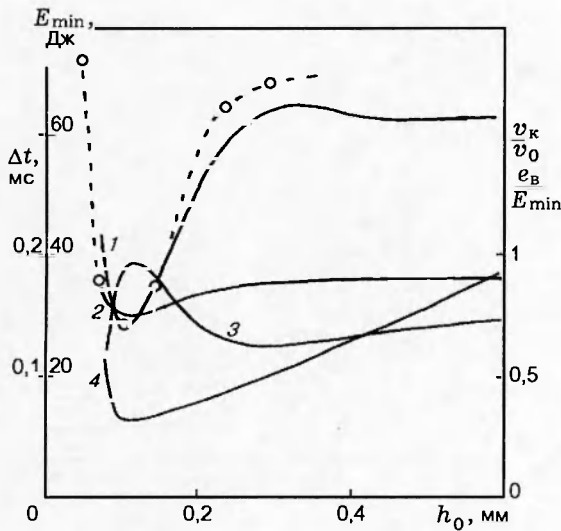


Рис. 4. Параметры инициирования в зависимости от  $h_0$ :

1 —  $E_{\min}$ , 2 —  $v_k/v_0$ , 3 —  $\Delta t$ , 4 —  $e_b/E_{\min}$ ; точки — эксперимент

инициирования ( $h_s \rightarrow h_{\text{п}}$ ). На рис. 4 приведены расчетные значения  $E_{\min}(h_0)$  в сравнении с экспериментальными данными, полученными с полиглицидилнитратом — вязкой жидкостью, используемой в качестве активного пластификатора связующего некоторых смесевых систем. Данные [3] здесь пересчитаны на критические параметры  $h_{cr} = 0,11$  мм,  $E_{cr} = 29,0$  Дж ( $10,2$  Дж/см<sup>2</sup>) для иллюстрации качественного согласования теоретических и экспериментальных результатов.

Из рис. 4 следует, что  $h_s \approx h_{\text{п}}$ , и поэтому  $E_s \approx E_{\text{п}} \approx 63$  Дж  $> E_{cr}$ . На рис. 5 представлены экстремальные значения параметров удара с  $E_{cr} = 29,0$  Дж ( $v_{cr} = 3,407$  м/с) зарядов различной толщины  $h_0$ . Кривая толщины слоя к концу удара  $h_k$ , т. е. предельной толщины слоя, в зависимости от  $h_0$  имеет минимум на мягком слое ( $h_0 = h_{cr}$ ). Это означает, что заряд толщиной  $h_{cr}$  лучше остальных растекается при ударе, соответственно больше других отбирает энергию от ударника, интенсивнее и сильнее всех нагревается из-за вязкой диссипации механической энергии. При заданной силе удара только в слое критической толщины возможно инициирование взрыва ( $f_{\max} = 1$ ).

Заряд с  $h_s = 0,3$  мм можно считать жестким лишь условно, так как из всех представленных на рис. 5 кривых только энергия вязкого течения имеет четкий минимум  $e_{b,\min} =$

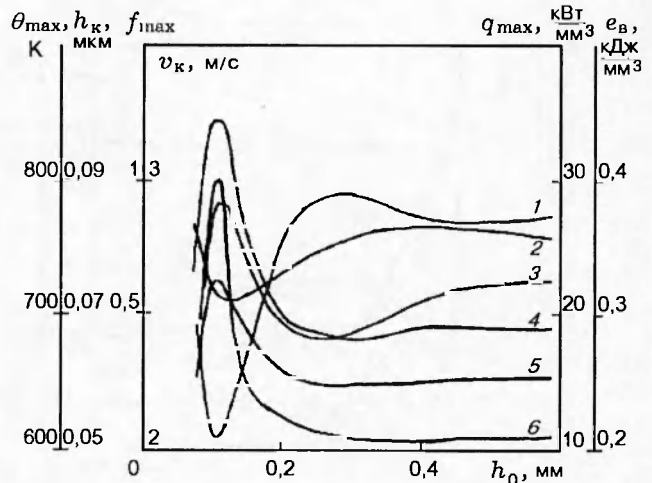


Рис. 5. Экстремальные параметры удара в зависимости от  $h_0$  при  $E_{cr} = 10,2$  Дж/см<sup>2</sup>:

