

жения литого тротила по (5) при  $p_1=66$  кбар,  $p_{\max}=90$  кбар дает  $\tau^* \approx 6,5$  мкс.

Наблюдаемое соотношение скоростей разложения литого и прессованного тротила, по-видимому, сохраняется при увеличении давления до детонационного. На рис. 2, д, е приведены осциллограммы опытов по регистрации химпика на профиле давления в литом и прессованном тротиле. Ввиду необходимости использовать довольно толстую изоляцию датчиков, регистрация профилей давления непосредственно в ВВ сопряжена с большой инерционностью измерений, неприемлемой для измерения длительности химпика. Приведенные на рис. 2, д, е осциллограммы получены при размещении датчиков на границе между образцом и блоком фторопласта — регистрировался профиль давления при выходе детонационной волны из образца. Диаметр заряда в этих опытах составлял 80 мм, высота 100 мм, детонация инициировалась взрывной линзой. От продуктов взрыва датчик изолировался фторопластовой пленкой толщиной 0,2 мм. Результаты опытов наглядно демонстрируют тот факт, что химпик при детонации прессованного тротила много меньше, чем в случае литых образцов. Этот вывод согласуется с результатами исследований зависимости скорости детонации от диаметра заряда [2]. В частности, критический диаметр детонации у прессованного тротила в 5—7 раз меньше, чем у литого.

Таким образом, сопоставление данных о скорости разложения литого и прессованного тротила за фронтом ударной волны показывает, что в диапазоне давлений от 20—40 кбар до детонационных скорость разложения у прессованного тротила в 5—7 раз выше, чем у литого. По-видимому, этот результат можно рассматривать как подтверждение определяющей роли очагового механизма разложения твердых ВВ в ударных волнах во всем представляющем интерес диапазоне давлений за фронтом ударной волны.

В заключение авторы благодарят Г. А. Савельеву за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Поступила в редакцию  
9/III 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
2. Л. Н. Стесик, Л. Н. Акимова. ЖФХ, 1959, 33, 8, 1762.
3. А. Я. Апин, Л. Н. Стесик. ПМТФ, 1965, 2, 146.
4. К. К. Шведов.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1977.
5. Г. А. Ададуров, В. С. Трофимов, В. А. Яковлева. ФГВ, 1968, 4, 3, 397.
6. J. E. Kennedy, J. W. Nunziato. J. Mech. Phys. Solids, 1976, 24, 2/3, 107.
7. Г. И. Канель. ПМТФ, 1977, 5.
8. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1.
9. Г. И. Канель. ФГВ, 1978, 14, 1.
10. А. Н. Дремин, И. А. Карпухин. ПМТФ, 1960, 3, 184.
11. Г. И. Канель, Г. Г. Вахитова, А. Н. Дремин. ФГВ, 1978, 14, 2.

### ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ДЕТОНАЦИИ ОТ РАДИУСА ФРОНТА

К. Е. Губкин  
(Москва)

Химическое превращение вещества в волне детонации протекает так быстро, что ширина слоя, в котором выделяется энергия, обычно оказывается малой по сравнению с характерным масштабом течения. При таких условиях предельное представление волны детонации в виде

разрыва часто вполне оправдано идеализацией. Условия стационарности такого разрыва приводят к известным соотношениям Гюгоню, которые лежат в основе анализа свойств волн химической реакции. Однако, если принять во внимание, что зона химической реакции имеет конечную ширину, то указанные соотношения могут нарушиться. Расходящаяся сферическая волна детонации с конечной шириной  $l$  зоны химического превращения представляет собой пример течения, в котором обычные соотношения Гюгоню выполняются лишь асимптотически при  $R \rightarrow \infty$ , где  $R$  — радиус фронта волны. При любом конечном отношении ширины зоны к радиусу естественно ожидать снижение скорости пространства, обусловленное сферической расходимостью течения.

В настоящей работе исследуется сферическая волна детонации при малых значениях  $l/R$  и определяется асимптотический закон нарастания скорости волны до ее предельного значения при  $R \rightarrow \infty$ . Детонация рассматривается как процесс выделения тепла, вводимого ударной волной.

