

Автор благодарен В. М. Титову за постоянное внимание к работе, В. Н. Коломийчуку за получение распределений частиц по размерам и Ф. А. Сагдиеву за помощь в проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Анисичкин В. Ф., Мальков И. Ю., Титов В. М. Синтез алмаза при динамическом нагружении органических веществ // Докл. АН СССР.— 1988.— 303, № 3.— С. 625.
2. Titov V. M., Anisichkin V. F., Mal'kov I. Yu. Diamond synthesis from dynamically loaded organic matter: Shock compression of condensed matter.— N. Y., 1990.
3. Трунин Р. Ф., Жерноклетов М. В. и др. Динамическая сжимаемость насыщенных и ароматических углеводородов: Материалы IV Всесоюз. совещ. по детонации.— Черноголовка, 1988.— Т. 1.— С. 166.
4. Бабарэ Л. В., Дремин А. Н. и др. Полимеризация труднополимеризуемых органических соединений при ударном сжатии // ФГВ.— 1969.— 5, № 4.
5. Якушев В. В., Дремин А. Н. и др. Физические свойства и превращение нитробензола при динамических давлениях до 30 ГПа // ФГВ.— 1979.— 15, № 4.
6. Dick R. D. Shock wave compression of benzene, carbon disulfide, carbon tetrachloride and liquid nitrogen // J. Chem. Phys.— 1970.— 52, N 12.— P. 6021.
7. Титов В. М., Анисичкин В. Ф., Мальков И. Ю. Исследование процесса синтеза ультрадисперсного алмаза в детонационных волнах // ФГВ.— 1989.— 25, № 3.— С. 117.
8. Ершов А. П., Куперштох А. Л., Коломийчук В. Н. Образование фронтальных структур при взрыве // Письма в ЖТФ.— 1990.— 16, № 3.— С. 42.
9. Кондриков Б. Н., Шаповал В. Н. Вопросы теории конденсированных систем: Тр. МХТИ.— 1980.— 112.— С. 134.
10. Таблицы физических величин: Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 20/XI 1990

УДК 539.63

А. Л. Бугримов

#### К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ШИРИНЫ ОБЛАСТИ СЖАТИЯ ТВЕРДОГО МАТЕРИАЛА В УВ

На основе закона сохранения массы найден закон распределения массовой скорости за фронтом ударной волны пилообразной формы в одномерной постановке. Получена зависимость для определения ширины области сжатия твердого материала в ударной волне с использованием лишь одного экспериментально фиксируемого параметра — смещения слоя материала при прохождении по нему ударной волны.

Известно, что массовая скорость  $u$  во фронте ударной волны (УВ) определяется зависимостью [1, 2]

$$u = D(1 - \rho_0/\rho), \quad (1)$$

где  $D$  — волновая скорость;  $\rho_0$  — начальная плотность;  $\rho$  — плотность сжатого вещества. Формула (1) получена из условия сохранения массы по обе стороны поверхности разрыва и соответствует тому, что УВ имеет ступенчатую форму.

В ряде работ (например, [2—4]) устанавливается характер распределения плотности и некоторых других параметров в зоне ударного перехода. Однако характер изменения массовой скорости за фронтом УВ остается неясным. Кроме того, не существует достаточно убедительных оценок ширины области сжатия твердых материалов в УВ. Этим двум вопросам и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим плоскую волну пилообразной формы, распространяющуюся в сторону положительных значений оси  $Ox$  (рис. 1) с волновой скоростью  $D$ . Ширину области сжатия в УВ обозначим через  $L$  и опре-

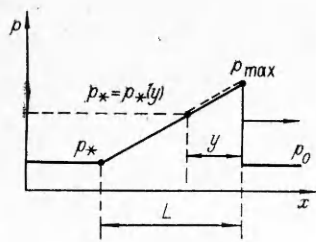


Рис. 1.

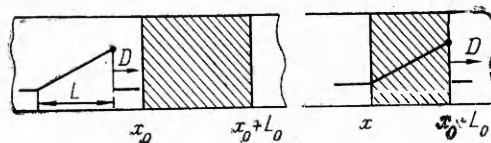


Рис. 2.

