

## ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА УДАРНЫХ АДИАБАТ ПОРОШКОВЫХ СМЕСЕЙ

С. А. Кинеловский, К. К. Маевский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск  
skin@hydro.nsc.ru, konstantinm@hydro.nsc.ru

Предложена модель, позволяющая в односкоростном и однотемпературном приближениях, а также в предположении одинакового давления для всех фаз рассчитать поведение пористых порошковых смесей при ударно-волновом нагружении. В модели учитывается наличие газа в порах. Проведено сравнение результатов расчетов с известными экспериментальными данными для сплошных и пористых сред (ударные адиабаты, двойное сжатие ударными волнами и адиабатическая разгрузка). Результаты расчета очень хорошо согласуются с данными эксперимента, в том числе для двух- и трехкомпонентных (по числу конденсированных фаз) смесей.

Ключевые слова: ударная адиабата, пористая гетерогенная среда, порошковая смесь, однотемпературное приближение, односкоростное приближение, постоянный коэффициент Грюнайзена.

Исследование поведения пористых смесей порошковых материалов при ударно-волновом нагружении представляет интерес для многих задач современной науки. Эти исследования важны и для решения прикладных задач динамического компактирования, ударно-волнового синтеза и других взрывных технологий. Для описания поведения порошковых смесей желательнее использовать уравнения состояния только компонентов смеси, а для этого необходимо иметь достаточно простую модель, дающую хорошее соответствие эксперименту в широком диапазоне давлений как для сплошных, так и для пористых материалов.

Несмотря на большое число подходов к выбору уравнения состояния твердого тела при динамических нагрузках [1–5], а также на появившиеся в последнее время модели для описания поведения смесей веществ [6, 7], проблема расчета уравнения состояния в точной математической постановке практически неразрешима, так как исходные уравнения (из статической термодинамики) чрезвычайно сложны. Поэтому на практике используют многочисленные упрощения. Как отмечается в [4], в теории уравнений состояния легче написать сложное уравнение, чем найти эффективное упрощение, т. е. такое, которое отражает основные черты реальности. Таким образом, главным критери-

ем применимости модельного уравнения является соответствие его эксперименту. Одним из широко распространенных является подход Ми — Грюнайзена: для таких уравнений характерны простота и совершенство, при этом выбор параметра (коэффициента) Грюнайзена возможен несколькими путями [8].

В данной работе апробированная в [9, 10] модель ударно-волнового нагружения пористых сред и смесей порошков распространена на случай наличия воздуха в порах. Модель основана на предположении, что все компоненты смеси, включая газ в порах, при ударно-волновом нагружении находятся в термодинамическом равновесии. Для описания поведения конденсированных фаз используются уравнения состояния типа Ми — Грюнайзена.

Запишем систему уравнений, определяющих состояние конденсированных фаз пористой смеси, полагая, что  $P(\rho, T) = P_x + P_T$  и  $E(\rho, T) = E_x + E_T$ , где  $P_x$ ,  $P_T$ ,  $E_x$ ,  $E_T$  — холодная и тепловая составляющие давления и энергии. Составляющая  $P_x$  описывается уравнением типа уравнения Тэта. Тогда уравнение состояния  $i$ -го компонента смеси с текущей и начальной плотностью  $\rho_i$ ,  $\rho_{i0}$  и удельной теплоемкостью  $c_{vi}$  имеет вид

$$P = A_i \left[ \left( \frac{\rho_i}{\rho_{i0}} \right)^{n_i} - 1 \right] + \Gamma_i c_{vi} (T - T_0) \rho_i,$$

где  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена,  $i = 1, 2, \dots$ ,  $T$ ,  $T_0$  — текущая и начальная температура. Простота и удобство использования этого

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-03-00527) и интеграционного проекта СО РАН № 32.

уравнения обусловили его широкую популярность [11], поскольку для каждого вещества оно содержит, помимо  $\Gamma$  либо взаимосвязанного с ним предельного сжатия  $h = 1 + 2/\Gamma$ , только две подгоночных константы:  $A$  и  $n$  [4]. Для газа берем уравнение состояния идеального газа. В рамках данной модели в предположении, что ударная адиабата (УА) смеси существует, выписываются условия динамической совместности на фронте волны: условия сохранения потока массы для каждого компонента смеси и условия сохранения потоков импульса и энергии для смеси в целом. В [9] показано, что полученных уравнений в совокупности с уравнением состояния каждого компонента достаточно для нахождения зависимостей типа  $P(u)$  или  $D(u)$  ( $P$ ,  $u$ ,  $D$  — давление, массовая и волновая скорости соответственно), которые можно трактовать как УА многокомпонентной смеси. Для смеси с двумя твердыми компонентами можно получить следующие выражения:

$$P = \left( P_1 + P_2 \frac{\mu_{20}\sigma_1}{\mu_{10}\sigma_2} \right) / \left[ h_1 + \frac{\mu_{20}\sigma_1}{\mu_{10}\sigma_2} h_2 + \frac{(1 - \mu_{10} - \mu_{20})\sigma_1}{\mu_{10}\sigma_g} h_3 - \frac{\sigma_1}{\mu_{10}} \right], \quad (1)$$

