

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. Чанин, Фиг. РТК, 1977, 15, 3, 71.
3. В. П. Скрипов. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
4. Е. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М.: Физматгиз, 1974.
5. Теория тепломассообмена/Под ред. А. И. Леонтьева. М.: Высшая школа, 1979.
6. Основы практической теории горения/Под ред. Я. Б. Зельдовича. Л.: Энергия, 1973.

УДК 534.222.2

О КРИТИЧЕСКОМ ДИАМЕТРЕ СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ В СВЯЗИ С ВОЗМОЖНОСТЬЮ ИХ РАЗЛОЖЕНИЯ В УДАРНОМ СКАЧКЕ

В. С. Трофимов
(Черноголовка)

В [1] развиты представления о пределе распространения стационарной детонации, по которым ее критический диаметр определяется начальной скоростью реакции на пересечении ударного фронта с границей заряда. При этом считалось, что в ударном скачке ВВ не разлагается. Однако существует предположение [2], что в ударном скачке возможно частичное разложение ВВ, и в пользу этого говорят результаты работы [3]. Данное обстоятельство позволяет усовершенствовать полумпирическую теорию [1], несколько видоизменив расчетные формулы и улучшив их обоснование. Это и сделано в настоящей работе.

Рассмотрим выведенное в [1] уравнение ударного фронта стационарной детонации, представив его в виде:

$$\frac{dr}{d\psi} = \frac{v_0 v j^2 \left(\frac{d\chi}{d\psi} - \frac{(j_3^2 - j^2)}{v j_3^2 j^2} \cdot \frac{dp}{d\psi} \cdot \text{ctg}(\psi + \chi) \right)}{D \left(\frac{\dot{v}}{v} - \frac{v j \sin \chi}{r} - \frac{(j_3^2 - j^2)}{j_3^2} \cdot \frac{v j}{R} \cdot \text{ctg}(\psi + \chi) \right)}, \quad (1)$$

где r — радиальная координата (см. рисунок)¹; ψ — угол наклона фронта; v_0, v — соответственно удельный объем до и после ударного сжатия; D — скорость детонации; χ — угол поворота потока во фронте; j — плотность потока за фронтом; $j_3 = c/v$; c — замороженная скорость звука в ударно-сжатом веществе; p — давление; \dot{v} — скорость роста удельного объема при разложении ВВ в случае $p = \text{const}$ [3]; R — начальный радиус кривизны линии тока, если она поворачивает к оси заряда (как на рисунке), то $R > 0$, в противном случае $R < 0$. Величины $v, \chi, j, c, p, \dot{v}$ можно считать функциями ψ и D [1, 4].

В [5] показано, что у границы заряда $j = j_3$. Здесь из (1) следует равенство

$$\frac{dr}{d\psi} = \frac{v_0 c^{*2} \left(\frac{d\chi}{d\psi} \right)^* r}{D (r v^* \leftarrow v^* c^* \sin \chi^*)}, \quad (2)$$

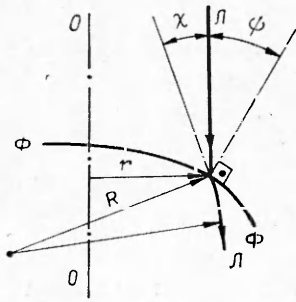
где величины со звездочкой относятся к звуковой точке ударной поляры (где $j = j_3$) и зависят только от D . Так как всегда $dr/d\psi > 0$, в правой части (2) числитель и знаменатель должны быть одного знака. В отсутствие разложения в ударном скачке, как правило, $(d\chi/d\psi)^* \leq 0$ [4], поэтому

$$d = 2r \leq 2v^* c^* \sin \chi^* / \dot{v}^*, \quad (3)$$

т. е. диаметр заряда d , допускающий стационарную детонацию, оказывается ограниченным сверху. Это противоречит обычному опыту.

Есть два пути разрешения данного противоречия. Во-первых, можно допустить, что при больших d детонация действительно нестационарна, но соответствующие пульсации ударного фронта у твердых ВВ столь малы, что обычно не заметны (в отличие от жидких ВВ [6]). Во-вторых, можно предположить, что твердые ВВ имеют

¹ На рисунке линии: Ф — Ф — ударный фронт, О — О — ось заряда, Л — Л — линия тока.