делим, как зависит величина  $u$  от расстояния от переднего края УВ  $y$ , изменяющегося в пределах от нуля до  $L$ , или от давления  $p$ . Последнее утверждение вполне понятно, поскольку

$$p = p_* + \frac{p_{\max} - p_*}{L} l, \quad l = L - y. \quad (2)$$

В материале, по которому распространяется плоская УВ, рассмотрим участок цилиндрической формы единичного сечения с осью, направленной вдоль движения УВ, в котором выделим некоторый слой толщиной  $L_0$  в невозмущенном состоянии (рис. 2). По мере прохождения УВ задняя граница этого участка будет перемещаться и в итоге займет положение с координатой  $x$  в момент, когда фронт УВ достигнет правой границы участка с координатой  $x_0 + L_0$ . При этом в силу сохранения массы выделенного слоя его левая граница сместится и займет положение  $x$ . Величина  $L_0$  выбрана так, чтобы в сжатом состоянии она соответствовала длине волны сжатия, т. е. чтобы выполнялось условие

$$x_0 + L_0 - x = L.$$

Очевидно, что при таком подходе скорость левой границы выделенного слоя характеризует массовую скорость на расстоянии  $y = L$  от фронта УВ. Если же нас интересует значение  $u$  на произвольном расстоянии  $y$  от фронта УВ, то достаточно рассмотреть волну несколько иной формы, как это показано на рис. 1 штриховой линией, и рассмотреть такой участок, который в сжатом состоянии будет иметь толщину  $L = y$ . Собственно, значение  $L$  (или  $L_0$  и  $y$ ) необязательно, так как в дальнейших выкладках эти величины взаимно сокращаются.

Итак, в силу сказанного очевидно, что масса выделенного участка единичного сечения в невозмущенном состоянии

$$M_0 = \rho_0 L_0, \quad (3)$$

а в сжатом состоянии

$$M = \int_0^L \rho(l) dl, \quad (4)$$

где  $\rho(l)$  — плотность материала в точке с координатой  $l = L - y$ .

В качестве зависимости, связывающей давление и плотность материала в УВ, примем хорошо согласующуюся с экспериментальными данными форму Тэта [2, 5]

$$p = A \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^m - 1 \right], \quad (5)$$

в которой  $A$ ,  $m$  — константы. С учетом (5) вместо (4) получим

$$\begin{aligned} M &= \rho_0 \int_0^L \left\{ 1 + \frac{p_*}{A} + \frac{p_{\max} - p_*}{AL} l \right\}^{1/m} dl = \\ &= \rho_0 L \frac{A}{p_{\max} - p_*} \frac{m}{1 + m} \left\{ \left( 1 + \frac{p_{\max}}{A} \right)^{\frac{m+1}{m}} - \left( 1 + \frac{p_*}{A} \right)^{\frac{m+1}{m}} \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

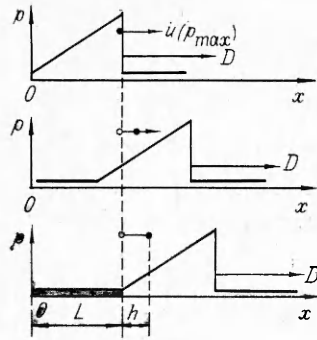


Рис. 3.

Скорость перемещения левой границы участка, а следовательно, массовая скорость частиц среды на расстоянии  $y = L$  от фронта УВ находится из выражения

$$u = (L_0 - L)/\Delta t. \quad (7)$$

Здесь  $\Delta t$  характеризует время, за которое волна распространяется по несжатому материалу на расстояние  $L_0$ , т. е.  $\Delta t = L_0/D$ . Из (3), (6) и (7) получим

$$u = \left(1 - \frac{L}{L_0}\right) D = D \left\{ 1 - \frac{p_{\max} - p_*}{A} \frac{1+m}{m} \left[ \left(1 + \frac{p_{\max}}{A}\right)^{\frac{m+1}{m}} - \left(1 + \frac{p_*}{A}\right)^{\frac{m+1}{m}} \right]^{-1} \right\}. \quad (8)$$

