

Используя соотношения (2.17), (2.18), (2.2) и (2.3), получим связь давления на фронте ударной волны с расстоянием от центра взрыва в виде

$$(2.19) \quad p = \frac{2(1-\varepsilon_0)}{\Gamma+1} \rho_0 D^2 = \frac{4v}{\sigma(v)} \frac{\Gamma-1}{\Gamma+1} \frac{E_0}{1-\varepsilon_0} r^{-\nu}.$$

Анализируя полученные соотношения, увеличение параметров ударной волны при наличии в среде несжимаемой фазы можно объяснить увеличением скорости ударной волны в $(1-\varepsilon_0)^{-1}$ раз по сравнению с $\varepsilon_0 \rightarrow 0$ при фиксированном отношении массовых концентраций. В предельном случае при $\varepsilon_0 \rightarrow 1$ скорость ударной волны стремится к бесконечности, что с физической точки зрения объясняется стремлением к бесконечности скорости распространения возмущений в несжимаемой среде.

Из уравнения (2.19) следует, что на фиксированном расстоянии от центра взрыва минимальное давление будет в среде, обладающей максимальной ударной сжимаемостью газовой фазы (определяемой выражением $(\Gamma+1)/(\Gamma-1)$) при минимальном объемном содержании конденсированной фазы ε_0 .

Таким образом, в общем случае при произвольном ε поле давления и скорости ударной волны в двухфазной среде зависят не только от плотности среды, энергии взрыва и α [10], но и от объемной доли конденсированной фазы. Пренебрежение объемной долей ε (в этом случае $\rho = \varepsilon d + \rho_g$) приводит к ранее полученным соотношениям для параметров ударной волны в релаксирующей [9], а при $\Gamma = \Gamma_0$ термодинамически равновесной [6] двухфазной среде.

В заключение отметим, что уравнения (1.1), (1.2) в принципе могут описывать движение широкого класса сред, например газозвесей, газожидкостных пен, пузырьковых сред. Однако при решении конкретных задач необходимо проверять справедливость предположений 1—5.

Поступила 10 XII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Rudinger G. Some effects of finite particle volume of the dynamics of gas-particle mixture. — AIAA J., 1965, vol. 3, N 7. Рус. пер. Рудингер Г. Влияние конечного объема, занимаемого частицами, на динамику смеси газа и частиц. — Ракетн. техника и космонавтика, 1965, т. 3, № 7.
2. Арутюнян Г. М. Условия применимости результатов гидродинамики совершенного газа к дисперсным средам. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 1.
3. Нигматулин Р. П. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
4. Suzuki T., Ohyagi S., Higashino F. et al. The propagation of reacting blast waves through inert particle clouds. — Acta Astronautica, 1976, vol. 3, p. 517.
5. Rai S. I., Menon S., Fan Z. Q. Similarity solutions of a strong shock wave propagation in a mixture of gas and dusty particles. — Int. J. Eng. Sci., 1980, vol. 18, N 12.
6. Седов Л. П. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
7. Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961.
8. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974.
9. Паламарчук Б. И., Вахненко В. А., Черкашин А. В. и др. Влияние релаксационных процессов на затухание ударных волн в водных пенах. — В кн.: Сб. докл. IV Междунар. симпоз. по обработке материалов взрывом. Чехословакия, Готвальдов, 1979.
10. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Тимофеев Е. П. Особенности распространения ударных волн в пенах. — ФГВ, 1981, т. 17, № 4.

УДК 532.593

АДИАБАТЫ ПОРИСТЫХ ОБРАЗЦОВ И ИЗЭНТРОПЫ РАСШИРЕНИЯ СПЛОШНОЙ МЕДИ

М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Ю. Н. Сутулов

(Москва)

В практике динамических исследований для получения сведений о термодинамических свойствах вещества при высоких давлениях и температурах важную роль играют эксперименты по ударному сжатию пористых тел. Применение образцов пониженной начальной плотности дает возможность получить при заданном удельном объ-

еме ударно-сжатого вещества более высокие внутренние энергии и температуры, чем при использовании образцов нормальной плотности.

