

Р. К. Бельхеева

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОРИСТОЙ СМЕСИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ КОМПОНЕНТОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ

В работе представлено уравнение состояния для описания термодинамически равновесной пористой смеси нескольких конденсированных компонентов. При описании смеси используется модель взаимопроникающих и взаимодействующих континуумов, принципы построения которой изложены в монографиях Р. И. Нигматулина. Равновесное состояние определяется условиями равенства давлений, температур и скоростей составляющих смеси. В модели учитывается наличие газа в порах. Проведены численные расчеты ударно-волнового нагружения пористой меди и смесей вольфрам–медь и графит–медь. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными. Показано, что предлагаемое уравнение состояния термодинамически равновесной смеси, учитывающее характеристики составляющих и их массовые концентрации, достаточно точно описывает поведение пористой смеси.

Ключевые слова: уравнение состояния, пористая смесь, ударная адиабата.

Уравнение состояния является фундаментальной характеристикой вещества и применяется при описании конкретных физических систем. Сложность теоретического расчета уравнения состояния вещества методами статистической физики связана с описанием взаимодействия в квантово-механической задаче многих тел. Поэтому для описания поведения вещества в определенном процессе рассматриваются упрощенные эмпирические модели с ограниченной областью применения.

Сложность описания смеси нескольких конденсированных веществ многократно возрастает.

При описании различных смесей методами механики сплошной среды вводится понятие взаимодействующих и взаимопроникающих континуумов. В этом случае каждый континуум представляет собой фазу или компонент смеси и заполняет весь объем, занятый смесью. Для каждого из этих континуумов определяются приведенная плотность (масса составляющей в единице объема среды), скорость и другие параметры, относящиеся к каждому компоненту смеси. Смесь в целом характеризуется своей плотностью и среднемассовой скоростью.

Механика смесей строится на основе физических законов сохранения массы, импульса и энергии, поэтому при записи балансовых соотношений массы, импульса и энергии для каждой составляющей в некотором фиксированном объеме смеси, следует учитывать взаимодействие как с внешней (по отношению к этому выделенному объему смеси) средой, так и обмен массой, импульсом и энергией между всеми компонентами смеси внутри выделенного объема. В результате движение смеси из N составляющих описывается N уравнениями сохранения масс, N уравнениями сохранения импульса, N уравнениями сохранения энергии и замыкается N уравнениями состояния, связывающими

ми термодинамические параметры каждого материала, и уравнениями, описывающими условия совместного движения и деформирования фаз.

Таким образом, проблема описания движения смеси в рамках взаимодействующих и взаимопроникающих континуумов сводится к заданию условий совместного движения составляющих и определению величин, описывающих их взаимодействие.

При распространении ударных волн, давления в которых существенно выше напряжений, связанных с прочностью, условия совместного движения являются особенно простыми. В подобных случаях наиболее часто используемыми в качестве уравнений деформирования фаз оказываются условия равенства давлений фаз [1]. При этом в случае, когда эффекты относительного движения компонентов несущественны и смесь находится в термодинамическом равновесии, т.е. для системы выполняются условия: $P_i = P$, $T_i = T$, $u_i = u$, где P_i — давление, T_i — температура, u_i — массовая скорость компонента i ; P , T , u — давление, температура и массовая скорость смеси соответственно, ее движение можно описать как движение одного континуума с особым уравнением состояния, учитывающим свойства компонентов смеси и их концентрации, что приводит к значительному сокращению числа уравнений. В рамках такого способа описания смеси, рассмотренного в работах [1; 7–9; и др.], принято, что уравнения состояния компонентов в среде такие же, как в свободном состоянии. В [1] приведено уравнение состояния равновесной смеси калорически совершенного газа и несжимаемого твердого вещества. В [7] подобное уравнение получено для трехкомпонентной смеси с баротропным уравнением состояния для компонентов. В [8] найдена зависимость среднего давления твердой фазы как функция пористости и внутрипорового давления при статическом нагружении твердой пористой смеси. В [9] получено уравнение состояния пористой смеси конденсированных компонентов в форме Ми–Грюнайтца, связывающее соответствующие параметры смеси и компонентов. В [10] апробирована модель расчета ударно-волнового нагружения пористых гетерогенных сред с учетом наличия воздуха в порах. В настоящей работе проводится дальнейшее развитие модели, предложенной в [9].