Сравнение зависимостей (1) и (8) показывает, что последняя носит более общий характер. Пусть  $p_* \rightarrow p_{\max}$ , т. е. характер распределения давления за фронтом УВ изменится и в конечном итоге будет иметь место скачок ступенчатой формы. Обозначив выражение, стоящее в квадратных скобках в (8) через  $p$ , находим при  $p_* \rightarrow p_{\max}$

$$p \rightarrow \frac{1}{A} \frac{m+1}{m} \left(1 + \frac{p_{\max}}{A}\right)^{1/m} (p_{\max} - p_*). \quad (9)$$

С учетом (9) вместо (8) получим

$$u \approx D \left[ 1 - \left(1 + p_{\max}/A\right)^{-1/m} \right] = D \left(1 - \rho_0/\rho\right),$$

чего и следовало ожидать.

Зная распределение массовой скорости за фронтом УВ, можно определить и ширину зоны сжатия в УВ. На рис. 3 схематично показано положение УВ в различные моменты времени и смещение частицы материала, находящейся в начальный момент времени непосредственно на фронте УВ. Видно, что за время прохождения УВ расстояния, равного ее ширине  $\Delta\tau = L/D$ , частица сместится на расстояние

$$h = \int_0^{\Delta\tau} u \, d\tau.$$

Сделав замену переменных  $\tau = l/D$ ,  $l \in [0, L]$ , получим с учетом (8)

$$h = \int_0^L \frac{1}{D} u(l) \, dl = \int_0^L \left\{ 1 - \frac{p_{\max} - p}{A} \frac{1+m}{m} \left[ \left(1 + \frac{p_{\max}}{A}\right)^{\frac{m+1}{m}} - \left(1 + \frac{p}{A}\right)^{\frac{m+1}{m}} \right]^{-1} \right\} dl. \quad (10)$$

Определив экспериментально величину  $h$ , можно по формуле (10) вычислить  $L$ .

Решить уравнение (10) относительно  $L$  достаточно сложно. Здесь можно воспользоваться методом итераций или выполнить некоторые упрощения. Так, разлагая выражение в квадратных скобках (10) в ряд Тейлора и ограничиваясь членами первого порядка малости, получим

$$h \approx \left[ 1 - \left(1 + \frac{p_{\max}}{A}\right)^{-1/m} \right] L = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) L, \quad (11)$$

откуда

$$L = h/(1 - \rho_0/\rho). \quad (12)$$

Ограничение членами первого порядка малости приводит к тому, что формулы (11) и (12) становятся справедливыми применительно к случаю УВ ступенчатой формы. В то же время из физического смысла задачи ясно, что учет пилообразного характера УВ должен привести к меньшему значению смещения  $h$  для одной и той же ширины области сжатия в УВ  $L$ . Ограничиваясь при вычислении выражения, стоящего в квадратных скобках в формуле (10), членами второго порядка малости, окончательно получим

$$h = L \left[ 1 - \frac{\rho_0}{\rho} - \frac{p_{\max} - p_*}{4mA} \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{m+1} \right] \quad (13)$$

или

$$L = \frac{h}{1 - \frac{\rho_0}{\rho} - \frac{p_{\max} - p_*}{4mA} \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{m+1}}.$$

Если в (13) считать, что  $p_* \rightarrow p_{\max}$ , как при выводе зависимости (9), то очевидной становится равносильность формул (11) и (13).

Таким образом, установлено распределение массовой скорости частиц материала за фронтом плоской УВ пилообразной формы и получена зависимость, описывающая взаимосвязь между шириной УВ и смещением частиц материала, вызванным прохождением по нему ударной волны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф. А. и др. Физика взрыва // Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
2. Сысоев Н. Н., Шугаев Ф. В. Ударные волны в газах и конденсированных средах.— М.: Изд-во МГУ, 1987.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика.— М.: Наука, 1988.— Т. 6.
4. Griffith W. C. // J. Fluid Mech.— 1981.— 106.— P. 81—101.
5. Ионов В. Н., Огибалов П. М. Прочность пространственных элементов конструкций.— М.: Высш. шк., 1979.— Ч. 1.

г. Москва

Поступила в редакцию 27/XI 1990