

УДАРНЫЕ АДИАБАТЫ ПОРИСТЫХ МЕТАЛЛОВ

Ю. Л. Алексеев, В. П. Ратников, А. П. Рыбаков

(Челябинск)

Ударное сжатие, а также разгрузка ударнонагруженных металлов в работе изучаются с учетом воздуха, содержащегося в промежутках между зернами сплошного металла. Рассматривается диапазон давлений и температур воздуха при ударном сжатии, в котором вклад теплового излучения воздуха в давление и энергию еще несуществен. Экспериментальные результаты по ударным адиабатам Ni, Cu и W, полученные в диапазоне давлений 40—850 кбар, в пределах ошибок измерений согласуются с расчетными данными. Приведены результаты экспериментов по разгрузке пористой меди из состояния с давлением 485 кбар.

Пористые металлы, представляющие собой набор зерен металла с воздушными пузырьками в промежутках, при ударном сжатии можно характеризовать средними значениями массовой и волновой скоростей, а также средним значением давления, которое выравнивается между воздухом и зернами сплошного металла. Материал внутри зерен сжимается и разогревается до плотности и температуры, соответствующих сплошному металлу при этом давлении. При неоднократном сжатии воздуха предполагаются сильными две первые волны, в каждой из которых сжатие близко к предельному. Дожатие воздуха в последних слабых волнах не учитывается. Рассматриваются состояния, когда вклад теплового излучения воздуха еще незначителен. Удельный объем порошка равен сумме удельных объемов воздуха и сплошного металла, умноженных на их весовые доли. Параметры ударной адиабаты (давление, массовая скорость, сжатие) пористых металлов Ni, Cu, W, рассчитанных в свете таких представлений, согласуются с экспериментальными результатами, полученными в диапазоне 40—850 кбар.

Экспериментальные данные по разгрузке пористой меди свидетельствуют о том, что процесс разгрузки определяется изэнтропическим расширением сжатых зерен сплошного металла. В диапазоне давлений от 485 до ~100 кбар объем воздуха остается постоянным и равным объему в состоянии, из которого начинается разгрузка. Этот факт, по-видимому, можно объяснить тем, что процесс расширения воздуха в этих условиях не является изэнтропическим вследствие влияния охлаждения (и соответственно сжатия) воздуха за счет теплопередачи.

Для приближенного описания хода ударных адиабат пористых веществ авторы работы [1] предложили учитывать конечное сжатие воздуха, заполняющего пустоты между зернами сплошного вещества. При этом можно положить, что за времена длительности ударной волны (~1 мксек) между зернами и воздухом выравнивается только давление, термическое равновесие не устанавливается.

Считается, что, если число Фурье $F = at / R^2 \ll 1$, то процесс выравнивания температур не начался. Здесь a — температуропроводность материала зерна, R — его характерный размер, t — характерное время процесса, длительность ударной волны.

Так, например, для меди с характерным размером зерна несколько десятков микрон число Фурье будет порядка одной десятой; т. е., по-видимому, можно считать, что в таком случае процесс выравнивания температур еще не начался. При этом удельный объем порошка будет равен сумме удельных объемов воздуха и сплошного вещества, умноженных на их весовые доли. Будем рассматривать такие состояния воздуха, когда можно пренебречь вкладом его теплового излучения в энергию и давление, который становится существенным при температурах свыше миллиона градусов [2].

Авторы [1] учитывали сжатие воздуха в одной ударной волне. Более близкое соответствие с экспериментом можно получить, если при неоднократном сжатии воздушных пузырьков (что имеет место в действительности) положить сильными две первые волны, в каждой из которых сжатие близко к предельному, и пренебречь дожатием в последующих «слабых» волнах.

По аналогии с [1] получим выражения для удельного объема V^* порошка

$$V^* = V + (k - 1) \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^2 V_0 \quad (1)$$

для сжатия

$$\frac{1}{\sigma^*} = \frac{1}{\sigma} + (k - 1) \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^2 \quad (2)$$

для массовой скорости

$$u^* = \left[u^2 + \frac{4\gamma}{(\gamma + 1)^2} (k - 1) \rho V_0 \right]^{1/2} \quad (3)$$

Здесь V — удельный объем, k — коэффициент пористости, σ — сжатие по отношению к начальному удельному объему сплошного вещества V_0 , u — массовая скорость, p — давление, γ — показатель адиабаты воздуха.