1 —  $h_k$ , 2 —  $v_k$ , 3 —  $e_b$ , 4 —  $q_{\max,2}$ , 5 —  $\theta_{\max}$ , 6 —  $f_{\max}$

$0,29$  кДж/мм<sup>3</sup> в точке  $h_0 = h_s$ . Для зарядов с  $h_0 > h_s$  экстремальные параметры приблизительно одинаковы, так что можно полагать  $h_s \approx h_{\text{п}}$ . Очевидно, что попытка перестроить кривую  $f_{\max}(h_0)$  на рис. 5 в линию постоянного уровня  $f_{\max} = 1$  должна сопровождаться соответствующим увеличением энергии удара сверх значения  $E_{cr}$  для всех  $h_0 \neq h_{cr}$ . В результате такого преобразования получается кривая  $E_{\min}(h_0)$ , как на рис. 4, на которой значения  $T_{\max} = (675 \pm 0, \dots)$  К,  $q_{\max,2} = (34,3 \pm 0,2)$  кВт/мм<sup>3</sup> и  $h_b = (0,057 \pm 0,001)$  мкм постоянны.

Динамика удара и инициирования взрыва для данного примера аналогична рассмотренным в п. 1: имеются два характерных максимума скорости тепловыделения, причем, как и ранее, во время наступления  $q_{\max,2}$  вязкое давление в слое превышает среднее на соответствующую величину отрицательного инерционного давления. В критических условиях удара задержка взрыва  $\Delta t_{cr} = 63,8$  мкс меньше, чем в п. 1. Вместе с тем из-за большей скорости тепловыделения температура ВМ становится выше, а критическая энергия инициирования взрыва — ниже. Однако в среднем для всех зарядов толщиной  $h_0$  величина  $E_{\min}$  больше, чем в п. 1, приблизительно в 1,3 раза.

3. Вязкий ВМ со слабой зависимостью вязкости от температуры:  $\mu_0 = 10$  Па · с,  $U = 40$  кДж/моль (зависимость типа 3).

Из-за слабой зависимости  $\mu(T)$  слой жид-

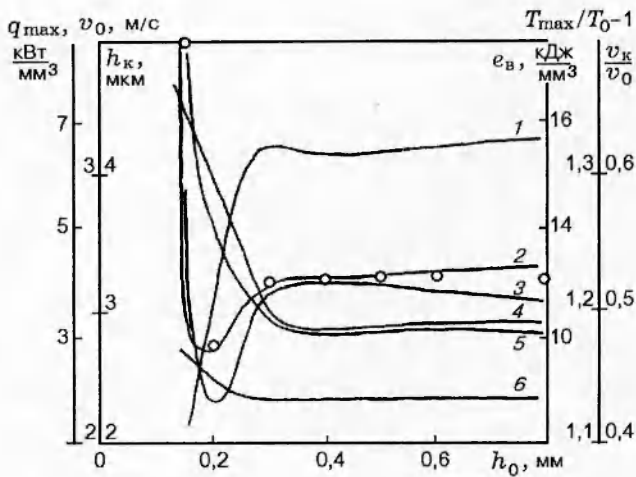


Рис. 6. Показатели инициирования в зависимости от  $h_0$ :

1 —  $e_B$ , 2 —  $v_0$ , 3 —  $v_k/v_0$ , 4 —  $q_{\max}$ , 5 —  $h_k$ , 6 —  $(T_{\max}/T_0 - 1)$ ; точки — эксперимент

кости сравнительно медленно растекается при ударе, так что давление и энергия в потоке имеют исключительно безынерционное происхождение ( $Re \ll 1$ ). Профиль давления  $p(t)$  для всех толщин зарядов, кроме узкого интервала значений вблизи  $h_0 = 0,3$  мм, характеризуется одновершинностью и замедленным протеканием спада давления при тепловом разрушении слоя ВМ.

На рис. 6 приведены расчетная зависимость  $E_{\min}(h_0)$  и экспериментальные данные [3], полученные с жидкой загущенной смесью азидо- и нитропарафинов (жидкий порох). Кривая имеет слабо выраженный минимум вблизи точки  $h_{cr} = 0,2$  мм и обширную область постоянных параметров при  $h_0 \geq h_{п} = 0,3$  мм.