где

$$P_i = A_i \left[ \left( h_i - \frac{n_i + 1}{n_i - 1} \right) \sigma_i^{n_i} + \frac{2n_i\sigma_i}{n_i - 1} - h_i - 1 \right],$$

$h_i = 2/\Gamma_i + 1$ ,  $i = 1, 2$ . Здесь  $\sigma_1 = \rho_1/\rho_{10}$ ,  $\sigma_2 = \rho_2/\rho_{20}$ ,  $\sigma_g = \rho_g/\rho_{g0}$  — степени сжатия соответствующего компонента смеси,  $\rho_g$ ,  $\rho_{g0}$  — текущая и начальная плотности газа,  $\mu_{i0}$  — объемная концентрация соответствующего компонента,  $h_3 = 2/(\gamma - 1)$ ,  $\gamma$  — показатель адиабаты, индекс  $g$  соответствует газу. Учитывая равенство температур компонентов, получаем следующие выражения:

$$P = \left[ A_1(\sigma_1^{n_1} - 1) - A_2(\sigma_2^{n_2} - 1) - \frac{c_{v1}\Gamma_1\sigma_1\rho_{10}}{c_{v2}\Gamma_2\sigma_2\rho_{20}} \right] / \left( 1 - \frac{c_{v1}\Gamma_1\sigma_1\rho_1}{c_{v2}\Gamma_2\sigma_2\rho_{20}} \right), \quad (2)$$

$$P = A_1(\sigma_1^{n_1} - 1) / \left[ 1 - \frac{c_{v1}\Gamma_1\sigma_1\rho_{10}}{c_{vg}(\gamma - 1)\sigma_g\rho_{g0}} \right]. \quad (3)$$

В итоге имеем уравнения (1)–(3) для четырех переменных  $P$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_g$ ; с помощью этих уравнений можно построить УА смеси. Для определения температуры пользуемся выражением

$$T = \frac{P - A_1(\sigma_1^{n_1} - 1)}{c_{v1}\Gamma_1\sigma_1\rho_{10}}. \quad (4)$$

С выводом этих соотношений можно ознакомиться в [9].

Простая схема построения УА, предложенная в [9], позволяет исследовать различные варианты зависимости функции Грюнайзена для апробации новых подходов. Как известно, величина  $\Gamma$  уменьшается с ростом давления и, как правило, строится зависимость  $\Gamma$  от объема. В работе [12] отмечалось, что «поскольку уравнение состояния в приближении Грюнайзена с величиной  $\Gamma(V, T)$ , не зависящей от  $T$ , не дает возможности точно рассчитывать ни энтропию, ни температуру, его нельзя считать полным». Одним из способов построения термодинамически полного уравнения состояния, где коэффициент Грюнайзена зависит только от удельного объема, может служить уравнение состояния алмаза из работы [13], которое определено в виде зависимости свободной энергии от объема и температуры. Довольно часто для описания зависимости  $\Gamma(V)$  используется модель

$$\Gamma\rho = \text{const}, \quad (5)$$

где  $\rho$  — плотность твердой фазы [8, 14]. Как показали расчеты, для меди и вольфрама (для которых имеется большой объем экспериментальных данных) эта зависимость позволяет описывать данные эксперимента при высоких давлениях, однако другие материалы не дают такого соответствия. Предлагались различные вариации данной зависимости в виде  $\Gamma \sim \rho^{-n}$  [15], которые, тем не менее, не обеспечивали достаточной точности описания экспериментальных данных; в связи с этим указывалось, что есть веские основания для рассмотрения  $\Gamma$  как функции еще и температуры. В [16] отмечалось, что для металлов эксперимент однозначно указывает на необходимость усовершенствования уравнения состояния путем учета уменьшения коэффициента Грюнайзена с ростом температуры. При определенной пористости рост давления и, соответственно, температуры происходит практически при постоянном или увеличивающемся объеме, в этом случае зависимости только от объема недостаточно. В [17] сконструирован коэффициент Грюнайзена  $\Gamma(V, T)$  как функция удельного объема  $V$  и температуры, что позволило построить УА титана до сжатия  $\sigma = 1.6$  и свинца при  $\sigma = 2.2$ , где  $\sigma = \rho/\rho_0$ .

