

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Григорьев.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Под ред. А. Г. Мержанова. М., «Наука», 1975.
2. В. И. Розенбанд, Е. А. Макарова. ФГВ, 1976, 12, 5.
3. Е. П. Гончаров, Г. И. Дриацкая и др. Докл. АН СССР, 1971, 2, 197.
4. Е. П. Гончаров, А. Г. Мержанов и др.— В сб.: Катализаторы основного органического синтеза. Вып. 68. Л., ГИПХ, 1973.
5. А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 1.
6. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. М., «Мир», 1969.
7. Б. В. Дерягин, Н. Н. Захаева и др. Определение удельной поверхности порошкообразных тел по сопротивлению фильтрации разреженного воздуха. М., Изд-во АН СССР, 1957.
8. Окисление металлов. Т. 2. Под ред. Ж. Бенара. М., «Металлургия», 1968.

СКОРОСТЬ ЗВУКА В УДАРНО-СЖАТЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ. ПОРИСТОЕ ВЕЩЕСТВО

А. П. Рыбаков

(Челябинск)

Воспользовавшись уравнением состояния Ми—Грюнайзена [1], можно получить [2] для ударной адиабаты уравнение с предельным сжатием $h=2/\Gamma_0+1$.

$$p_\Gamma = \frac{(h-1)p_x - 2/V \cdot E_x}{h - k \cdot V_0/V}, \quad (1)$$

где $k=V_{00}/V_0$ — коэффициент пористости; V_{00} , V_0 — начальные удельные объемы пористого и сплошного вещества; p , E — давление и внутренняя энергия; индекс Γ означает принадлежность к ударной адиабате; индекс x — к кривой холодного сжатия.

В уравнении (1) предполагается, что электронное давление и энергия малы, параметр Грюнайзена постоянен ($\Gamma=\Gamma_0$), а начальная энергия вещества E_0 не учитывается.

Воспользуемся для p_x формулой (16) из работы [3]. В таком случае для E_x получим

$$E_x = \frac{c_0^2}{4\beta} \left\{ \frac{1}{4\beta} \left[\exp 4\beta \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) - 1 \right] - \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) \right\}. \quad (2)$$

В формуле (2) c_0 и β — коэффициенты в соотношении между волновой D и массовой u скоростью; c_0 имеет смысл гидродинамической скорости звука в сплошном теле при нормальных условиях; $\sigma=V_0/V$ — сжатие.

В выражениях для p_x и E_x показательную функцию разложим в ряд и удержим в разложении два первых члена. Затем подставим это в уравнение (1) и получим уравнение ударной адиабаты пористого тела

$$p_\Gamma = \frac{c_0^2}{V_0} \cdot \frac{(h-1)(\sigma-1)}{\sigma(h-k\sigma)}. \quad (3)$$

Волновая скорость связана с давлением и удельным объемом следующим образом: $D=kV_0[p_\Gamma/(kV_0-V)]^{1/2}$. Подставляя сюда p_Γ из (3), получим

$$D^2 = c_0^2 \frac{k^2(h-1)(\sigma-1)}{(k\sigma-1)(h-k\sigma)}. \quad (4)$$

Чтобы получить скорость звука в веществе в состоянии за фронтом ударной волны, необходимо знать уравнение изэнтропы, проходящей через заданную точку (p_r, σ) ударной адиабаты. Уравнение изэнтропы в дифференциальной форме получено ранее (см. формулу (4) в работе [3]).

Внутреннюю энергию E_r определим с помощью уравнения ударной адиабаты $E_r - E_0 = 1/2 p_r (kV_0 - V)$. Кроме того, как и прежде, считаем постоянным параметр Грюнайзена. В таком случае имеем

$$dp_r/d\sigma = p_r/\sigma - 1/(h-1) + dp_r/d\sigma \cdot (h - k\sigma)/(h-1). \quad (5)$$

Из уравнения (3) найдем величину $dp_r/d\sigma$ и подставим ее вместе с p_r в (5). Замечая, что $c^2 = V_0 \cdot dp_r/d\sigma$, найдем

$$c^2 = c_0^2 \frac{(\sigma - 1)(k\sigma + 1) + (h - k\sigma)}{\sigma^2(h - k\sigma)} \quad (6)$$

при $h > k, \sigma > 1$ и

$$c^2 = c_0^2 \frac{(1 - \sigma)(k\sigma + 1) + (k\sigma - h)}{\sigma^2(k\sigma - h)}$$

при $h < k, \sigma < 1$.