Область давлений порядка 10–100 ГПа имеет большое значение для практики. Такие давления развиваются при детонации взрывчатых веществ, при ударе твердых тел и т. д. При таких нагрузках часто используются уравнения состояния конденсированного вещества в форме Тета

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

где P_X — упругая часть давления, A , n — константы, характеризующие вещество, ρ — плотность вещества, ρ_0 — плотность вещества в начальный момент времени. Упругая часть внутренней энергии представляется в виде

$$E_X = \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{P_X}{\rho^2} d\rho. \quad (2)$$

Принимаем, что поведение смеси и всех ее компонентов описывается уравнениями вида (1), (2).

В работе [9] приведены ударные адиабаты воздуха в диапазоне давлений порядка 100 ГПа, рассчитанные по уравнению состояния идеального газа и уравнению состоя-

ния Ми–Грюнайзена. Сравнение расчетных и экспериментальных данных показало, что поведение воздуха адекватно описывается уравнением состояния в форме Ми–Грюнайзена.

Пренебрежем пока для воздуха, как и для других компонентов, тепловой составляющей давления, т. е. будем считать

$$P = P_X, \quad E = E_X.$$

Параметры с нижним индексом i будем относить к составляющим смеси, соответствующие параметры смеси обозначим теми же символами без индексов.

Плотность многокомпонентной смеси вычисляется по формуле

$$\frac{1}{\rho} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii}}, \quad (3)$$

где ρ_{ii} — истинные плотности, x_i — массовые концентрации компонентов. Из уравнения (1) плотность вещества выражается соотношением

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{P}{A}\right)^{1/n}. \quad (4)$$

После подстановки соответствующих плотностей в (3) получим

$$\frac{1}{\rho_0 \left(1 + \frac{P}{A}\right)^{1/n}} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0} \left(1 + \frac{P}{A_i}\right)^{1/n_i}}. \quad (5)$$

Каждую из дробей

$$\frac{1}{\rho_{ii0} \left(1 + \frac{P}{A_i}\right)^{1/n_i}}$$

можно разложить в ряд по степеням $\frac{P}{A_i}$, причем ряд

$$1 - \frac{1}{n_i} \frac{P}{A_i} + \frac{n_i + 1}{2n_i^2} \left(\frac{P}{A_i}\right)^2 + \dots$$

сходится к

$$\frac{1}{\rho_0 \left(1 + \frac{P}{A_i}\right)^{1/n_i}} \quad \text{при} \quad \frac{P}{A_i} < 1,$$

а ряд

$$1 - \frac{1}{n_i} \frac{A_i}{P} + \frac{n_i + 1}{2n_i^2} \left(\frac{A_i}{P}\right)^2 + \dots$$

сходится к

$$\frac{1}{\rho_0 \left(\frac{P}{A_i}\right)^{1/n_i} \left(1 + \frac{A_i}{P}\right)^{1/n_i}} \quad \text{при} \quad \frac{P}{A_i} > 1.$$

Заменяя дробь рядом в области его сходимости и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях P , можно получить выражения для определения параметров уравнения состояния смеси A , ρ_0 , n .

Пусть $A_1 < A_2 < \dots < A_N$. Из физических соображений ясно, что $A_1 < \dots < A < \dots < A_N$.

При малых давлениях $P < A_1 < \dots < A < \dots < A_N$ для всех i выполняется условие $\frac{P}{A_i} < 1$ и, заменив в равенстве (5) каждую дробь сходящимся к ней рядом, получим соотношение

$$\frac{1}{\rho_0} \left[1 - \frac{1}{n} \frac{P}{A} + \frac{n+1}{2n^2} \left(\frac{P}{A} \right)^2 + \dots \right] = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left[1 - \frac{1}{n_i} \frac{P}{A_i} + \frac{n_i+1}{2n_i^2} \left(\frac{P}{A_i} \right)^2 + \dots \right].$$

После приравнивания коэффициентов при одинаковых степенях P , получим три уравнения для определения A , ρ_0 , n :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0} &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}}, \\ \frac{1}{\rho_0} \frac{1}{nA} &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \frac{1}{n_i A_i}, \\ \frac{1}{\rho_0} \frac{n+1}{n^2 A^2} &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \frac{n_i+1}{n_i^2 A_i^2}. \end{aligned}$$

Введем обозначения

$$R_1 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}}, \quad R_2 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \frac{1}{n_i A_i}, \quad R_3 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \frac{n_i+1}{n_i^2 A_i^2},$$