Анализируя рис. 7, на котором представлены экстремальные значения параметров удара с критической скоростью  $v_{cr} = 2,374$  м/с ( $E_{cr} = 14,1$  Дж), можно с уверенностью указать на наличие мягкого слоя при  $h_0 = 0,2$  мм, вблизи которого существуют минимумы величин  $h_k$ ,  $v_k$  и максимумы величин  $T_{\max}$ ,  $q_{\max}$ ,  $e_{\max}$ . Однако определить жесткий слой, как и в п. 1, затруднительно. Действительно, поскольку максимум величины  $v_k$  находится вблизи точки  $h_0 = 0,35$  мм, можно было бы принять указанное значение толщины за  $h_s$  жесткого слоя. Однако по ряду других признаков, в частности по отсутствию особенностей на кривых  $h_k$ ,  $e_{\max}$ ,  $q_{\max}$  и  $T_{\max}$  в точке  $h_0 = 0,35$  мм,

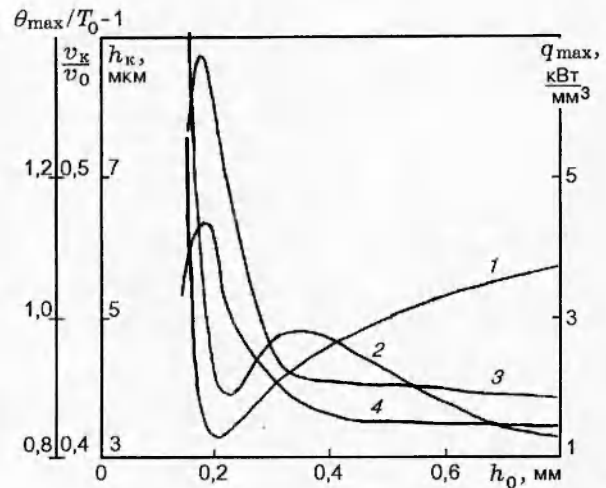


Рис. 7. Экстремальные параметры удара в зависимости от  $h_0$  при  $v_{cr} = 2,374$  м/с:

1 —  $h_k$ , 2 —  $v_k/v_0$ , 3 —  $q_{\max}$ , 4 —  $(\theta_{\max}/T_0 - 1)$

такое предположение следует считать ошибочным. Вместе с тем есть все основания полагать, что данный слой относится к зарядам с постоянными параметрами течения  $h_{п}$ .

Обращаясь вновь к зависимости  $E_{\min}(h_0)$  на рис. 6, отметим наличие мягкого слоя  $h_{cr} = 0,2$  мм и слоя постоянных параметров течения  $h_{п} = 0,3$  мм, причем при всех  $h_0 > h_{п}$  постоянны значения  $T_{\max} = 626$  К,  $q_{\max} = 3,3$  кВт/мм<sup>3</sup>,  $e_{\max} = 17,0$  Дж/мм<sup>3</sup> и  $h_b = 2,8$  мкм. Вместе с тем, в отличие от пп. 1 и 2, указанные параметры монотонно изменяются в промежутке  $0 < h_0 < h_{п}$ , причем  $q_{\max}$  и  $T_{\max}$  уменьшаются, а  $e_{\max}$  возрастает с увеличением  $h_0$ .

Этот результат можно связать с особенностями растекания жидкости, вязкость которой зависит от температуры. В отличие от изовязкой жидкости, для которой предельная толщина сжатого слоя  $h_k$  не зависит от  $h_0$  [4], в случае выполнения закона  $\mu = \mu_0 \exp(-\alpha(T - T_0))$  зависимость  $h_k(h_0)$  приближенно записывается так:

$$h_k = [(\varepsilon S/k)(3 + \alpha\varepsilon/\rho c_p h_0^3)]^{1/4}, \quad (2)$$

где  $S = \pi R^2$  — площадь контактной поверхности ударника,  $\alpha \approx U/RT_0^2$  — температурный коэффициент вязкости ВМ,  $\varepsilon = 3\mu_0 v_0 S/2\pi$ . Из (2) следует, что с уменьшением  $h_0$  предельная толщина слоя  $h_k$  возрастает и, следовательно, уменьшается энергия, связанная с вязким потоком. Поэтому чтобы с уменьшением  $h_0$  выполнялось условие взрыва  $f_{\max} = 1$ , необходи-

