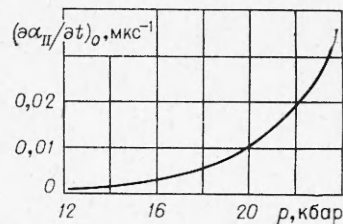


Рис. 5. Зависимость начальной скорости разложения тротила за фронтом от амплитуды УВ.



степени разложения на первой стадии. Начальный участок зависимости скорости разложения на второй стадии построен, исходя из анализа литературных данных по ТНТ [5].

Хорошо подтверждает сказанное выше приемлемое согласие начальной скорости разложения за фронтом УВ для диапазона $p > 21$ кбар со скоростью разложения, вычисленной по линейной скорости горения ТНТ, полученной по экстраполяционной формуле из работы [14], $u = 0,25 + 45 p$ (мм/с), где p — в кбарах. Из рис. 5 для $p_{УВ} = 24$ кбар $(\partial\alpha_{II}/\partial t)_0 = 0,043$ мкс⁻¹. Скорость разложения, определенная по скорости горения, для сферических частиц, горящих по всей поверхности, равна для частиц размером 50 мкм 0,051 мкс⁻¹, а для частиц размером 100 мкм — 0,03 мкс⁻¹.

Поступила в редакцию
25/XII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детоначионные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
2. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В сб.: Взрывное дело, № 63/20. М., Недра, 1967.
3. С. А. Колдунов. Канд. дис. ОИХФ АН СССР, 1978.
4. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1.
5. Ю. М. Балинец, А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ, 1978, 14, 3.
6. I. O. Egkman, D. I. Edwards. Sixth Simpos. on Detonation. USA, 1976.
7. N. Coleburn, T. Liddiard. J. Chem. Phys., 1965, 44, 1929.
8. Г. И. Канель. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред. ВИНТИ, № 477-74, Деп., 1974.
9. L. M. Lee. J. Appl. Phys., 1973, 44, 9, 4017.
10. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
11. B. C. Taylor, L. H. Ezzvin. Sixth. Simpos. on Detonation. USA, 1976.
12. P. Howe, R. Frey et al. Sixth Simpos. on Detonation. USA, 1976.
13. Г. И. Канель. ПМТФ, 1977, 5.
14. А. П. Глазкова, И. А. Терешкин. ЖФХ, 1961, 35, 7.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ВВ

Н. Х. Ахмадеев

(Уфа)

Исследование физико-химических превращений, происходящих при распространении ударных волн в различных твердых средах и существенно влияющих на структуру и параметры течения, привели к необходимости разработки соответствующей модели реагирующей двухфазной сплошной среды. К числу таких физико-химических превращений можно отнести детонацию твердых взрывчатых веществ [1], когда в результате химической реакции образуются газообразные продукты взрыва, а также фазовые превращения с образованием новой кристаллической структуры, наблюдаемые в железе, углероде, во многих минералах и горных породах. Экспериментальные исследования показали, что времена подобных пре-

вращений в ударных волнах очень малы и составляют величины порядка 10^{-7} с.

В работах [2—4] применительно к твердым ВВ развивались модели детонации, в которых предполагалась мгновенная химическая реакция при сжатии ударной волной. Фактически эти модели однофазные и химическое превращение в детонационной волне реализовывалось путем мгновенной замены специально выбранного уравнения состояния исходного ВВ на уравнение состояния продуктов взрыва, когда контролируемые параметры течения (в качестве такового принята плотность) достигали некоторых критических значений. Расчеты, выполненные с использованием этих моделей, сравнивались с точными решениями и достаточно хорошо им соответствовали. Однако следует иметь в виду, что принятый в [2—4] закон химического превращения не позволяет описать полный профиль детонационной волны с областью повышенных давлений, развивающийся при детонации твердых ВВ. В ряде практически важных случаев, таких как метание тонких пластин и фольг или воздействие взрыва заряда ВВ на мишень в ближней зоне контакта, возникает потребность учитывать влияние зоны повышенных давлений (химика) детонационной волны. Это особенно необходимо при взрыве пористых зарядов ВВ, у которых область химического превращения в волне достаточно велика. В данной работе для моделирования полного (с химиком) профиля детонационной волны используется модель двухфазной сплошной среды с физико-химическими превращениями, ранее предложенная в [5] для исследования ударно-волновых течений в упругопластических телах с фазовыми превращениями.