При интерпретации экспериментов с пористыми образцами обычно принимается, что при давлениях выше давления компоновки, при котором плотность пористого образца равна или близка к плотности сплошного вещества, температура за время сжатия во фронте ударной волны успевает выравниваться, т. е. достигаемые в экспериментах состояния равновесны. Однако это положение требует экспериментальной проверки.

В [1] производились изменения размера зерен от 0,5 до 100 мкм и не обнаружено какой-либо зависимости скорости ударной волны от размера зерен. Этот факт может служить свидетельством в пользу термической равновесности сжатых пористых образцов.

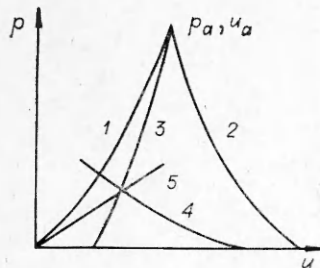
В данной работе предложен и реализован другой подход экспериментальной проверки равновесности состояний ударно-сжатых пористых образцов. В описанном ниже подходе термодинамические параметры сжатого пористого вещества контролируются по параметрам состояний, получаемых при разгрузке предварительно сжатого сплошного вещества. В качестве контролируемых параметров выбраны плотности, значения которых сравниваются при одинаковых давлениях и внутренних энергиях, реализуемых в двух разных процессах. Проведенное для меди сопоставление плотностей показывает, что влияние возможных отклонений от равновесия при сжатии пористых образцов не превышает 1,5% при давлениях >20 ГПа.

1. Как известно, при термодинамически равновесных процессах состояние вещества для однофазных систем полностью определяется какими-либо двумя термодинамическими параметрами. Если выбрать в качестве таких параметров, например, давление p и энергию E , то, сравнивая при одинаковых p и E плотности ρ или удельные объемы $v = 1/\rho$ на «пористых» ударных адиабатах и изэнтропах расширения сплошного вещества, можно проверить согласованность данных и, таким образом, обнаружить возможные отклонения от термической равновесности.

Поясним способ сравнения на схематической $p - u$ -диаграмме, приведенной на фиг. 1. Пусть исходное состояние изэнтропы расширения 2 сплошного образца, находящееся на его ударной адиабате $\bar{1}$, характеризуется параметрами $p_a, u_a, E_a = u_a^2/2$ ($E = 0, p = 0, T = T_0$). По мере расширения ударно-сжатого образца его внутренняя энергия уменьшается. Переход от гидродинамических $p - u$ к термодинамическим $p - \rho - E$ переменным на изэнтропе расширения 2 осуществляется путем вычисления интегралов Римана, выражающих законы сохранения для данного типа автомодельного течения:

$$(1.1) \quad \rho_s(p) = \left[v_a + \int_{u_s}^{u_a} \frac{du}{(dp/du)_s} \right]^{-1}, \quad E_s(p) = E_a - \int_{u_s}^{u_a} p \frac{du}{(dp/du)_s},$$

где индексы a и s относятся соответственно к состоянию на ударной адиабате и изэнтропе расширения. Зависимость $E_s(p)$ вдоль изэнтропы расширения сплошного вещества может быть пересчитана в $p - u$ -зависимость 3, на которой $u(p) = \sqrt{2E_s(p)}$. В этих же координатах известна линия торможения 4 материала экрана метательного устройства, на котором измеряются скорости ударных волн в пористых образцах. Точка пересечения этих двух зависимостей определяет для пористого вещества p и u и по их отношению — наклон волнового луча 5: $p = \rho_{00} D(\rho_{00}) u$. Кроме того, в этой точке обеспечивается равенство давлений и внутренних энергий сплошного и пористого вещества. Далее, используя экспериментальную зависимость $D(\rho_{00})$, которая может быть также представлена как $\rho_{00} D = f(\rho_{00})$, определяем начальную плотность ρ_{00} и волновую скорость D . Из закона сохранения массы на фронте ударной волны находим плотность $\rho_r = \rho_{00} D / (D - u)$, которую можно сопоставить с известной при давлении p плотностью ρ_s на изэнтропе, определенной по (1.1).