Величины с верхним индексом * характеризуют порошок, величины без индекса относятся к сплошному веществу. Выражения (1), (2) и (3) позволяют по известной ударной адиабате сплошного вещества построить в координатах $p - u$ и $p - \sigma$ ударную адиабату вещества с пористостью k в том диапазоне, где γ воздуха остается постоянной. В работе [2] показано, что при $p_1 < 0.56$ кбар можно считать $\gamma_1 = 1.2$ и при $p_2 > 150$ кбар $\gamma_2 = 5/3$. Предположим, что на переходном участке по мере увеличения давления от p_1 до p_2 уменьшается λ — доля воздуха с $\gamma_1 = 1.2$, т. е. пусть

$$\lambda = 1 - p / p_2 \quad (4)$$

Будем предполагать $p_1 \ll p_2$. Тогда

$$\lambda = 1 \quad \text{при } p = p_1, \quad \lambda = 0 \quad \text{при } p = p_2$$

В результате получим:
для удельных объемов

$$V^* = V + (k - 1) V_0 \left[\lambda \left(\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_2 + 1} \right)^2 + (1 - \lambda) \left(\frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_2 + 1} \right)^2 \right]$$

для сжатий

$$\frac{1}{\sigma^*} = \frac{1}{\sigma} + (k - 1) \left[\lambda \left(\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right)^2 + (1 - \lambda) \left(\frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_2 + 1} \right)^2 \right]$$

Соответствующее выражение можно получить и для массовой скорости на переходном участке.

Процесс разгрузки ударносжатого пористого вещества, по-видимому, можно представить следующим образом. Материал зерен сплошного вещества расширяется по изэнтропе из соответствующего состояния p^{*o} , σ^{*o} . В воздушных пузырьках, вероятно, конкурируют два процесса: охлаждение за счет теплопередачи и соответствующее этому сжатие воздуха и изэнтропическое расширение. При охлаждении уменьшение объема можно положить пропорциональным уменьшению температуры и отношению давлений

$$\frac{V_2}{V_2^{*o}} = \frac{T_2}{T_2^{*o}} \frac{p^{*o}}{p}$$

При изэнтропическом расширении увеличение объема составит

$$\frac{V_2}{V_2^{*o}} = \left(\frac{p^{*o}}{p} \right)^{1/\gamma}$$

Приведем некоторые результаты экспериментов с пористыми Ni, Cu и W в диапазоне давлений, для которого пока нет опубликованных экспериментальных данных, а также результаты сравнения с расчетом.

Образцы готовились из никеля, меди и вольфрама, для которых приводим пары значений плотности ρ_0 в г/см³ и пористости Ni (3.75, 2.75), Cu (2.97, 3.01), W (9.00, 2.15).

Ударные адиабаты получены по методу отражения [2] при помощи четырех различных взрывных устройств, генерировавших в экране ударную волну, которая затем перепускалась в исследуемый образец.

Во избежание искажения ударной волны боковой разгрузкой отношение диаметра образца к его высоте было выбрано достаточно большим и изменялось от образца к образцу от 10 до 20. В каждом отдельном опыте с одним образцом получено по восемь измерений скорости ударной волны в образце. На каждом из взрывных устройств проведено от 2 до 4 опытов для каждого из порошков.

Отклонение начальной плотности образцов от номинальной в опытах не превышало 1.5%. Тем не менее в результаты экспериментов внесены поправки, учитывающие это отклонение плотности. Максимальное значение поправки не превышало 1% и составляло в большинстве случаев несколько десятых долей процента.