тогда искомые параметры выражаются из соотношений

$$\rho_0 = \frac{1}{R_1}, \quad n = \frac{R_1 R_3}{R_2^2} - 1, \quad A = \frac{R_1}{n R_2}. \quad (6)$$

Пусть $A_1 < \dots < P < \dots < A_N$. Преобразуем выражение (4):

$$\begin{aligned} \rho_{ii0} \left(1 + \frac{P}{A_i} \right)^{1/n_i} &= \rho_{ii0} \left(1 + \frac{P - A_N + A_N}{A_i} \right)^{1/n_i} = \rho_{ii0} \left(1 + \frac{A_N}{A_i} + \frac{P - A_N}{A_i} \right)^{1/n_i} = \\ &= \rho_{ii0} \left(\frac{A_i + A_N}{A_i} \right)^{1/n_i} \left(1 + \frac{P - A_N}{A_i + A_N} \right)^{1/n_i}. \end{aligned}$$

При всех i выполняется условие $\left| \frac{P - A_N}{A_i + A_N} \right| < 1$, следовательно, дробь

$$\frac{1}{\rho_{ii0} \left(1 + \frac{P}{A_i} \right)^{1/n_i}} = \frac{1}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{A_i + A_N} \right)^{1/n_i} \left(1 + \frac{P - A_N}{A_i + A_N} \right)^{-1/n_i}$$

является суммой геометрической прогрессии

$$\frac{1}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{A_i + A_N} \right)^{1/n_i} \left(1 - \frac{1}{n_i} \frac{P - A_N}{A_i + A_N} + \frac{n_i+1}{2n_i^2} \left(\frac{P - A_N}{A_i + A_N} \right)^2 + \dots \right).$$

Заменяя в равенстве (5) дроби соответствующими рядами и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях $P - A_N$, получим выражения для определения параметров A , ρ_0 , n :

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{A}{A + A_N} \right)^{1/n} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{A_i + A_N} \right)^{1/n_i},$$

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{A}{A + A_N} \right)^{1/n} \frac{1}{n(A + A_N)} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{A_i + A_N} \right)^{1/n_i} \frac{1}{n_i(A_i + A_N)},$$

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{A}{A + A_N} \right)^{1/n} \frac{n+1}{n^2(A + A_N)^2} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{A_i + A_N} \right)^{1/n_i} \frac{n_i+1}{n_i^2(A_i + A_N)^2}.$$

Введем обозначения

$$S_1 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{A_i + A_N} \right)^{1/n_i}, \quad S_2 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{A_i + A_N} \right)^{1/n_i} \frac{1}{n_i(A_i + A_N)},$$

$$S_3 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{A_i + A_N} \right)^{1/n_i} \frac{n_i+1}{n_i^2(A_i + A_N)^2},$$

тогда искомые параметры выражаются из соотношений:

$$n = \frac{S_1 S_3}{S_2^2} - 1, \quad A = \frac{S_1}{n S_2} - A_N, \quad \rho_0 = \frac{1}{S_1} \left(\frac{A}{A + A_N} \right)^{1/n}. \quad (7)$$

Для давлений $P > A_N$ для всех i выполняется условие $\frac{A_i}{P} < 1$, заменяя в равенстве (5) каждую дробь сходящимся к ней рядом, получим

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{A}{P} \right)^{1/n} \left[1 - \frac{1}{n} \frac{A}{P} + \frac{n+1}{2n^2} \left(\frac{A}{P} \right)^2 + \dots \right] =$$

$$= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{P} \right)^{1/n_i} \left[1 - \frac{1}{n_i} \frac{A_i}{P} + \frac{n_i+1}{2n_i^2} \left(\frac{A_i}{P} \right)^2 + \dots \right].$$

Приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях P^{-1} , получим выражения для определения искомых параметров A , ρ_0 , n

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{A}{P} \right)^{1/n} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{P} \right)^{1/n_i},$$

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{A}{P} \right)^{1/n} \frac{A}{n} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{P} \right)^{1/n_i} \frac{A_i}{n_i},$$

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{A}{P} \right)^{1/n} \frac{(n+1)A^2}{n^2} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{P} \right)^{1/n_i} \frac{(n_i+1)A_i^2}{n_i^2}.$$