Ф и г. 1

Таблица 1

$p=65,8, u=2,70$				$p=36,3, u=1,74$		$p=30,5, u=1,52$		$p=21,7, u=1,16$	
ρ_{00}	D	ρ_{00}	D	ρ_{00}	D	ρ	D	ρ_{00}	D
8,93	6,53	7,25	5,92	8,93	5,58	8,93	5,40	8,93	5,08
8,52	6,38	6,89	5,79	7,90	4,70	7,92	4,55	7,92	4,05
8,00	6,10	6,50	5,66	7,11	4,44	7,38	4,22	7,38	3,67
7,75	6,02	6,05	5,50	6,33	4,16	6,86	4,02	6,86	3,41
7,48	5,94	5,64	5,44	5,69	3,96	5,57	3,63	5,57	2,92
				5,18	3,85	4,67	3,29	4,67	2,74

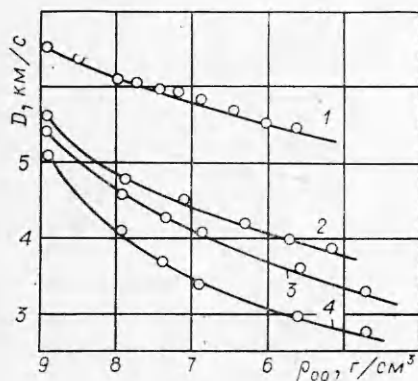
p , ГПа; u , км/с; ρ_{00} , г/см³; D , км/с.

2. Изложенный способ сопоставления удельных объемов при заданных давлениях и внутренних энергиях на изэнтропах расширения и «пористых» адиабатах был реализован в экспериментах с медью. С этой целью определены зависимости волновых скоростей от начальной плотности на четырех нагружающих устройствах и определены три изэнтропы расширения сплошной меди.

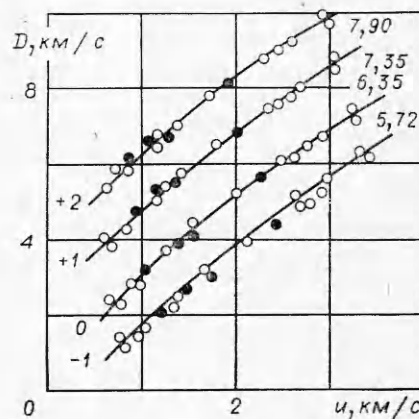
Исследуемые пористые образцы меди изготавливались из порошка ПМ-2 с размером частиц менее 50 мкм путем гидростатического прессования таблеток диаметром 12 мм и высотой ~ 3 мм. Измерения скоростей ударных волн в образцах разной начальной плотности проводились электроконтактным методом в четырех сериях экспериментов. Каждая серия характеризовалась одним и тем же материалом экрана из Al и одинаковой интенсивностью созданной в нем ударной волны.

Результаты экспериментов по измерению волновых скоростей в медных образцах разной пористости и параметры ударных волн в экранах из алюминия приведены в табл. 1. Приведенные значения волновых скоростей представляют усредненный результат 4–8 опытов. Зависимости $D(\rho_{00})$ («линии одного заряда» [1]) на взрывных устройствах разной интенсивности показаны на фиг. 2. Каждая точка «линии одного заряда» из условия равенства p и u на границе раздела образец — экран и уравнения, описывающего изменение состояния материала экрана в $p-u$ координатах, определяет параметры ударного сжатия образца вполне определенной начальной плотности. Это обстоятельство дает возможность построить ударные адиабаты произвольной пористости и сопоставить экспериментальные данные, полученные разными авторами.