Возмущения, возникающие за фронтом ударной волны, догоняют фронт. В дальнейшем они охватывают целую область фронта, которая с течением времени растет. Для корректной постановки экспериментов с ударными волнами необходимо выбирать соответствующие размеры образцов исследуемых материалов, чтобы область поверхности фронта, за которой ведут наблюдение, не оказалась охваченной догоняющей и боковой разгрузкой. Для определения угла боковой разгрузки α необходимо знать скорость ударной волны, сжатие и скорость звука в веществе за фронтом ударной волны [2]

$$\operatorname{tg} \alpha = [(c/D)^2 - (1/\delta^2)]^{1/2}.$$

Подставляя сюда (4) и (6), получим

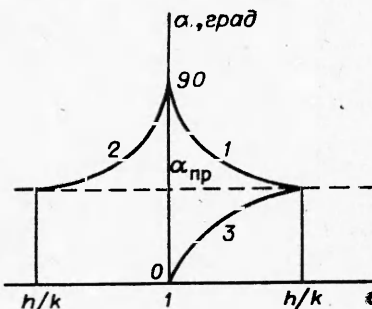
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{k\sigma} \sqrt{\frac{[(\sigma - 1)(k\sigma + 1) + (h - k\sigma)](k\sigma - 1)}{(h - 1)(\sigma - 1)} - 1} \quad (7)$$

при $h > k, \sigma > 1$,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{k\sigma} \sqrt{\frac{[(1 - \sigma)(k\sigma + 1) + (k\sigma - h)](k\sigma - 1)}{(h - 1)(1 - \sigma)} - 1}$$

при $h < k, \sigma < 1$.

Как следует из (4), (6) и (7), при $\sigma = 1$ скорость ударной волны равна нулю, скорость звука имеет конечное значение $c = c_0$, угол боковой разгрузки $\alpha = 90^\circ$. Это произошло вследствие идеализации процесса ударного сжатия пористого вещества, когда пренебрегли величиной давления на том участке ударной адиабаты, где происходит уплотнение вещества до состояния сплошного. По оценкам это давление для металлов имеет значение порядка килобар [2]. В таком случае при $\sigma = 1$ скорость ударной волны имеет величину порядка сотен метров в секунду, а скорость звука останется в несколько километров в секунду. Угол боковой разгрузки хотя и будет велик, но 90° не достигнет.



Металл	k	σ	D, км/с	с. км/с	α, град		
					экспери- мент	расчет по (7)	данные
W	1,80	1,212	7,84	7,19	38,5	35,4	[4]
		1,065	5,04	5,61	44,5	50,0	[4]
		1,017	2,52	6,10	67,0	69,0	[4]
Cu	3,01	1,03	3,3	6,87	64	59,0	Настоящая работа
				5,84			

При предельном сжатии $k\sigma = h$, $\operatorname{tg} \alpha$ стремится к значению $\operatorname{tg} \alpha_{\text{пр}} = 1/\sqrt{h}$. Для металлов $\Gamma_0 \approx 2$, $h = 2$, $\operatorname{tg} \alpha_{\text{пр}} = 1/\sqrt{2}$, $\alpha_{\text{пр}} = 35^\circ 16'$. Для сплошного вещества $k = 1$, тогда из (7) следует

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{(\sigma - 1)/\sigma(h - 1)}. \quad (8)$$

При $\sigma = 1$ $\alpha = 0$. При предельном сжатии ($\sigma = h$) $\operatorname{tg} \alpha_{\text{пр}} = 1/\sqrt{h}$. Изменение угла разгрузки со сжатием показано на рисунке (для пористого вещества: $1 - h > k$, $2 - h < k$; для сплошного вещества: $3 - k = 1$). Все кривые в точке касания прямой $\sigma = 1$ имеют бесконечные производные $d\operatorname{tg} \alpha/d\sigma$.

Сравнение величин, рассчитанных по (4), (6) и (7), с экспериментальными для пористых вольфрама и меди проведено в таблице. Данные для вольфрама заимствованы из работы [4]. Результаты для меди получены в экспериментах по следующей методике. В алюминиевом диске толщиной 6 и диаметром 90 мм с помощью блока ВВ генерируется ударная волна с амплитудой 356 кбар. С диском контактирует образец из пористой меди диаметром 60 и высотой 10 мм. Методом импульсного рентгенографирования получена картина профиля ударной волны в пористом образце. По экспериментальным значениям угла боковой разгрузки определена скорость звука. Из таблицы видно, что значения угла боковой разгрузки, рассчитанные по (7), довольно хорошо совпадают с экспериментом.

Поступила в редакцию
20/X 1976,
после доработки — 18/1 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Райс, Р. Мак-Куин, Дж. Уолш.— В сб.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
3. А. П. Рыбаков. ФГВ, 1978, 14, 1.
4. К. К. Крупников, М. И. Бражник, В. П. Крупникова. ЖЭТФ, 1962, 42, 3, 675.

О РАБОТОСПОСОБНОСТИ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич

(Москва)

Одним из распространенных методов определения работоспособности, или фугасного действия, взрыва является метод свинцовой бомбы (проба Трауцля) [1—5]. Стандартная бомба — это цилиндр размером