В табл. 1 приведены значения измеренных скоростей ударных волн D с уже внесенными поправками; во второй графе указан материал экрана и его скорость U в км/сек. Из рассмотрения картины распада разрыва на контактной границе экран — пористый образец по значениям скорости ударной волны в образце затем получены значения давления p , массовой скорости u , а также сжатия σ . В скобках указаны среднеквадратич-

Таблица 1

	U , км/сек	D , км/сек	u , км/сек	p , кбар	σ
Ni	Al (1.28)	2.92 (0.02)	1.69 (0.003)	185 (1.6)	1.000 (0.007)
	Al (2.12)	4.10 (0.04)	2.46 (0.009)	378 (5.0)	1.050 (0.009)
	Al (2.75)	4.95 (0.03)	3.08 (0.007)	572 (4.7)	1.110 (0.007)
Cu	Cu (0.49)	1.33 (0.01)	0.855 (0.061)	35 (5)	0.993 (0.012)
	Al (1.28)	2.76 (0.02)	1.74 (0.004)	143 (1.3)	0.900 (0.008)
	Al (2.12)	3.92 (0.20)	2.61 (0.013)	304 (21.4)	0.995 (0.092)
	Al (2.75)	4.90 (0.09)	3.32 (0.019)	483 (11.7)	1.031 (0.027)
	Cu (0.49)	1.46 (0.02)	0.73 (0.024)	96 (4.5)	0.930 (0.018)
W	Al (1.28)	2.42 (0.05)	1.21 (0.012)	264 (8)	0.930 (0.010)
	Al (2.12)	3.38 (0.04)	1.84 (0.011)	560 (10)	1.020 (0.007)
	Al (2.75)	4.13 (0.01)	2.28 (0.003)	848 (3.3)	1.039 (0.001)
	Al (2.55)	3.72 (0.02)	2.20 (0.006)	736 (5.9)	1.139 (0.005)

ные ошибки, стандарты измерений. Последние для давления, массовой скорости и сжатия вычислены по формулам, следующим из выражения для дисперсии функции двух переменных, связанных линейной зависимостью [3]

$$\kappa_u = \frac{\kappa_D}{|m|}, \quad \kappa_p = |\kappa_u + \kappa_D|, \quad \kappa_\sigma = (k\sigma - 1) |\kappa_u - \kappa_D|$$

$$m = 1 + \frac{\rho_{02} c_\beta + 2\beta_\beta (2U - u)}{\rho_0^* D^*} \quad (5)$$

Здесь κ — относительная величина среднеквадратичной ошибки, коэффициент вариации [4]; индекс κ означает принадлежность к этой величине; ρ_0 — начальная плотность; c , β — коэффициенты в D - u -зависимости.

Индекс ε характеризует принадлежность величины к состоянию в экране, * — в пористом образце.

Кроме того, были проведены эксперименты по снятию кривой разгрузки пористой меди ($k = 3.01$) из состояния $p^{*0} = 485$ кбар. Для этого по ходу ударной волны вслед за образцом пористой меди помещались менее жесткие материалы, а именно вода и пенопласты трех различных плотностей марки ПС на основе полистирола; D - u -соотношения последних получены интерполяцией экспериментальных данных из работы [5]. Экспериментальная проверка подтверждает справедливость этой интерполяции. Измерение скорости ударной волны в этих материалах по известной их ударной адиабате позволяет определить давление и массовую скорость в пористой меди.

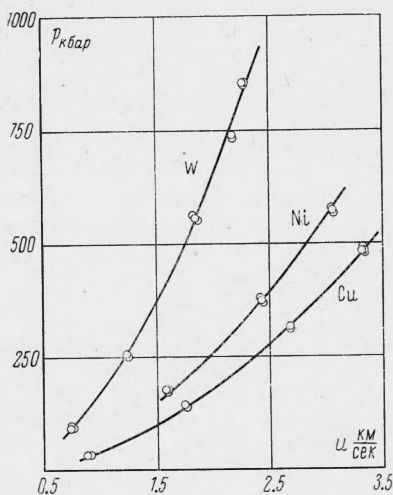
В табл. 2 приведены экспериментальные результаты по разгрузке пористой ($k = 3.01$) меди из состояния $p^{*0} = 485$ кбар, $\sigma^{*0} = 1.058$, $u^{*0} = 3.35$ км/сек; при этом для воздуха указаны значения скорости свободной поверхности.