Для описания течения с центральной симметрией определим координаты Лагранжа  $(m, t)$  в соответствии с равенством

$$\rho r^2 dr = \rho_0 R^2 dR = dm.$$

Здесь  $\rho$  — плотность движущегося вещества;  $r$  — расстояние от центра симметрии (эйлерова координата);  $\rho_0$  — плотность исходного вещества;  $R$  — радиус ударной волны.

Приведенное равенство определяет массовую координату  $m$ , которая используется в дальнейшем. Для четырех функций: скорости вещества  $u$ , давления  $p$ , удельного объема  $v = 1/\rho$  и эйлеровой координаты  $r$ , зависящих от  $m$  и времени  $t$  — имеем систему дифференциальных уравнений

$$\partial v / \partial t - r^2 \cdot \partial v / \partial m - 2uv/r = 0,$$

$$\partial u / \partial t + r^2 \cdot \partial p / \partial m = 0,$$

$$\partial W / \partial t - v \cdot \partial p / \partial t = q,$$

$$\partial r / \partial t = u.$$

Энтальпия  $W$  предполагается известной функцией двух термодинамических величин  $p, v$  (уравнение состояния). Величина  $q$  в третьем уравнении означает количество тепла, которое выделяется в единицу времени на единицу массы вещества и входит в уравнение как интенсивность источника.

В реальных системах происходит освобождение энергии связи при химическом превращении исходного вещества и образовании продуктов реакции. Вместо того чтобы различие в энергиях молекулярной связи исходного и конечного состояния включать в определение энтальпии, обычно в гидродинамическом описании выделяют указанную разность в энергиях в виде отдельного слагаемого, которое в неравновесном процессе перехода интерпретируется как тепловой источник. В связи с тем, что цель последующего анализа состоит в выяснении роли геометрического фактора, можно принять упрощающее предположение, считая  $q$  заданной функцией  $m, t$ . Эта функция, по предположению, отлична от нуля в течение ограниченного интервала времени  $\tau_0$ , который отсчитывается от момента  $t_0(m)$  прихода ударной волны в точку  $m$ .

Для анализа течения в слое, примыкающем к ударной волне, введем новую криволинейную систему координат  $(M, \tau)$ , согласно определению  $M = m, \tau = t - t_0(m)$ . Производная от  $t_0(m)$  выражается через скорость ударной волны  $D$

$$dt_0/dm = dt_0/\rho_0 R^2 dR = 1/\rho_0 R^2 D.$$

После замены переменных уравнения приобретают вид

$$\partial / \partial \tau \cdot [v/r^2 - v_0(D-u)/R^2 D] - \partial u / \partial M = 0, \quad (1)$$

$$\partial u / \partial \tau - r^2 / \rho_0 R^2 D \cdot \partial p / \partial \tau + r^2 \cdot \partial p / \partial M = 0, \quad (2)$$

$$\partial W / \partial \tau - v \cdot \partial p / \partial \tau = q(\tau), \quad (3)$$

$$\partial r / \partial \tau = u. \quad (4)$$

Предельное течение вещества в слое, примыкающем к ударному фронту, при  $R \rightarrow \infty$  соответствует плоской волне детонации, в которой функции зависят лишь от одной переменной  $\tau$ . Для малых  $\tau_0/R$  течение в сферической волне можно описывать посредством небольших вариаций распределений в плоской волне.

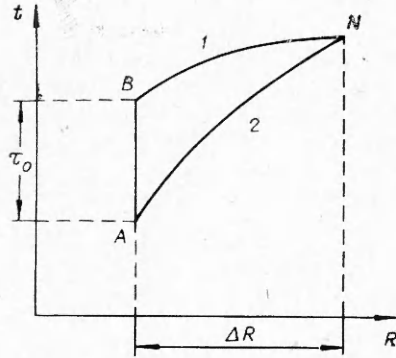


Рис. 1. Область зависимости для точки на ударной волне.  
1 — характеристика первого семейства; 2 — ударная волна.