Введем обозначения

$$Q_1 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{P} \right)^{1/n_i}, \quad Q_2 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{P} \right)^{1/n_i} \frac{A_i}{n_i},$$

$$Q_3 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{P} \right)^{1/n_i} \frac{(n_i+1)A_i^2}{n_i^2},$$

тогда искомые параметры выражаются из соотношений:

$$n = \frac{Q_1 Q_3}{Q_2^2} - 1, \quad A = \frac{Q_2}{Q_1} - \frac{Q_3}{Q_2}, \quad \rho_0 = \frac{1}{Q_1} \left(\frac{A}{P} \right)^{1/n}. \quad (8)$$

Из последних соотношений видно, что параметры уравнения состояния смеси зависят от текущего давления. В случае, когда $n \approx n_i$, выражения для определения параметров принимают вид

$$A = \frac{\sum_{i=1}^N m_{i0}(n_i + 1)A_i^{1/n_i} \left(\frac{A_i}{n_i}\right)^2}{\sum_{i=1}^N m_{i0}A_i^{1/n_i} \left(\frac{A_i}{n_i}\right)} - \frac{\sum_{i=1}^N m_{i0}A_i^{1/n_i} \left(\frac{A_i}{n_i}\right)}{\sum_{i=1}^N m_{i0}A_i^{1/n_i}},$$

$$\frac{1}{\rho_0} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii0}} \left(\frac{A_i}{A}\right)^{1/n_i},$$

где m_{i0} —начальная объемная концентрация i -й составляющей.

Соотношения (6–8) определяют связь между параметрами смеси и соответствующими параметрами и массовыми концентрациями компонентов.

Используем полученное уравнение состояния при расчете ударных адиабат смеси.

В случае когда среда перед фронтом прямой ударной волны покоится и давление в невозмущенной среде равно нулю, уравнения Гюгонио для равновесной смеси имеют вид

$$\rho_0 D = \rho(D - u), \quad P = \rho_0 D u, \quad E = \frac{P}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right), \quad (9)$$

где u , P , E — массовая скорость, давление и энергия среды за фронтом ударной волны, D — скорость фронта ударной волны. Добавление к системе уравнений (9) уравнения состояния среды (1) с параметрами, определяемыми в зависимости от величины давления P соотношениями (6), или (7), или (8), приводит к системе четырех уравнений для пяти неизвестных u , D , P , E , ρ . Задавая значение скорости среды за фронтом ударной волны, из системы уравнений (9) и (1) можно определить значения всех остальных ее параметров.

Для получения уравнений состояния пористой меди и пористых смесей графита и меди и меди и вольфрама использованы значения параметров индивидуальных веществ, приведенные ниже:

Параметры уравнений состояния индивидуальных веществ

Вещество	$\rho_{ii,0}$, кг/м ³	A_i , Па	n_i	c_i , кДж/(кг · К)	γ_i
Воздух	1,3	$0,695 \cdot 10^{-3}$	2,2	0,718	0,16
Медь	$8,93 \cdot 10^3$	$347,5 \cdot 10^8$	4,0	0,382	2,00
Алмаз	$3,515 \cdot 10^3$	$140,3 \cdot 10^9$	3,0	0,510	2,00
Вольфрам	$19,235 \cdot 10^3$	$774,8 \cdot 10^8$	4,0	0,152	2,00

На рис. 1 приведены расчетные и экспериментальные ударные адиабаты меди различной начальной пористости m в координатах массовая скорость за фронтом ударной волны — скорость ударной волны, массовая скорость за фронтом ударной волны — давление. Значение начальной пористости вещества m указано в надписи к рисунку. Под пористостью понимается отношение плотности монолита к плотности пористого вещества. Ударные адиабаты, проведенные штриховыми линиями, рассчитаны с использованием уравнения состояния в форме (1). При малых давлениях расчетные ударные