специфические свойства, при которых $(d\chi/d\psi)^* > 0$. Можно показать, что для этого удельная внутренняя энергия $E(p, v)$ должна удовлетворять условию

$$(p - p_0) \cdot \partial E / \partial p - v \cdot \partial E / \partial v - v p_0 > 0, \quad (4)$$

где p_0 — начальное (в данном случае атмосферное давление).

В [1] выбран первый путь, так как выполнение условия (4) маловероятно (в чем можно убедиться путем варьирования в широком диапазоне констант в уравнении кривой холодного сжатия). При этом диаметр заряда d удалось ограничить снизу на основании естественного предположения, что в (1) $1/R \geq 0$. Однако

вследствие (3) интервал значений d , допускающих стационарную детонацию при заданном D , оказался очень узким. Это недостаток теории, который в [1] остался нерассмотренным. Строго говоря, следовало бы еще объяснить, почему в действительности детонация твердых ВВ вплоть до критического диаметра $d_{кр}$ не срывается на нестационарный режим (хотя бы из-за неоднородной плотности исходного заряда).

Данный недостаток устраняется, если в соответствии с [2, 3] допустить, что на кривой ударной сжимаемости с давлением растет степень разложения ВВ. Тогда при больших p условие (4) теряет силу, и можно предполагать $(d\chi/d\psi)^* \geq 0$. В таком случае, считая, что радиус закругления ударного фронта у границы заряда больше, чем на оси [7], положим в (2) $dr/d\psi \leq \text{ctg } \psi^*$. Отсюда находим

$$d = 2r \geq \frac{2v^* c^* \sin \chi^*}{\dot{v}^*} + 2 \left(\frac{d\chi}{d\psi} \right)^* \cdot \frac{v_0 c^{*2} \text{tg } \psi^*}{D \dot{v}^*}. \quad (5)$$

Данное неравенство вместе с $(d\chi/d\psi)^* \geq 0$ определяет в плоскости $d - D$ широкую область стационарных режимов детонации, так что вопрос о срывах такого режима отпадает.

Присоединим к этим двум неравенствам еще одно: $D \leq D_{и}$ ($D_{и}$ — скорость идеальной детонации), предположим, что при любом d , допускающем стационарную детонацию, последняя автоматически выбирает режим с максимальной скоростью D , возможной при данных ограничениях. Это предположение частично обосновывается опытом [8]. В результате приходим к полуэмпирическим формулам для расчета зависимости $D(d)$ и критических параметров $D_{кр}$, $d_{кр}$ по независимо измеренным характеристикам ВВ: кривой ударной сжимаемости $p(v)$, зависимости $c(p)$ и кинетической кривой $\dot{v}(p)$ [3]. Заметим, что с точки зрения этих формул у жидких ВВ с пульсирующим детонационным фронтом [6] нет режимов, удовлетворяющих трем указанным неравенствам (по-видимому, при $D \leq D_{и}$ $(d\chi/d\psi)^* < 0$).

В настоящее время за недостатком данных по скорости звука $c(p)$ возможна лишь частичная проверка теории путем расчета $d_{кр}$ по $D_{кр}$ в предположении, что $d_{кр}$ совпадает с минимальным d по (5) при $(d\chi/d\psi)^* = 0$. Заметим, что первое слагаемое в (5) практически совпадает с приближенным выражением для $d_{кр}$ из [1]. Такой расчет для литого ТНТ, по данным [3, 6], дает совпадение с опытом в пределах $\pm 10\%$ ($d_{кр} = 16$ мм).

Поступила в редакцию 28/V 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. К. М. Михайлюк, В. С. Трофимов. ФГВ, 1977, 13, 4.
2. А. Н. Дремин. Труды Ин-та механики МГУ, № 21, 1973.
3. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ФГВ, 1980, 16, 2.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.
5. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1971, 7, 3.
6. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
7. М. А. Cook, G. S. Horsley et al. J. Appl. Phys., 1956, 27, 1.
8. К. М. Михайлюк. — В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.