С этой целью на основе результатов табл. 1 были определены параметры точек, соответствующие ударным адиабатам образцов с плотностями $\rho_{00} = 7,90; 7,35; 6,35; 5,72$ г/см³, и проведено сравнение с данными работы [2], в которой непосредственно выполнены эксперименты по динамической сжимаемости образцов меди указанных плотностей. При находке-



Фиг. 2



Фиг. 3

Таблица 2

Материал преграды	Изэнтропа								
	1			2			3		
	D , км/с	u , км/с	p , ГПа	D , км/с	u , км/с	p , ГПа	D , км/с	u , км/с	p , ГПа
Медь	8,32	2,95	219,2	7,49	2,39	159,9	6,53	1,75	102
Железо	8,77	3,03	208,6	7,84	2,43	149,6	6,88	1,84	99,4
Алюминий	10,71	3,97	115,2	9,72	3,24	85,2	8,57	2,39	55,5
Магний	10,15	4,53	80,0	8,95	3,59	55,9	7,75	2,63	35,5
Тефлон	9,22	4,45	89,4	8,07	3,73	65,6	6,40	2,67	37,3
Плексиглас	9,79	5,07	58,6	8,26	3,91	38,1	6,99	2,95	24,3
Полиэтилен	10,00	4,83	44,4	8,86	4,07	33,2	7,33	3,04	20,5
Пенопласт $\rho_0 = 0,70$ г/см ³	8,29	5,26	30,5	7,01	4,31	21,1	—	—	—
Пенопласт $\rho_0 = 0,30$ г/см ³	7,54	5,73	13,0	6,25	4,73	8,9	—	—	—
Воздух	—	6,21	0,051	—	5,02	0,04	—	3,58	0,018

нии параметров ударного сжатия линии нагружения экранов отождествлялись в $p-u$ -плоскости с зеркальными отображениями ударной адиабаты алюминия [3] относительно вертикальных прямых, проходящих через исходные состояния экранов. Как видно из фиг. 3, сопоставление ударных адиабат в $D-u$ -координатах показывает хорошую согласованность полученных результатов с данными [2], обозначенными здесь светлыми точками. Цифры слева от кривых означают смещение каждого графика по D , а справа — начальную плотность.

Определение изэнтроп расширения предварительно сжатых сплошных образцов проводилось методом преград [4]. Для этого на исследуемый медный образец помещались менее жесткие материалы с известными динамическими адиабатами. Ударное сжатие сплошных образцов осуществлялось на трех измерительных зарядах. Исходные параметры сжатых состояний для первой и второй изэнтроп были реализованы на устройствах, в которых в качестве ударников использовались стальные пластины толщиной 1,5 и 2,2 мм, разгоняемые продуктами детонации ВВ до скоростей 6,10 и 4,96 км/с соответственно. Третья изэнтропа получена на устройстве с алюминиевым ударником толщиной 4 мм, скорость которого составляла 5,40 км/с. Это же устройство использовалось в 1 серии экспериментов по ударному сжатию пористых образцов.

Регистрация волновых скоростей в конденсированных преградах и скоростей разлета медных образцов в воздух осуществлялась электроконтактами. По хорошо изученной многими экспериментаторами ударной адиабате меди и известным скоростям полета ударников путем $p-u$ -построений можно рассчитать исходные состояния изэнтроп расширения. В каждом опыте на исследуемый образец вместе с таблетками из материалов преград ставилась также медная таблетка, измерение волновой скорости в которой независимо контролировало исходное состояние.