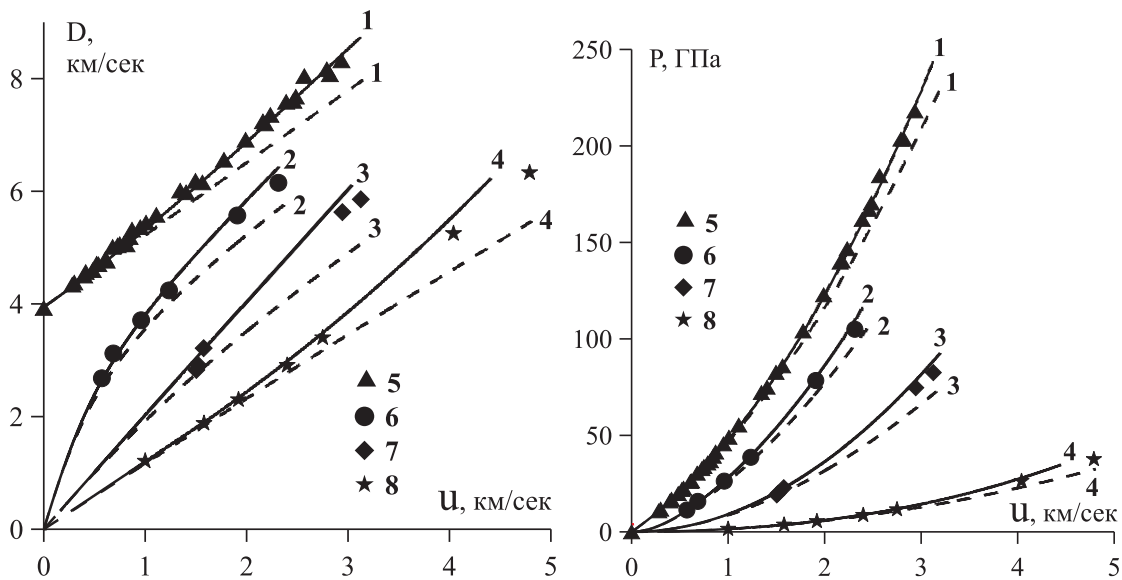


Рис. 1. Ударные адиабаты меди: 1 — сплошная медь; 2–4 — пористая медь: 2 — $m = 1,210$; 3 — $m = 1,981$; 4 — $m = 7,202$; 5 — [2]; 6,7 — [3]; 8 — [4]

адиабаты хорошо совпадают с экспериментальными данными, но с возрастанием содержания воздуха в пористом веществе расчетные ударные адиабаты сильнее отклоняются от экспериментальных при увеличении нагрузки, это связано с неучетом тепловой составляющей в уравнении состояния.

Исследование применимости полученного уравнения состояния для пористой смеси, когда число конденсированных компонентов более одного, ограничивается малым количеством экспериментальных работ. Ударные адиабаты смесей, рассчитанные с помощью предложенного уравнения состояния, приведены на рис. 2 и 3.

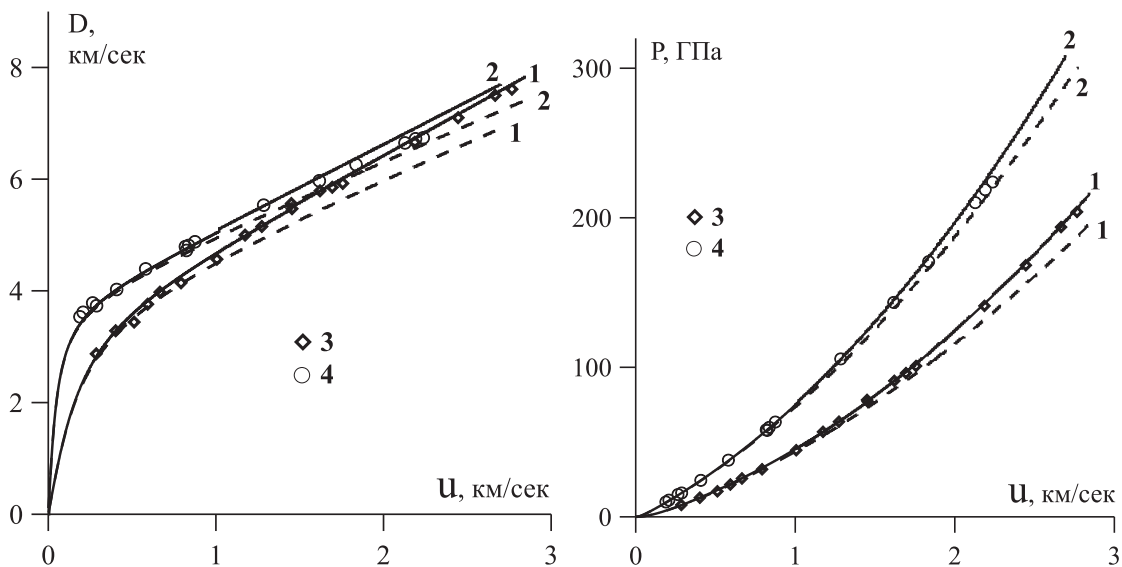


Рис. 2. Ударные адиабаты смеси меди и вольфрама: 1 — $W(25,5)Cu(74,5)$, $m = 1,068$; 2 — $W(76)Cu(24)$, $m = 1,014$; 3–4 — [5]