Уравнения. В рамках представлений механики гетерогенных сред [6] рассматривается движение двухфазной конденсированной среды в односкоростном и однотемпературном приближении. Первая фаза соответствует исходному состоянию среды, вторая — новому состоянию, образующемуся в процессе химического превращения. В лагранжевых переменных r, t дифференциальные уравнения сохранения массы первой и второй фаз, импульса и энергии всей смеси в одномерном случае могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned}(\rho_0/\rho)\partial\rho_1/\partial t + \rho_1 \cdot \partial v/\partial r + (\rho_0/\rho)I_{12} &= 0, \\(\rho_0/\rho)\partial\rho_2/\partial t + \rho_2 \cdot \partial v/\partial r - (\rho_0/\rho)I_{12} &= 0, \\ \rho_0 \cdot \partial v/\partial r &= -\partial p/\partial r, \\ \rho_0/\rho[\rho_1 \partial e_1/\partial t + \rho_2 \cdot \partial e_2/\partial t + (e_2 - e_1)I_{12}] &= -p \cdot \partial v/\partial r.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь ρ_i — средняя плотность i -й фазы; ρ — средняя плотность всей смеси; e_i — удельная внутренняя энергия i -й фазы; p — давление; T — температура; v — скорость; I_{12} — скорость физико-химических превращений, которую в случае необратимого химического разложения ВВ в первом приближении можно выразить

$$I_{12} = \rho_{10}/\tau_{10} \text{ при } \alpha_1 > 0 \text{ и } p > p_*;\tag{2}$$

где τ_{10} — время химической реакции, за которое должно произойти полное превращение массы ρ_{10} исходного ВВ в продукты взрыва; p_* — давление начала реакции. Если $\alpha_1 = 0$ или $p < p_*$, то $I_{12} = 0$. Для рассматриваемой двухфазной смеси справедливы соотношения

$$\rho = \rho_1 + \rho_2, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad \alpha_i = V_i/V, \quad i = 1, 2.\tag{3}$$

Здесь ρ_i^0 , α_i — истинная плотность и объемное содержание i -й фазы. Верхним нулевым индексом будут отмечаться истинные свойства фаз среды, а нижний нулевой индекс относится к невозмущенному состоянию при начальных условиях p_0 и T_0 .

Система уравнений (1)—(3) незамкнута. В качестве замыкающего условия воспользуемся равенством давлений в фазах

$$p = p_1(\rho_1^0, T) = p_2(\rho_2^0, T), \quad (4)$$

справедливым для широкого класса явлений, когда плотности фаз в смеси одного порядка и перемещения фаз относительно друг друга малы. К системе (1)—(3) необходимо привлечь также уравнения состояния каждой из фаз среды, которые для твердых тел и плотно сжатых газов [7, 8] представимы в виде суммы упругих и тепловых членов

$$p(\rho^0, T) = p_p(\rho^0) + p_T(\rho^0, T), \quad E(\rho^0, T) = e_p(\rho^0) + e_T(T). \quad (5)$$

Будем использовать упругие составляющие давления $p_p(\rho^0)$ и внутренней энергии $e_p(\rho^0)$ в форме Бори — Майеровского потенциала взаимодействия для твердых тел [7]

$$\begin{aligned} p_p(\rho^0) &= Ax^{-2/3} \exp [b(1 - x^{1/3})] - Kx^{-4/3}, \\ e_p(\rho^0) &= 3\rho_0^{0-1} Ab^{-1} \exp [b(1 - x^{1/3})] - Kx^{-1/3}, \\ p_p(\rho^0) &= \rho^0 \frac{de_p(\rho^0)}{d\rho^0}, \quad x = \rho_0^0 / \rho^0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь A , b , K — некоторые постоянные, которые можно определить расчетным путем с использованием результатов экспериментальных данных [7].

Тепловые составляющие в (5) можно записать в виде

$$p_T(\rho^0, T) = \rho^0 \gamma(\rho^0) C_V T, \quad e_T(T) = C_V T, \quad (7)$$

где $\gamma(\rho^0)$ — коэффициент Грюнайзена; C_V — удельная теплоемкость.

Чтобы правильно учесть энергетические переходы между фазами среды при физико-химических превращениях, необходимо согласовать уравнение состояния для внутренней энергии исходной и вновь образующейся фаз. В случае химического превращения при детонации ВВ выделяющаяся энергия взрыва может быть учтена нормированием энергии каждой фазы

$$e_i(\rho_i^0, T) = E_i(\rho_i^0, T) + e_{0i}, \quad i = 1, 2; \quad (8)$$

где e_{0i} — нормирующие постоянные. Для определения e_{01} и e_{02} запишем уравнение сохранения для внутренней (удельной) энергии, которое должно выполняться при взрыве заряда ВВ в калориметрической бомбе с плотностью $\rho_{10} = \rho_{10}^0 \alpha_{10}$ при начальной температуре T_0

$$e_1(\rho_{10}, T_0) = e_2(\rho_{10}, T_0).$$

Здесь $\alpha_{10} = V_{10}/V$ — начальное объемное содержание исходной фазы в заряде ВВ с пористостью $m = 1/\alpha_{10}$. Выделяя в правой части теплоту взрыва $Q(\rho_{10}, T_0)$, которая зависит от начальной плотности заряда ρ_{10} , и понижая температуру продуктов взрыва от T до T_0 , получим

$$e_1(\rho_{10}, T_0) = e_2(\rho_{10}, T_0) + Q(\rho_{10}, T_0). \quad (9)$$

Из (8) и (9) следует

$$e_{02} = E_1(\rho_{10}, T_0) + e_{01} - E_2(\rho_{10}, T_0) - Q(\rho_{10}, T_0). \quad (10)$$