Тип $E_{\min}(h_0)$ ( $\mu_0$ , Па · с, $U$ , кДж/моль)	$E_{cr}$ , Дж/см <sup>2</sup>	$p_{cr}$ , ГПа	$h_{cr}$ , мм	$q_{\max,2}$ , кВт/мм <sup>3</sup>	$T_{\max}$ , К	$\Delta t_{cr}$ , мкс	$E_p$ , Дж/см <sup>2</sup>
1) $\mu_0 = 50, U = 80$	12,2	0,495	0,225	20,4	668	86,0	14,0
2) $\mu_0 = 10, U = 80$	10,2	0,448	0,110	34,3	674	63,8	22,2
3) $\mu_0 = 10, U = 40$	4,97	0,257	0,200	6,09	629	218	6,11

мо интенсифицировать тепловыделение (увеличить  $q_{\max}$ ), в результате которого температура жидкости возрастает до необходимых величин (см. рис. 6).

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Среди испытываемых на чувствительность к удару зарядов ВМ существуют образцы с относительно мягким и жестким типами механического поведения. Они отличаются степенью поглощения энергии удара и, как следствие, показателями инициирования взрыва. При этом мягкий заряд с наибольшей интенсивностью диссипирует энергию удара и поэтому характеризуется наименьшими (критическими) параметрами внешнего воздействия — энергией удара, создаваемым им давлением в заряде, коэффициентом восстановления скорости удара и пр. Очевидно, что величина  $h_{cr}$  определяется только режимом деформации заряда, который зависит от физико-механических характеристик ВМ и системы нагружения и не зависит от его химико-кинетических (взрывчатых) свойств. Напротив, величина  $E_{cr}$  (и  $p_{cr}$ ) зависит от всех упомянутых свойств ВМ и условий удара, потому что определяется характером тепловыделения от протекающей в заряде химической (взрывной) реакции, скорость которой сильно зависит от кинетических параметров ВМ.

2. Три типа различных зависимостей  $E_{\min}(h_0)$ , обнаруженные в численном (и подтвержденные в натурном) эксперименте, качественно связываются с варьированием реологических характеристик ВМ — динамической вязкости и энергии активации вязкого течения. Причем зависимости типа 2 и 3 получаются из зависимости типа 1 при предельных переходах  $h_{II} \rightarrow h_s$  и  $h_{II} \rightarrow h_{cr}$  соответственно. Отсюда следуют и количественные различия между критическими параметрами инициирования ВМ. Чтобы выяснить степень влияния только реологических характеристик на чувствительность ВМ, в данной работе выполнен численный эксперимент по инициированию ВМ

с одинаковыми взрывчатыми свойствами. В таблице приведены рассчитанные значения показателей чувствительности ВМ и некоторые параметры удара в критических условиях инициирования. Из нее, в частности, следует, что пятикратное изменение значения  $\mu_0$  сравнительно мало влияет на критические энергию и давление, но заметно — на критическую толщину слоя. В то же время изменение вдвое значения  $U$  заметно влияет на все критические параметры инициирования ВМ.

Дадим объяснение полученным результатам. При слабой зависимости  $\mu(T)$  исследуемую жидкость можно грубо рассматривать как изовязкую среду, которая, с одной стороны, интенсивно диссипирует энергию удара, а с другой — активно сопротивляется деформации. Поэтому ее разогрев в целом невелик, и только длительное время течения ВМ под нагрузкой является решающим фактором в инициировании взрыва.

При сильной (активационной) зависимости  $\mu(T)$  разупрочнение заряда из-за температурного снижения вязкости носит срывной характер, причем до момента срыва вязкость только возрастает вследствие роста давления удара. К моменту срыва ударник запасает в виде упругой энергии около 80 % первоначальной энергии, а давление в слое составляет  $0,45 \div 0,5$  ГПа. Столь высокое давление при ударе может быть достигнуто лишь на достаточно тонкой прослойке, которая тем тоньше, чем меньше значение  $\mu_0$ . Поэтому в менее вязкой прослойке выше (удельная) скорость диссипативного тепловыделения, несколько больше подъем температуры и меньше задержка взрыва. В результате при фиксированном значении  $U$  энергия инициирования более вязкой прослойки несколько выше, чем менее вязкой.