На рис. 2 приведены расчетные (проведены штриховыми линиями) и экспериментальные ударные адиабаты для смесей медь — вольфрам в координатах массовая ско-

рость за фронтом ударной волны — скорость ударной волны, массовая скорость за фронтом ударной волны — давление. Сравнение проводится для двух вариантов смеси: 1 — Elconit 2125С, wt% Cu(74,5)W(25,5) с начальной пористостью $m = 1,068$ и 2 — Elconit 10W3, wt% W(76)Cu(24) с начальной пористостью $m = 1,014$, экспериментальные данные для которых приведены в [5]. Так же как и для пористой меди в пористом веществе с возрастанием интенсивности нагрузки расчетные ударные адиабаты сильнее отклоняются от экспериментальных, это связано с неучетом тепловой составляющей в уравнении состояния.

На рис. 3 проведено сопоставление расчетных (проведены штриховыми линиями) и экспериментальных ударных адиабат для смесей медь — углерод (алмаз) в координатах массовая скорость за фронтом ударной волны — скорость ударной волны, массовая скорость за фронтом ударной волны — давление. Сравнение проводится для смеси следующего состава: wt% 71,8 Cu; 28,2 C; 1 — $m = 1,641$, 2 — $m = 1,208$.

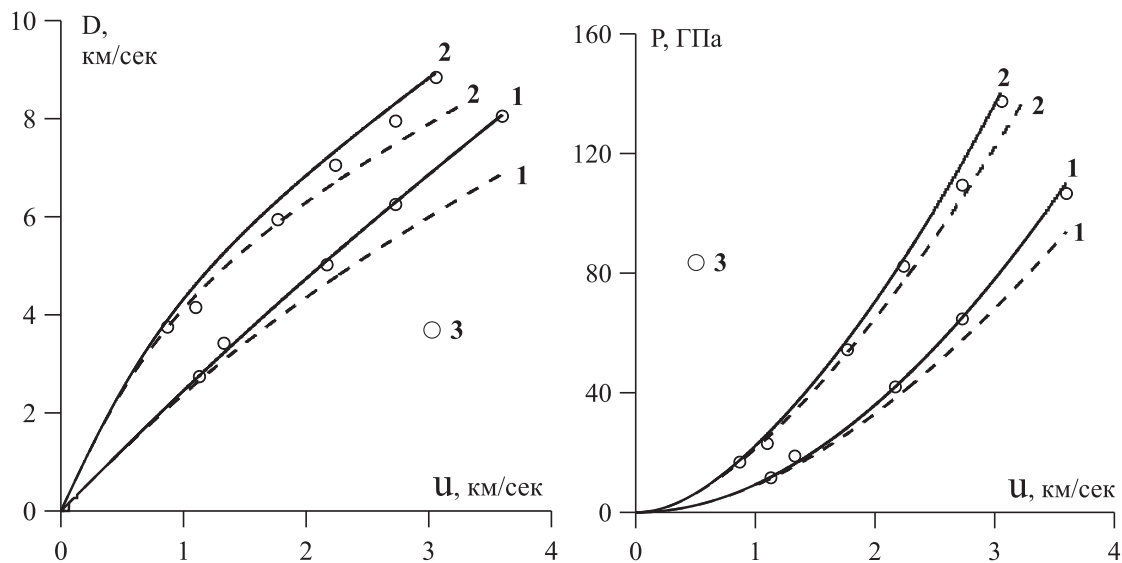


Рис. 3. Ударные адиабаты смеси медь—алмаз: 1 — $m = 1,641$; 2 — $m = 1,208$; 3 — [6]

При малых давлениях расчетные ударные адиабаты хорошо совпадают с экспериментальными данными, но с возрастанием содержания воздуха в пористом веществе расчетные ударные адиабаты сильнее отклоняются от экспериментальных, это связано с неучетом тепловой составляющей в уравнении состояния.

Теперь учтем вклад тепловой составляющей в уравнение состояния смеси.