Экспериментальные результаты по изэнтропическому расширению сплошной меди приведены в табл. 2, где каждая точка получена усреднением 6—10 опытов * для изэнтроп 1 и 2 и 12—20 опытов для изэнтропы 3. Переход к давлениям и массовым скоростям в преградах осуществлялся

Таблица 3

Изэнтропа	a_0 , ГПа	a_1 , ГПа/км/с	a_2 , ГПа/км ² /с ²
1	657,066	—187,651	13,18
2	472,789	—165,770	14,253
3	309,490	—147,767	17,169

по $D-u$ -соотношениям, опубликованным для металлов в [3], а для других веществ — в [4]. Точки в $p-u$ -координатах были описаны полиномами 2-й степени $p(u) = \sum_{i=0}^2 a_i u^i$ с коэффициентами, указанными в табл. 3.

* В медных образцах количество измерений было большим.

Таблица 4

Состояния на изэнтропах				Состояния на ударных адиабатах пористых образцов				
Изэнтропа	p_s , ГПа	E_s , кДж/г	ρ_s , г/см ³	$u = \sqrt{2E_s}$, км/с	D , км/с	ρ_{00} , г/см ³	ρ_r , г/см ³	$\frac{\Delta\rho}{\rho_s}$, %
1	89,7	2,091	11,36	2,045	5,91	7,42	11,35	0,1
	40,2	1,28	9,92	1,60	4,10	6,13	10,05	-1,3
	30,7	1,148	9,55	1,515	3,62	5,60	9,63	-0,8
	16,5	0,966	8,865	1,39	2,685	4,42	9,17	-3,4
	0,051	0,840	7,69					
2	96,0	1,796	11,81	1,895	6,19	8,18	11,79	0,2
	45,3	1,015	10,42	1,425	4,43	7,17	10,57	-1,4
	35,7	0,878	10,06	1,325	3,985	6,76	10,13	-0,7
	21,0	0,702	9,42	1,185	3,00	5,90	9,76	-3,6
	0,04	0,513	7,89					
3	49,3	0,825	10,91	1,285	4,80	7,99	10,91	0
	39,5	0,708	10,57	1,19	4,355	7,62	10,48	0,85
	24,8	0,535	10,03	1,035	3,44	6,97	9,97	0,6
	0,018	0,340	8,37					

По полученным экспериментальным данным способом, изложенным в п. 1, были определены параметры состояний меди с одинаковыми давлениями и энергиями, отвечающими изэнтропическому расширению сплошных и ударному сжатию пористых образцов. Значения параметров даны в табл. 4. Здесь же для изэнтроп приведены значения плотностей, реализующихся в состояниях, отвечающих разгрузке медных образцов в воздухе. В последнем столбце указана относительная разность между ρ_s и ρ_r . Как видно из табл. 4, за исключением двух случаев, относительная разность в плотностях во всех других состояниях не превышает 1,5%. Это свидетельствует о том, что вклад неравновесности, если она существует, при сжатии пористой меди при давлении $p > 20$ ГПа очень мал и требованиями теплового равновесия можно пренебречь.

Поступила 26 XI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Кормер С. Б., Фунтиков А. И. и др. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнения состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах. — ЖЭТФ, 1962, т. 42, № 3.
2. McQueen R. et al. The equation of state of solids from shock wave studies. — In: High-Velocity Impact Phenomena/Ed. by R. Kinslow. N. Y.—L.: Acad. Press, 1970. Рус. пер. Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1974.
3. Альтшулер Л. В., Баканова А. А. и др. Ударные адиабаты металлов. Новые данные, статистический анализ и общие закономерности. — ПМТФ, 1981, № 2.
4. Альтшулер Л. В., Бушман А. В. и др. Изэнтропы разгрузки и уравнение состояния металлов при высоких плотностях энергии. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 2.

УДК 532.533, 539.374

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ АЛЮМИНИЯ

А. К. Диваков, Ю. И. Мецержаков, Л. П. Фадиевко

(Ленинград)

В данной работе на основе анализа экспериментальных ударно-волновых характеристик алюминия А-95, А-6 и Д-16 исследована взаимосвязь зависящих от скорости деформации механических свойств материалов с кинетикой элементарных процессов пластической деформации и, в частности, с дисперсией массовой скорости частиц на фронте волны сжатия.