Для расчета движения детонационной волны в твердом взрывчатом веществе необходимо знать уравнение состояния исходного, еще не реагирующего ВВ, теплоту взрыва, выделяющуюся на фронте детонационной волны, уравнение состояния ПД, а также задать кинетику химической реакции. На основе модели реагирующей двухфазной сплошной среды рассмотрена задача об одномерном движении детонационной волны по

заряду ВВ. Все расчеты проведены для гексогена — сильного ВВ из класса нитросоединений, для которых известны [9, 10] ударные адиабаты в кристаллическом ($\rho_{10}^0 = 1,82 \text{ г/см}^3$) и пористом ($\rho_{10} = 1,00 \text{ г/см}^3$) состояниях

$$D = 2,87 + 1,61 u, \quad (11)$$

$$D = 0,40 + 2,00 u. \quad (12)$$

Выищем законы сохранения массы и импульса на ударном скачке для исходного ВВ

$$\rho_1^0 (D - u) = \rho_{10} D, \quad p - p_0 = \rho_{10} Du, \quad p_0 \approx 0. \quad (13)$$

С учетом (11), используя полученное в [10] значение коэффициента Грюнайзена, можно определить холодные составляющие $p_p(\rho_1^0)$ и $e_p(\rho_1^0)$ уравнения состояния. В отсутствие химического превращения уравнение сохранения энергии имеет вид

$$e(\rho_1^0, T) - e(\rho_{10}^0, T_0) = (0,5p)(1/\rho_{10} - 1/\rho_1^0). \quad (14)$$

Имея в виду, что

$$C_V T = (p - p_p(\rho_1^0))/\rho_1^0 \gamma(\rho_1^0)$$

(это следует из (5) и (7)), соотношение (14) после некоторых преобразований можно выразить так:

$$p = \frac{(h-1)p_p(\rho_1^0) - 2\rho_1^0(e_p(\rho_1^0) - e_p(\rho_{10}^0) - C_V T_0)}{h - \rho_1^0/\rho_{10}^0 \alpha_{10}}, \quad h = 2i\gamma + i. \quad (15)$$

Поскольку холодные составляющие $p_p(\rho_1^0)$ и $e_p(\rho_1^0)$ связаны соотношением (6), то на основании (15) для определения $e_p(\rho_1^0)$ можно получить обыкновенное дифференциальное уравнение. Однако использование Борн — Майеровского потенциала взаимодействия в уравнении состояния (6) позволяет определить холодные члены p_p и e_p в явном виде через постоянные коэффициенты A , b , K . Но тогда, подставив (6) в соотношение (15), получим нелинейное алгебраическое уравнение относительно неизвестных A , b и K .

В соответствии с изложенным разработана программа численного решения нелинейных алгебраических уравнений для определения A , b и K по известной кривой ударного сжатия $p(\rho_1^0)$. В [10] значение коэффициента Грюнайзена в диапазоне плотностей $1,814-1,855 \text{ г/см}^3$ определено равным $2,6$. Как показали расчеты, значение $\gamma = 2,6$ завышено, и при таком γ искомая кривая холодного сжатия $p_p(\rho_1^0)$ с увеличением ρ_1^0 быстро достигает максимума и далее начинает убывать, что противоречит основным термодинамическим соотношениям. Величину $\gamma = 2,6$ не представляется возможным взять и в качестве γ_0 , так как в этом случае гексоген с пористостью $m = 1,82$ имеет предельную плотность сжатия $\rho_{1*}^0 = 1,769 \text{ г/см}^3$, которую можно легко определить из (15), когда знаменатель стремится к нулю, а $p \rightarrow \infty$:

$$\rho_{1*}^0 = (2/\gamma + 1)\rho_{10}^0 \alpha_{10}.$$

В экспериментах же [10] для гексогена с $m = 1,82$ реализуются плотности в пределах от $1,700$ до $1,855 \text{ г/см}^3$.