Будем использовать уравнения состояния для каждой составляющей и смеси в форме Ми–Грюнайзена:

$$P = P_X + P_T, \quad (10)$$

где P_X — это упругое давление, описываемое уравнением (1), а $P_T = \gamma\rho E_T$, — тепловое. Здесь γ — коэффициент Грюнайзена смеси, E_T — тепловая энергия. Соответственно внутренняя энергия также представляется в виде суммы двух составляющих

$$E = E_X + E_T, \quad (11)$$

где E_X — упругая энергия сжатия, которая описывается формулой (2), $E_T = cT$ — тепловая составляющая внутренней энергии, T — температура смеси. Удельная теплоемкость c и коэффициент Грюнайзена смеси задаются соотношениями [5]

$$c = \sum_{i=1}^N x_i c_i, \quad \frac{1}{\rho_0 \gamma} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0} \gamma_i},$$

где c_i — удельные теплоемкости, γ_i — коэффициенты Грюнайзена компонентов.

При небольших сжатиях коэффициент Грюнайзена можно считать постоянным, а отклонение ударной адиабаты от кривой холодного сжатия незначительным. При этих предположениях можно пренебречь вкладом тепловой составляющей давления по сравнению с вкладом упругой части, тогда плотность вещества выражается с помощью соотношения (4), а плотность смеси — с помощью соотношения (5). В этом приближении учет вклада тепловой составляющей в уравнения состояния смеси сводится к добавлению слагаемых, описывающих тепловой вклад давления и температуры.

Добавление к системе уравнений (9) уравнений состояния среды (10), (11) с параметрами, определяемыми в зависимости от величины давления P соотношениями (6), или (7), или (8), приводит к системе пяти уравнений для шести неизвестных — u , D , P , E , ρ , T . Задавая значение скорости среды за фронтом ударной волны, из системы уравнений (9–11) можно определить значения всех остальных ее параметров.

На рис. 1–3 ударные адиабаты, рассчитанные с помощью уравнения состояния типа Ми–Грюнайзена, проведены сплошными линиями. Хорошее совпадение ударных и экспериментальных адиабат для пористой меди и различных пористых смесей двух конденсированных компонентов позволяет сделать вывод о применимости данного уравнения состояния для пористых смесей.

Выводы. Пористую смесь нескольких конденсированных веществ, находящуюся в термодинамическом равновесии, возможно описать как однофазную сплошную среду с уравнением состояния в форме Ми–Грюнайзена, параметры которого выражаются через соответствующие параметры и массовые концентрации составляющих.

Список литературы

1. *Низматуллин Р. И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука. 1978.
2. LASL Shock Hugoniot Data / Ed. by S. P. Marsh. Berkeley: Univ. California Press. 1980.
3. *Boade R. R.* Compression of Porous Copper by Shock Waves // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. No. 12, P. 5693–5702.
4. *Грязнов В. К., Жерноклетов М. В., Иосилевский И. Л. и др.* Ударно-волновое сжатие сильнонеидеальной плазмы металлов и ее термодинамика // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. Вып. 4(10). С. 1242–1265.
5. *McQueen R. G., Marsh S. P., Taylor J. W.* The Equation of State of Solids from Shock Wave Studies // High Velocity Impact Phenomena / Ed. by R. Kinslow. N. Y.: Academic Press, 1970. P. 293–417. App. P. 515–568.

6. Трунин Р. Ф., Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В., Симаков Г. В. Экспериментальные данные по ударному сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ. 2001.

7. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М.: Недра. 1974.

8. Душин С. З., Сурков В. В. Структура фронта ударной волны в твердой пористой среде // ПМТФ. 1979. № 5. С. 106–114.

9. Бельхеева Р. К. Термодинамическое уравнение состояния для описания поведения пористой смеси при больших давлениях и температурах // ПМТФ. 2007. Т. 48. № 5. С. 53–60.

10. Кинеловский С. А., Маевский К. К., Родиков А. С. Одна модель расчета ударной адиабаты пористой гетерогенной среды // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2008. Т. 3, вып. 1. С. 3–11.

Материал поступил в редколлегию 12.02.2009

Адрес автора

БЕЛЬХЕЕВА Румия Катдусовна
РОССИЯ, 630090, Новосибирск
ул. Пирогова, 2, Новосибирский
государственный университет
e-mail: rumia@post.nsu.ru