Наконец, отметим примечательный результат работы, который, возможно, станет предметом дискуссии о выборе критерия практической оценки чувствительности ВМ к удару. До сих пор (справедливо) полагалось, что таким критерием может быть только величина

на критической энергии удара  $E_{cr}$  или давления  $p_{cr}$ , создаваемого ударом. Но как видно из рис. 3, 4, 6, интервал толщин зарядов вблизи  $h_{cr}$  весьма узок, а в широком интервале толщин  $h_0 > h_{cr}$  энергия инициирования приблизительно одинакова и равна  $E_{cr}$ , причем в общем случае  $E_{cr} > E_{cr}$ . Более того, как видно из таблицы, законы изменения величин  $E_{cr}$  и  $E_{cr}$  различны, и это обстоятельство может стать причиной недооценки (или, наоборот, переоценки) чувствительности ВМ по критериям  $E_{cr}$  или  $p_{cr}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-03-32448).

### Приложение

#### БАЛАНС ЭНЕРГИИ ПРИ УДАРЕ ПО СЛОЮ ЖИДКОГО ВЕЩЕСТВА

Пусть  $E$  — полная энергия жидкости и ударника. Энергия движущейся жидкости ( $E_{ж}$ ) состоит из вязкой ( $E_{в}$ ) и инерционной ( $E_{и}$ ) составляющих. Энергия ударника ( $E_{у}$ ) складывается из потенциальной ( $E_{у,пот}$ ) и кинетической ( $E_{у,кин}$ ) энергий. Таким образом,

$$E = E_{ж} + E_{у} = E_{в} + E_{и} + E_{у,пот} + E_{у,кин} = \\ = E_{в} + E_{и} + p^2 S^2 / 2k + Mv^2 / 2.$$

Дифференцированием этого равенства находим

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE_{в}}{dt} + \frac{dE_{и}}{dt} + \frac{S^2 p}{k} \frac{dp}{dt} + Mv \frac{dv}{dt}.$$

Учитывая, что давление в жидкости также складывается из давлений, связанных с вязким и инерционным движениями ( $p = p_{в} + p_{и}$ ), а также, что [4]  $dp/dt = (k/S)(v - w)$ ,  $dv/dt = pS/M$ ,  $dE_{в} = p_{в}Sw$  и  $dE_{и}/dt = p_{и}Sw$ , получаем

$$\frac{dE}{dt} = p_{в}Sw + p_{и}Sw + p(v - w) + pSv = 0$$

или

$$E = E_0 = Mv_0^2 / 2.$$

Таким образом, в течение всего времени удара энергия системы жидкость+ударник постоянна и равна  $E_0$ . В процессе удара она непрерывно перераспределяется между различными частями системы. В начале удара  $E_{в}(0) = E_{и}(0) = E_{у,пот}(0) = 0$ ,  $E_{у,кин}(0) = E_0$ . В конце удара  $E_{в}(t_k) = e_{в}$ ,  $E_{и}(t_k) = e_{и}$ ,  $E_{у,пот}(t_k) = 0$ ,  $E_{у,кин}(t_k) = Mv_k^2 / 2$ . Причем  $e_{в} + e_{и} = e_{ж} = E_0(1 - v_k^2 / v_0^2)$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Дубовик А. В. Оценка параметров разрушения и инициирования конденсированных взрывчатых материалов ударом // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 2.
2. Дубовик А. В., Лисанов М. В. Тепловая неустойчивость деформации и воспламенение зарядов реакционноспособных веществ при ударе // Детонация и ударные волны: Материалы 8-го Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1986. С. 6–9.
3. Dubovik A. V., Denisaev A. A. Analogy between a solid and visco-flowing explosives initiation by impact // 21st Intern. Pyrotechn. Seminar. Moscow: ICP RAS, 1995. P. 182–186.
4. Дубовик А. В., Боболев В. К. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М.: Наука, 1978.

Поступила в редакцию 12/III 1998 г.,  
в окончательном варианте — 9/VII 1998 г.