Указанное обстоятельство, а также и то, что диапазон плотностей экспериментальных ударных адиабат в [9, 10] надежно не перекрывается, привели к необходимости определить γ , задавшись модельными представлениями [7]

$$\gamma(x) = -\frac{x}{2} \frac{\partial^2 (p_p x^{2d/3}) / \partial x^2}{\partial (p_p x^{2d/3}) / \partial x} + \frac{1}{3} (d-2) + \delta. \quad (16)$$

В этой формуле d может принимать одно из значений 0, 1 или 2 в моделях Слейтера — Ландау — Станюковича, Дугдала — Мак — Дональда, Зубарева — Ващенко; δ — нормирующая постоянная, которая находится из условия $\gamma(1) = \gamma_0$; γ_0 — значение коэффициента Грюнайзена при нормальных условиях. Непосредственно из опытных данных [10] можно рассчитать γ_0 . С учетом погрешности измерений $\gamma_0 = 1,8 \div 2,8$. Исходя из условия совпадения расчетной кривой ударного сжатия пористого гексогена с экспериментальной D - u -зависимостью (12) и варьируя γ_0 в указанных пределах, установлено, что $\gamma_0 \approx 2,2$. При счете различных вариантов учитывалось, что гексоген с $m = 1,82$ при ударном сжатии после схлопывания пор должен иметь ρ_1^0 , близкие к нормальной плотности ρ_{10}^0 . Поэтому можно считать, что $p_p(\rho_1^0) \approx p_p(\rho_{10}^0)$ и ударное сжатие практически определяется изменением только тепловой составляющей $p_T(\rho_1^0, T)$.

Численное значение $p_p(\rho_{10}^0)$ можно определить (без знания вида $p_p(\rho_1^0)$ в уравнении состояния) из (6): $p_p(\rho_{10}^0) = p_0 - \rho_{10}^0 \gamma_0 C_V T_0$. Заметим, что при $\gamma_0 = 2,2$ предельная плотность сжатия $\rho_{1*}^0 = 1,909$ г/см³ и это значение не противоречит данным [10]. Результаты эксперимента [9] по ударному сжатию кристаллического гексогена позволили по (15) и (16) при $\gamma_0 = 2,2$ в приближении свободного объема, когда $d = 2$, определить

$$A = 45,7317 \text{ кбар}, \quad b = 10,7624, \quad K = 60,9207 \text{ кбар}. \quad (17)$$

В качестве проверки рассчитаем γ_0 с учетом объемного расширения α_V : $\gamma_0 = \alpha_V^0 C_0^2 / C_V$. Для гексогена $\alpha_V = 0,00025$ см³/(г · град), $C_V = 0,30$ кал/(г · град) [11]; $C_0 = 2495$ м/с — скорость звука, определенная сжимаемостью в точке $\rho_1^0 = \rho_{10}^0$ и вычисленная по (6) $C_0^2 = dp_p(\rho_{10}^0) / d\rho_{10}^0$. Подставив эти данные, получим $\gamma_0 = 2,23$, что хорошо согласуется с ранее принятым значением γ_0 .

С использованием найденного уравнения состояния гексогена (6) и (17) по (13), (14) рассчитаны ударные адиабаты зарядов гексогена различной начальной пористости (рис. 1). Штриховыми линиями отмечены те области ударных адиабат, в которых гексоген фактически должен прореагировать. В расчетах полагалось, что при сжатии пористого вещества вначале происходит упаковка его до плотности кристаллического состояния ρ_{10}^0 . Вычисленные D - u -зависимости ударных адиабат при $m = 1,82$ и 1,00 практически полностью совпадают с уравнениями (10) и (11), являющимися аппроксимациями экспериментальных измерений [9, 10]. На рис. 1 показаны также кривая холодного сжатия p_p и зависимость $\gamma(\rho_1^0)$, рассчитанная по (16), (17). $\gamma(\rho_1^0)$ можно с удовлетворительной точностью представить в виде линейной функции $\gamma(\rho_1^0) =$

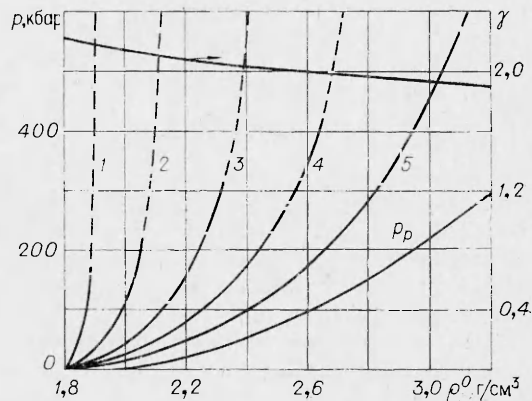


Рис. 1. Кривая холодного сжатия $p_p(\rho_1^0)$, ударные адиабаты и γ_0 гексогена.

m равно: 1 — 1,82; 2 — 1,63; 3 — 1,41; 4 — 1,21; 5 — 1,00.

— 2,701 — 0,501 · ρ_1^0 / ρ_{10}^0 . Для описания поведения газообразных продуктов детонации гексогена в условиях высоких давлений и температур использовалось уравнение состояния [8]. При этом холодные составляющие $p_p(\rho_2^0)$ и уравнения состояния [8] аппроксимированы в потенциальной форме (6) с $A = 56,2957$ кбар, $b = 9,00240$, $K = 5,70347$ кбар ($\rho_{20}^0 = 0,82$ г/см³).