На рис. 1 изображена область зависимости  $AB$  для точки  $N$  на ударной волне. Характеристика первого семейства и линия ударного фронта пересекаются под конечным углом, поэтому перемещение среды  $r = R$  и изменение радиуса фронта  $\Delta R$ , соответствующие границам рассматриваемой области  $ABN$ , имеют порядок  $\tau_0$ . После интегрирования уравнений (1), (2), по  $\tau$  члены, содержащие производные по  $M$ , дадут вклад порядка произведения малой вариации функции на величину  $\tau_0$ . Поэтому при вычислении вариаций искомых функций в сферической волне

можно пренебречь производными по  $M$  в уравнениях (1), (2). С указанной точностью уравнение непрерывности (1) сводится к алгебраическому соотношению, которое эквивалентно по своей форме условию сохранения массы в расширяющемся канале для стационарного потока

$$v/r^2 - v_0(D-u)/R^2 D = 0. \quad (5)$$

В уравнении (2) с той же точностью опускаем слагаемое, содержащее производную по  $M$ . Задача, таким образом, сводится к интегрированию уравнений с одной независимой переменной  $\tau$ , а величины  $R$  и  $D(R)$  входят в качестве параметров.

Используя (5), уравнение (2) можно записать в виде

$$(D-u) \cdot \partial u / \partial \tau - v \cdot \partial p / \partial \tau = 0.$$

При помощи этого соотношения уравнение энергии (3) можно проинтегрировать

$$W(p, v) + \frac{(D-u)^2}{2} = \int_0^\tau q(\tau) d\tau + \text{const.}$$

Постоянная интегрирования в соответствии с условиями на ударной волне равна  $W(p_0, v_0) + D^2/2$ . Считая ударную волну достаточно сильной, положим в последующих вычислениях  $W(p_0, v_0) = 0$ . Итак, если не учитывать малые величины второго порядка, внутри узкого слоя, непосредственно примыкающего к фронту ударной волны, течение можно описывать более простой системой уравнений (из которых только два оказываются дифференциальными),

$$\left. \begin{aligned} \rho(D-u)r^2 &= \rho_0 D R^2, \\ W(p, v) + 1/2(D-u)^2 &= \int_0^\tau q(\tau) d\tau + 1/2 \cdot D^2, \\ dp &= \rho(D-u) du, \\ dr &= u d\tau. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

При анализе асимптотических свойств течения естественно предпочесть «звуковой» режим Чепмена — Жуге, отвечающий минимальной из возможных скоростей волны. На достаточно больших расстояниях от места возбуждения процесса детонации можно пренебречь энергией инициатора. Волна разрежения, которая возникает при движении расходящейся сферической детонационной волны, снижает ее скорость до минимального значения. Характеристики первого семейства в этом случае имеют огибающую, которая отделяет прилегающий к ударной волне слой, так что течение среды в этом слое не зависит от течения позади него.

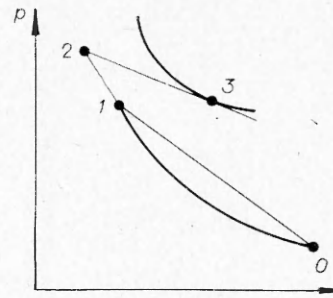


Рис. 2. Состояние среды на  $p$ ,  $v$ -диаграмме.

Рассмотрим один из наиболее простых вариантов, когда тепловыделение происходит мгновенно, но с постоянной задержкой по времени  $\tau_0$  после сжатия среды в ударной волне  $q(\tau) = Q \cdot \delta(\tau - \tau_0)$ , где  $\delta(\tau - \tau_0)$  —  $\delta$ -функция;  $Q$  — количество энергии, освобождающейся на единицу массы вещества. В этом случае вариации функций в зоне между ударным фронтом и поверхностью, на которой выделяется энергия (разрыв типа слабого горения [1]), следует рассматривать относительно постоянного уровня (при фиксированном  $R$ ). На двух разрывах, разделенных интервалом времени  $\tau_0$ , используем соотношения Гюгоню. Проиллюстрируем вначале решение задачи на диаграмме ( $p$ ,  $v$ ) (рис. 2).