Таблица 2

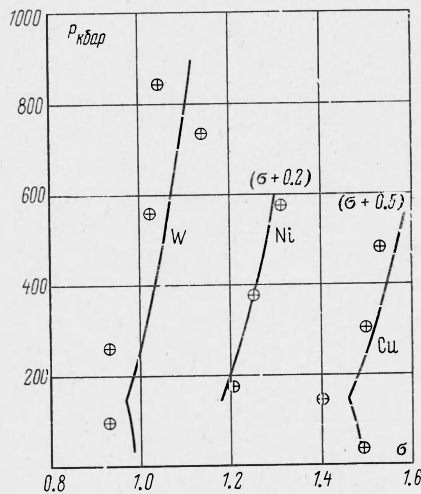
	ρ_0 , г/см ³	D , км/сек	u , км/сек	p , кбар
Вода	1.0	7.41	3.74	277
		7.36	3.70	272
Пенопласт	0.80	6.22	3.66	181
		6.21	3.66	174
Пенопласт	0.51	5.75	4.055	118
		5.72	4.03	116
Пенопласт	0.196	5.32	4.38	46
		5.31	4.29	44
Воздух	$1.293 \cdot 10^{-3}$	5.52	5.52	0.100
		5.62	5.62	0.100

На фиг. 1 в координатах давление p (в кбар) — массовая скорость u (км·сек⁻¹) сплошными линиями проведены кривые, рассчитанные по формуле (3), и нанесены экспериментальные результаты по ударному сжатию Ni, Cu и W. Аналогичное сравнение проведено и в координатах давление — сжатие (относительная плотность σ) на фиг. 2. Как видно, схема ударного сжатия пористых металлов с учетом воздуха между зерна-

ми дает хорошее совпадение с экспериментальными результатами в pu плоскости и несколько худшее в $p\sigma$ плоскости. Последнее можно объяснить большой погрешностью в значениях σ , возникающей при вычислениях (см. (5)). Имеющиеся экспериментальные результаты по ударному сжатию пористых металлов [6-8] в диапазоне давлений до 1 мбар также подтверждают изложенную выше схему. Однако в своем большинстве результаты работы [6-8] относятся к области давлений, превышающих 1 мбар. В этих условиях необходимо учитывать тепловое излучение воздуха. Влияние последнего, по-видимому, приведет к тому, что при некотором давлении будет реализовано среднее сжатие порошка, меньшее определенного по формуле (2), вследствие испарения части металла с поверхности зерен. Сравнение результатов работ [6-8] для больших давлений качественно подтверждает справедливость этого предположения.



Фиг. 1



Фиг. 2

Экспериментальные результаты по разгрузке предварительно ударносжатой пористой меди в координатах давление — массовая скорость можно описать подобно [8] формулой вида

$$p = a(W - u) + b(W - u)^2 \quad (6)$$

где

$$a = \rho_0 c_0, \quad b = \rho_0 \beta$$

ρ_0 , c_0 , β — начальная плотность и коэффициенты в $D-u$ -соотношении сплошного металла, W — значение массовой скорости при $p = 0$. Кривую разгрузки в координатах давление — сжатие можно представить следующим образом:

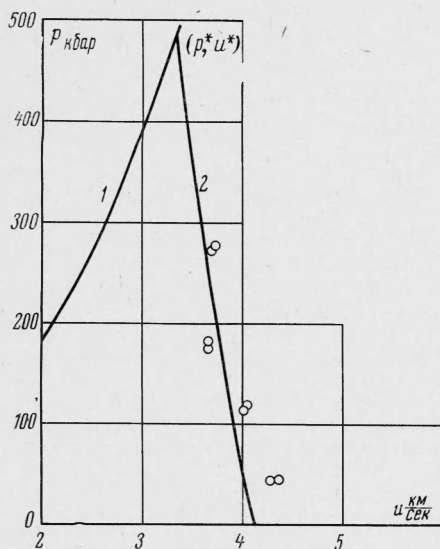
$$\sigma = \left(\frac{1}{\sigma^{*0}} + \frac{\rho_0}{4b} \ln \left| \frac{a^2 + 4bp^{*0}}{a^2 + 4bp} \right| \right)^{-1} \quad (7)$$

Здесь p^{*0} , σ^{*0} — координаты точки, откуда начинается разгрузка. Справедливость формул (6) и (7) была проверена на сплошной меди, для которой была рассчитана кривая разгрузки из состояния $p = 485$ кбар, $\sigma = 1.224$ и $u = 1.0$ км/сек по формулам (6) и (7) и результат сравнен с изэнтропой, проходящей через эту же точку и рассчитанной по известному уравнению состояния с постоянным параметром Грюнайзена. Было получено полное совпадение линии по (7) и изэнтропы по уравнению состояния.