Представленные выше данные для гексогена и его продуктов детонации при условии согласования их внутренних энергий с учетом теплоты химического превращения позволяют построить $p - V$ -диаграмму детонации гексогена. Для того выпишем уравнения сохранения на скачке, полагая, что справа от разрыва находится ВВ в невозмущенном состоянии (первая фаза), а слева — его продукты детонации (ПД) после полного химического превращения (вторая фаза),

$$\begin{aligned} \rho_2^0(D - u) &= \rho_{10}D, \quad p - p_0 = \rho_{10}Du, \quad p_0 \approx 0, \\ e_2(\rho_2^0, T) - e_1(\rho_{10}^0, T_0) &= 0,5p(\rho_2^0, T)(1/\rho_{10} - 1/\rho_2^0). \end{aligned} \quad (18)$$

Преобразуя последнее из уравнений (18) и учитывая (10), имеем

$$e_2(\rho_2^0, T) - e_2(\rho_{10}, T_0) - Q(\rho_{10}, T_0) = 0,5p(\rho_2^0, T)(1/\rho_{10} - 1/\rho_2^0). \quad (19)$$

В (10) предполагается, что при взрыве ВВ вся химическая реакция протекает в собственном объеме ВВ, когда ПД расширяются до плотности $\rho_2^0 = \rho_{10}^0 \alpha_{10}$. При экспериментальном измерении теплоты взрыва ВВ [12] в калориметрической бомбе с рабочим объемом V_e продукты взрыва ВВ расширяются до плотности $\rho_{10}^0 \alpha_e$, где $\alpha_e = V_1/V_e = \alpha_{10}V/V_e$. В (19) используется калориметрически замеренная теплота взрыва, поэтому следует учитывать расширение ПД до $\rho_2 = \rho_{10}^0 \alpha_e$ и уравнение сохранения энергии ВВ для условий калориметрических испытаний можно записать точнее

$$e_1(\rho_{10}, T_0) = e_2(\rho_{10}^0 \alpha_e, T) + Q_f(\rho_{10}^0 \alpha_e, T_0).$$

Как показали расчеты, такое уточнение лежит в пределах 5—8% от Q_f .

Отметим, что фугасная теплота взрыва Q_f , используемая для построения уравнения состояния гексогена, превышает детонационную теплоту Q (выделяемую в детонационной волне за $\tau \sim 10^{-6} \div 10^{-7}$ с) на величину теплоты медленных реакций дореагирования расширяющихся продуктов детонации. С увеличением пористости это отличие между Q_f и Q уменьшается и при малых плотностях заряда ВВ (для гексогена при $\rho_{10} = 1,00$ г/см³) фугасная теплота приблизительно равна детонационной.

На рис. 2 представлены $p - V$ -диаграммы детонации кристаллического ($\rho_{10}^0 = 1,82$ г/см³) и пористого ($\rho_{10} = 1,00$ г/см³) гексогена. На $p - V$ -диаграмме состояние сжатого исходного ВВ во фронте ударной волны определяется положением точки A — точки пересечения ударной адiabаты I с прямой Михельсона OBA ; B — точка Чепмена — Жуге. Данные рис. 2 хорошо согласуются с результатами экспериментальных измерений [8—10].

На основе замкнутой системы модельных уравнений (1)—(9) разработана вычислительная программа сквозного счета движения детонационной волны с применением искусственной вязкости, которая вводилась в областях ударного сжатия. Проведены численные расчеты детонации зарядов кристаллического и пористого гексогена. Результаты расчетов приведены на рис. 3, 4.

В этих расчетах инициирование заряда ВВ осуществлялось ударом поршня со скоростью v_0 в точке $r = 0$ в момент $t = 0$. Поршень действовал некоторое время τ , необходимое для возбуждения устойчивой дето-