Исходное вещество в состоянии 0 скачком переходит в состояние 1 на ударной адиабате и прямом луче с отрицательным наклоном  $-\rho_0^2 D^2$ , проходящих через начальную точку 0. Затем следует изэнтропическое сжатие из состояния 1 в состояние 2, при котором давление, плотность и скорость среды возрастают на величины порядка  $\tau_0$  (аналогично тому, как изменяются эти величины в расширяющемся канале при дозвуковом течении). Наконец, из состояния 2 вещество скачком переходит в состояние 3, которое лежит на адиабате Гюгоню (ветвь слабого горения) и прямом луче с отрицательным наклоном  $-\rho_2^2 (D - u_2)^2$ . В отличие от плоской волны наклон прямого луча (см. рис. 2, 2, 3) отличается от наклона луча 0, 1, а кривая Гюгоню соответственно изменяется из-за смещения начальной точки. Из всех возможных режимов следует предпочесть режим Чепмена — Жуге по причинам, указанным выше.

Для определения течения, содержащего разрыв типа слабого горения, необходимо одно дополнительное соотношение (см. [1]), которое обычно связывают с механизмом тепловыделения. В данном случае это условие определяется временем запаздывания  $\tau_0$  и фактически сводится к равенству скоростей двух разрывов для фиксированной координаты  $M$ . После интегрирования уравнений (6) в зоне изэнтропического течения получим величины в точке 2 (малыми второго порядка пренебрегаем)

$$\left. \begin{aligned} r_2 - R &= \frac{u_1}{(D - u_1)} \cdot l, \\ \rho_2 (D - u_2) &= \rho_0 D \cdot \left[ 1 - \frac{2u_1}{(D - u_1)} \cdot \frac{l}{R} \right], \\ p_2 - p_1 &= p_1 \frac{2c_1^2}{c_1^2 - (D - u_1)^2} \cdot \frac{l}{R}, \\ v_2 - v_1 &= -\frac{1}{\rho_1^2 c_1^2} \cdot (p_2 - p_1). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь  $c_1$  — скорость звука в точке 1; ширина зоны  $l = (D - u_1) \tau_0$ . Величины в состоянии 1 выражаются через  $D$  по обычным соотношениям на ударной волне. Для фронта горения имеем

$$W_3 - W_2 = \frac{1}{2}(\rho_3 - \rho_2)(v_3 + v_2) + Q,$$

$$p_3 - p_2 = -\rho_2^2(D - u_2)^2(v_3 - v_2).$$

Чтобы получить конкретную формулу для  $D(R)$ , воспользуемся далее уравнением состояния вида

$$W = \gamma p v / (\gamma - 1).$$

где  $\gamma$  — постоянная величина.

Пересечение прямой 2, 3 (см. рис. 2) с адиабатой Гюгонио в общем случае осуществляется в двух точках. Значения  $v_3$  в этих точках определяются квадратным уравнением

$$\rho_2^2(D - u_2)^2 v_3^2 - \frac{2\gamma}{\gamma + 1} [p_2 + \rho_2(D - u_2)^2] v_3 +$$

$$+ \frac{2\gamma}{\gamma + 1} p_2 v_2 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} (D - u_2)^2 + \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma + 1} Q = 0.$$

Для режима Чепмея — Жуге оба корня этого уравнения совпадают. Равенство корней дает условие

$$[\gamma p_2 - \rho_2(D - u_2)^2]^2 = 2(\gamma^2 - 1) Q \cdot \rho_2^2(D - u_2)^2.$$

Извлекая квадратный корень и вводя обозначение для скорости плоской волны  $D_0 = \sqrt{2(\gamma^2 - 1) Q}$ , получим

$$\gamma p_2 - \rho_2(D - u_2)^2 = D_0 \rho_2(D - u_2). \quad (8)$$

Знак при извлечении корня выбран из условия

$$\gamma p_2 - \rho_2(D - u_2)^2 = \rho_2 [c_2^2 - (D - u_2)^2] > 0,$$

поскольку фронт горения относительно состояния 2 движется с дозвуковой скоростью. Из уравнения (8) после подстановки в него величин  $p_2$ ,  $\rho_2(D - u_2)$ ,  $v_2$  из (7) и использования соотношений на фронте ударной волны находим скорость сферической волны детонации