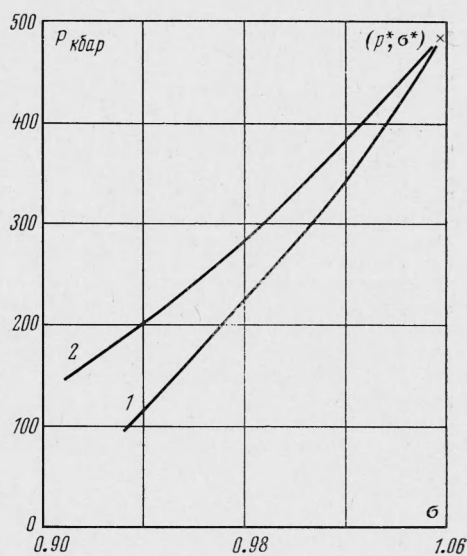
Экспериментальные результаты по разгрузке пористой меди из состояния $p^{*0} = 485$ кбар, $\sigma^{*0} = 1.058$ и $u^{*0} = 3.35$ км/сек представлены точками на фиг. 3. Ударная адиабата пористой меди обозначена цифрой 1. Сплошная линия 2 на этой фигуре представляет собой зеркально отраженную относительно оси p ударную адиабату сплошной меди и проведенную через точку (p^{*0}, u^{*0}) . При помощи уравнения (7) кривая разгрузки получена в $p\sigma$ плоскости (см. линию 1 на фиг. 4). Линия 2 на этой фигуре представляет собой изэнтропу, рассчитанную по уравнению состояния с постоянным параметром Грюнайзена.

Анализ результатов показывает, что разгрузка ударносжатой пористой меди определяется изэнтропическим расширением зерен сплошного металла. Такой же результат ранее был получен и в работе [8].

В частности, из сравнения кривой разгрузки пористой меди (на фиг. 4 линия 1 по уравнению (7) и экспериментальным данным) и изэнтропы расширения σ сплошной меди следует, что объем, занимаемый воздухом, остается практически постоянным в диапазоне давлений от 485 до ~ 100 кбар и равным значению в состоянии p^{*o} , σ^{*o} , из которого была начата разгрузка. По-видимому, оба конкурирующих процесса — изэнтропическое расширение и сжатие за счет теплопроводности в воздушных пузырьках — компенсируют свои действия. С течением времени по мере понижения давления в волне



Фиг. 3



Фиг. 4

разгрузки, вероятно, должно доминировать расширение воздуха, которое проявится в отклонении кривой разгрузки пористого металла в сторону увеличения массовых скоростей (соответственно и уменьшения плотности). Нижние точки для разгрузки меди в пенопласт с плотностью $\rho_0 = 0.19$ г/см³ и в воздух свидетельствуют об этом отклонении.

Поступила 25 V 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Воскобойников И. М., Афанасенков А. Н., Богомолов В. М. Обобщенная ударная адиабата органических жидкостей. Физика горения и взрыва, 1967, т. 3, вып. 4, стр. 585.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
3. Смирнов Н. В., Дунин-Барковский И. В. Краткий курс математической статистики для технических приложений. М., Физматгиз, 1959.
4. Зайдель А. Н. Элементарные оценки ошибок измерений. Л., «Наука», 1967.
5. Дудолодов И. П., Ракитин В. И., Сутулов Ю. Н., Телегин Г. С. Ударная сжимаемость полистирола с различной начальной плотностью. ПМТФ, 1969, № 4, стр. 148.
6. Крупников К. К., Бражник М. И., Крупникова В. П. Ударное сжатие пористого вольфрама. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 3, стр. 675.
7. Кормер С. Б., Фунтиков А. И., Урлин В. Д., Колесникова А. Н. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 3, стр. 686.
8. Skidmore I. C., Morris E. Experimental equation of state data for uranium and its interpretation in the critical region. Thermodynamics nuclear materials, Vienna, 1962.
9. Board R. R. Compression of porous copper by shock waves. J. Appl. Phys., 1968, vol. 39, No. 12, p. 5693.