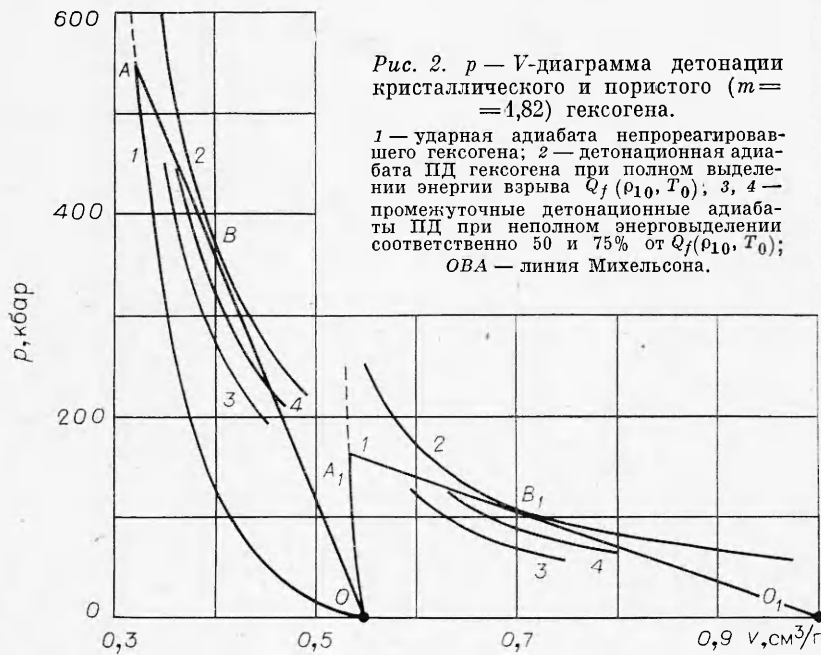


Рис. 2. $p - V$ -диаграмма детонации кристаллического и пористого ($m = 1,82$) гексогена.

1 — ударная адиабата непрореагировавшего гексогена; 2 — детонационная адиабата ПД гексогена при полном выделении энергии взрыва $Q_f(\rho_{10}, T_0)$; 3, 4 — промежуточные детонационные адиабаты ПД при неполном энерговыделении соответственно 50 и 75% от $Q_f(\rho_{10}, T_0)$; OBA — линия Михельсона.

национной волны (в слоях, прилегающих к поршню, контролировалось объемное содержание исходного ВВ). Обычно в расчетах при установлении устойчивого режима детонации поршень останавливался, т. е. при $t > \tau$ полагалось $v_0 = 0$. Часть расчетов проведена с отводом поршня назад (полагалось $v_0 < 0$ при $t > \tau$) с тем, чтобы ослабить действие поршня на близлежащие слои ПД. Эти расчеты показали, что влияние поршня уже на расстоянии ~ 2 мм от него практически пренебрежимо мало.

Начальная скорость поршня выбиралась такой, чтобы давления, развиваемые в исходном ВВ, достигали некоторых критических значений p_* , близких к p_A и достаточных для инициирования детонации в ВВ. Как видно из рис. 2, p_A составляют соответственно 560 и 160 кбар. После начала реакции при условии, что $p > p_B$, химическая реакция протекает до полного превращения ВВ в продукты детонации. Характерное время реакции кристаллического и пористого гексогена τ_{10} для линейной кинетики химического превращения (2) бралось по данным экспериментов [1]. Используемая при численном моделировании линейная кинетика химической реакции I_{12} позволяет достаточно хорошо описать химик АВ детонационной волны, и в дальнейшем, с появлением экспериментальных данных о самой структуре зоны химической реакции в детонационной волне, может быть уточнена.

Эпюры расчетных детонационных волн на рис. 3 для $t = 0,4$ мкс и на рис. 4 для $t = 0,8$ мкс помечены в соответствии с современной теорией детонации характерными точками O, A, B и C. Точка Чепмена — Жуге (B) определялась по эпюре объемного содержания исходного ВВ состоянием, где $\alpha_1 = 0$ в момент окончания реакции. Скорость распространения детонационной волны составляет 8,65 км/с для кристаллического и 6,00 км/с для пористого ($m = 1,82$) гексогена. Парамет-

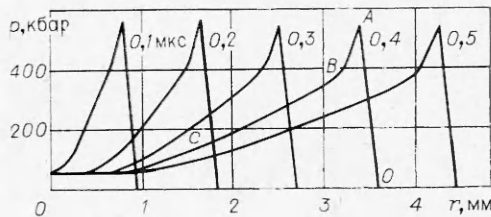


Рис. 3. Эпюры давления p в детонационной волне, распространяющейся по заряду кристаллического гексогена.