$$D = D_0(1 - 8\gamma^2/(\gamma^2 - 1) \cdot l/R). \quad (9)$$

Вид функции  $q(\tau)$ , который использовался выше, приводит к наибольшему значению коэффициента при  $l/R$  в асимптотической формуле (9). Предположим теперь, что энергия  $Q$  выделяется последовательно двумя частями  $(1 - \alpha)Q$  и  $\alpha Q$  (где  $0 < \alpha \leq 1$ ) так, что

$$q(\tau) = (1 - \alpha)Q \cdot \delta(\tau) + \alpha Q \cdot \delta(\tau - \tau_0).$$

Аналогичные вычисления приводят к зависимости коэффициента от величины  $\alpha$  в формуле для  $D(R)$

$$D = D_0 [1 - 2\gamma^2(1 + \sqrt{\alpha})^2 / (\gamma + 1)(\gamma - \sqrt{\alpha})] l/R.$$

В работе [2] была измерена скорость сферической волны детонации в аммотоле 80/20 в зависимости от радиуса. На рис. 3 приведены экспериментальные точки. Кривая на этом рисунке соответствует фор-

муле со следующими значениями входящих в нее параметров:  $\gamma=3$ ;  $\alpha=0,1$ ;  $l=3,1$  мм;  $D_0=5200$  м/с. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что основная доля энергии выделяется вблизи фронта ударной волны, поскольку подходящее значение  $\alpha$  относительно мало.

В заключение отметим, что полученная зависимость  $D(R)$  может быть использована при анализе экспериментов, в которых изучается распространение волн детонации с криволинейным фронтом. В частности, когда детонационная волна распространяется в стержне кругового сечения (см., например, [3]), течение вблизи оси симметрии при  $l \ll R$  будет описываться системой уравнений (6) с той же точностью, что и течение в сферической волне.

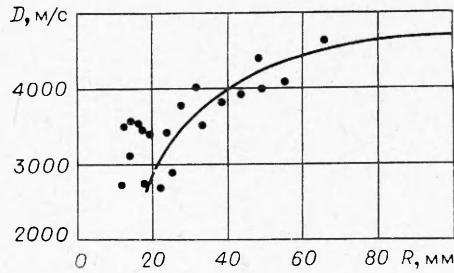


Рис. 3. Зависимость скорости сферической детонации от радиуса.

Поступила в редакцию 18/I 1977,  
после доработки — 4/IV 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Courant, K. Friedrichs. Supersonic Flow and Shock Waves. N. Y., 1948.
2. Ю. Н. Рябинин, И. И. Тамм.— В сб.: Физика взрыва, № 5. М., Изд-во АН СССР, 1956.
3. M. A. Cook. The Science of High Explosives. Reinhold Publishing Corporation. N. Y., 1958.

### О ТЕПЛОМ ВЗРЫВЕ В ПОТОКЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

В. Н. Виллюнов, И. Г. Дик

(Томск)

При течении в канале вязкой жидкости, способной к химическому реагированию, диссипация механической энергии может существенно изменить критические условия теплового взрыва по сравнению с неподвижным случаем [1—3]. Особый интерес представляет изучение условий взрыва в канале конечной длины при учете зависимости вязкости от температуры, что приводит к немонотонной зависимости критического значения химического тепловыделения от расхода жидкости [3].

Осредненное по объему канала уравнение сохранения тепла в безразмерных переменных имеет вид [2, 3]

$$\kappa \exp(\Theta) + \omega^2 \exp(-\sigma\Theta) = (B + \omega)\Theta, \quad (1)$$

где

$$\Theta = E(T - T_0)/RT_0^2; \quad \omega = 8QEL\mu(T_0)/\pi r^2 RT_0^2 c\rho; \quad \sigma = U/E;$$

$$B = 16\alpha E\mu(T_0)L^2/(c\rho)^2 RT_0^2 r^3;$$

$$\kappa = (8EL)^2 q\mu(T_0)k_0 \exp(-E/RT_0)/(RT_0^2 c\rho)^2.$$