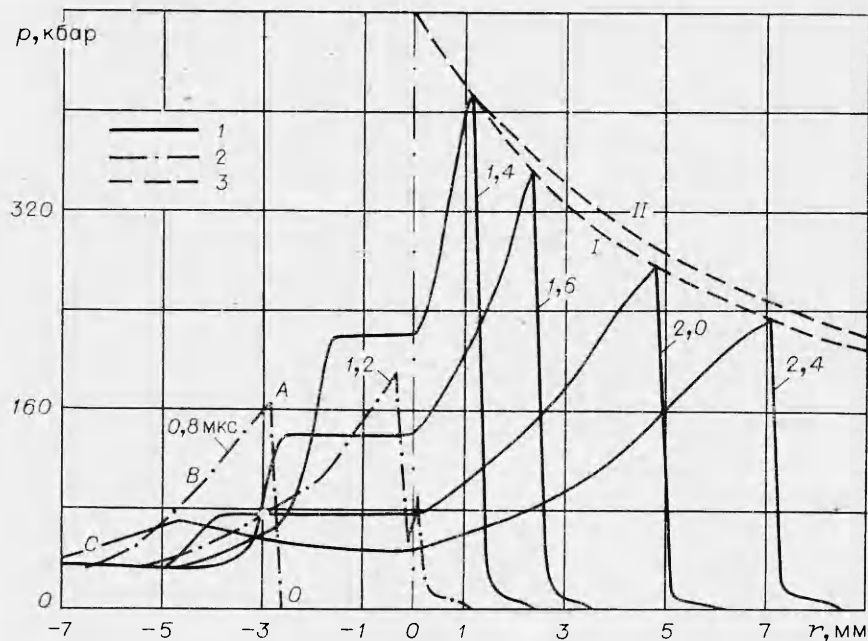


Рис. 4. Эпюры давлений p , возникающих при детонации накладного заряда гексогена ($m=1,82$, $l=7$ мм) на образец из никеля в различные моменты времени.

1 — ударные волны в ПД гексогена и никеля; 2 — детонационная волна, распространяющаяся по ВВ (слева направо); 3 — затухание ударной волны по глубине образца.

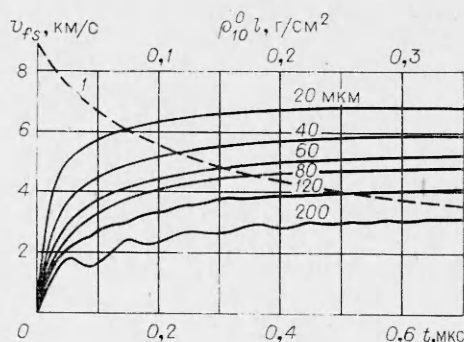
ры расчетных детонационных волн и отношение p_B/p_A удовлетворительно согласуются с имеющимися в литературе данными [1, 8—10]. Отметим, что во всех численных экспериментах, моделирующих движение детонационной волны в твердых ВВ, шаг счета по пространственной координате r выбирался с тем условием, чтобы на зону химика приходилось достаточное число (15—20) частиц. Уменьшение числа частиц или укрупнение шага Δr может привести к счетному «затуханию» моделируемой детонационной волны.

В экспериментах по ударному нагружению различных материалов и для метания тел (или пластин) с высокими скоростями обычно используются твердые ВВ, детонирующие непосредственно в контакте с испытываемым образцом. Изменение плотности накладного заряда ВВ позволяет регулировать давления, развиваемые в ударной волне при нагружении образца. Варьирование скорости метаемых пластин обычно достигается за счет изменения массы заряда ВВ, точнее, за счет изменения соотношения между массами заряда ВВ и пластин при одной и той же плотности заряжания ВВ. В связи с этим для моделирования течения в металлах, вызванного взрывом ВВ, на основе предлагаемой модели рассмотрена задача о детонации накладного заряда ВВ на слой металла.

Детонационная волна по выходе в инертный материал инициирует в нем ударную волну, интенсивность которой зависит от динамических жесткостей преграды и ВВ. В обратную сторону по продуктам взрыва пойдет отраженная от контактной поверхности ударная волна. Расчеты проводились для никеля и вольфрама с большей, чем у ВВ, динамической жесткостью. Поэтому в зоне контакта происходит возрастание давления с торможением, а затем и разлет ПД от контактной границы. Использовалось уравнение состояния никеля и вольфрама из [7].

На рис. 4 представлены в виде эпюр давления в различные моменты времени результаты численного решения задачи о детонации накладного

Рис. 5. Скорость свободной поверхности вольфрамовой фольги разной толщины от времени при контактном взрыве заряда кристаллического гексогена ($l_1 = 4,5$ мм).



заряда пористого гексогена на достаточно толстый образец из никеля ($\rho_{10}^0 = 8,86$ г/см³). Из расчетных данных видно, что максимальные давления в преграде, достигаемые на фронте ударной волны непосредственно у контактной границы, обусловлены действием химшика детонационной волны. Затухание же ударной волны по глубине образца (рис. 4, 3) и ширина профиля формирующегося в преграде ударного импульса (см., например, на рис. 4 профиль давлений для $t = 2,4$ мкс) определяются нагрузкой со стороны расширяющихся ПД и зависят от толщины детонирующего слоя ВВ.

Реализация в опытах схемы с накладным зарядом ВВ, детонирующего в контакте с тонкой пластиной или фольгой из инертного материала, плотно прижатой к торцу заряда ВВ, позволяет по измеренной скорости движения свободной поверхности пластины исследовать само ВВ. Это достигается применением достаточно тонких пластин разной толщины, что дает возможность по результатам измерений построить профиль скорости свободной поверхности пластины в зависимости от ее толщины и воспроизвести при малых l химшик детонационной волны [1]. Для детонации заряда кристаллического гексогена длиной 4,5 мм в контакте с вольфрамовой фольгой ($\rho_{10}^0 = 19,17$ г/см³) рассчитаны (рис. 5) скорости свободной поверхности v_{fs} метаемой фольги разной толщины во времени (на рис. 5 время отсчитывалось с момента выхода детонационной волны на фольгу). Расчетные данные показывают, что с уменьшением толщины фольги начинают проявляться масштабные эффекты детонационной волны, когда на процессы, происходящие в фольге, все большее влияние оказывает зона повышенных давлений химшика. Поэтому при взрыве на достаточно тонкой фольге с малой массой имеется возможность реализовать большие скорости метания, сравнимые со скоростью детонационной волны. Это хорошо видно на кривых рис. 5, где максимальные скорости полета фольги достигают 6,8 км/с.

При проведении расчетов для метаемой фольги отводилось от 1 до 6 счетных частиц, что позволило охватить диапазон толщин в $20 \div 240$ мкм. В расчетах метаемая фольга не разрушалась. Для очень тонкой фольги (20—40 мкм) величина скорости, которую она приобретает, должна, очевидно, определяться только ее массой независимо от уравнения состояния. Для вольфрамовой фольги толщиной 20 мкм проведены дублирующие расчеты с сильно «испорченным» уравнением состояния при неизменной плотности ρ_{10}^0 , которые показали полное совпадение расчетных кривых $v_{fs}(t)$. В то же время следует отметить, что с увеличением толщины фольги в процессе ее разгона на кривых $v_{fs}(t)$ становится все более заметным влияние волновых эффектов за счет многократного отражения волн от левой и правой свободных поверхностей летящей фольги. Особенно четко это влияние, приводящее к пульсирующему разгону, прослеживается на данных рис. 5 для фольги толщиной 200 мкм. Для этих толщин искусственное введение даже малой погрешности в соотношения, определяющие уравнение состояния вольфрама, сильно изменяло зависимость $v_{fs}(t)$ и приводило к ошибкам в результатах.

На рис. 5 штриховой линией показана установившаяся (или максимальная) скорость свободной поверхности метаемой фольги в зависимости от $\rho_{10}^0 l$, что позволяет объединить результаты вычислений для фольги из разных материалов (металась фольга из никеля и вольфрама) при взрыве одинаковых зарядов ВВ (гексоген $m = 1,00$, $l = 4,5$ мм). В расчетах фольга в процессе нагружения не разрушалась. С уменьшением $\rho_{10}^0 l$ скорость, которую приобретает фольга за счет воздействия химика, увеличивается, приближаясь в пределе к скорости детонационной волны.

В заключение автор выражает благодарность Р. И. Нигматулину за постоянное внимание к настоящей работе и полезные обсуждения.

*Поступила в редакцию
26/XII 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Недра, 1970.
2. Н. К. Голубева, В. Ф. Куропатенко. Тез. докл. 3-й Сиб. конф. по математике и механике. Томск, 1964.
3. Л. Н. Бусурина, В. Я. Гольдин и др. ЖВММФ, 1970, 10, 1.
4. В. Я. Гольдин, Н. Н. Калиткин и др. ЖВММФ, 1972, 12, 6.
5. Н. Х. Ахмадеев, Р. И. Нигматулин. ПМТФ, 1976, 5.
6. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М., Наука, 1978.
7. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., Наука, 1968.
8. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1966, 2, 4.
9. В. С. Илюхин, П. Ф. Иохил и др. Докл. АН СССР, 1960, 131, 4.
10. А. Н. Дремин, К. К. Шведов, О. С. Авдониц. ФГВ, 1970, 6, 4.
11. Е. Ю. Орлова. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ. Л., Химия, 1973.
12. А. Я. Аппи, Н. Ф. Велина, Ю. А. Лебедев. ПМТФ, 1962, 5.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛОПИРУЮЩЕГО РЕЖИМА ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

*В. Ю. Ульяницкий
(Новосибирск)*

В работе [1] при изучении пределов детонации водородно-воздушных смесей в трубе вблизи предельных концентраций обнаружен режим с пониженной скоростью распространения и большими пульсациями давления во фронте. Протяженность пульсаций была намного больше диаметра трубы и не могла объясняться многофронтной структурой детонационного фронта, размеры которой практически не превышают диаметра. Подобный режим обнаружен в ацетилене [2], в пропане с кислородом [3], в смеси $C_2H_2 + 5O_2 + zN_2$ [4] и назван галопирующим.

В [4] при разбавлении стехиометрической смеси азотом установлено, что после того, как размер многофронтной структуры становится порядка поперечного размера трубы, дальнейшее разбавление приводит к возникновению галопирующего режима. Полученные в [4] теплеграммы и фоторазвертки самосвечения показали, что на отдельных участках скорость волны значительно выше расчетной скорости стационарного режи-