Вещество	$A$ , ГПа	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$n$	$c_v$ , Дж/(кг · К)	$\Gamma(T_0)$	$\Gamma(T_*)$	$T_*$ , 10 <sup>3</sup> К	$\Gamma(T_\infty)$
Алюминий	24.57	2 712	3.1	1 000	2.13	1.25	23	0.300
Вольфрам	101.8	19 235	3.1	140	1.61	1.35	23	0.400
Магний	15.47	1 740	2.7	1 000	1.46	0.85	23	0.500
Медь	34.83	8 930	4.0	380	2.00	1.50	23	0.510
Никель	45.30	8 875	4.2	460	1.91	1.25	23	0.667
Свинец	11.68	11 346	4,0	129	2.60	1.50	15.1	0.315
Титан	42.54	4 527	2.5	522	1.12	0.75	23	0.505
Углерод (алмаз)	200.0	3 515	2.6	500	1.10	0.55	20	0.500
Углерод (графит)	8.50	2 235	4.7	710	1.80	1.50	23	0.500
Цинк	45.98	7 139	2.7	400	2.38	1.15	20	0.500

Рассмотрим возможность применения еще одной модели, учитывающей уменьшение коэффициента Грюнайзена с ростом температуры. Преобразуем уравнение термодинамической совместности аналогично [18], так чтобы оно не содержало  $P_x$  и  $E_x$ :

$$\left(\frac{\partial E_T}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial P_T}{\partial T}\right)_V - P_T. \quad (6)$$

Тепловые компоненты запишем в виде

$$E_T = \frac{VP_T}{\Gamma(V, T)}. \quad (7)$$

Будем рассматривать коэффициент Грюнайзена как функцию, зависящую в явном виде только от температуры:  $\Gamma = \Gamma(T)$ . Дифференцируя (6) по  $V$  и используя (7) и термодинамическое тождество

$$\left(\frac{\partial P_T}{\partial T}\right)_V = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_{P_T} \left(\frac{\partial P_T}{\partial V}\right)_T,$$

а также введя параметр

$$\alpha_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_{P_T},$$

получаем

$$\Gamma = \frac{Z + 1}{\alpha_T T (Z - 1)}, \quad \text{где} \quad Z = \frac{V}{P_T} \left(\frac{\partial P_T}{\partial V}\right)_T.$$

Считая, что  $P_T = \Gamma c_v T V^{-1}$ , получаем  $Z = \text{const}$  при  $c_v = \text{const}$ . В этом случае  $\Gamma$  является функцией, в явном виде зависящей только от температуры в предположении  $\alpha_T = \text{const}$ .

На основании проведенного выше качественно-анализа и значительного числа пробных расчетов предлагается коэффициент Грюнайзена в следующем виде:

$$\Gamma(T) = [(\Gamma(T_0) - \Gamma(T_\infty))^{-1} + C(T - T_0)]^{-1} + \Gamma(T_\infty). \quad (8)$$

Параметры  $C$ ,  $\Gamma(T_0)$ ,  $\Gamma(T_\infty)$  выбираются из условия соответствия расчетных УА известным экспериментальным результатам для каждого материала. При  $T = T_0$  значение  $\Gamma(T_0)$  берется на основании известных данных при нормальных условиях [19, 20], промежуточное значение  $\Gamma(T_*)$  при  $T = T_*$  позволяет описывать экспериментальные точки при средних сжатиях материала, асимптотическое значение  $\Gamma(T_\infty)$  — при максимальных сжатиях. Фактически добавляются три свободных параметра.

Полученные в результате численного моделирования значения параметров, выбранные для последующего расчета УА гетерогенных сред, приведены в таблице.

Для ряда материалов  $\Gamma(T_\infty) \approx 0.5$ , что согласуется с предельным значением коэффициента Грюнайзена, предложенным в [8, 12, 21] для увеличения адекватности уравнения состояния свойствам вещества в области средних температур [22]. Распространенное значение  $2/3$ , использованное, например, в [17], позволяет описать УА (из известных авторам экспериментальных данных) только для никеля, для которого приведены данные лишь до  $\sigma = 2$  ( $P \leq 1000$  ГПа), причем расчеты УА сплошного никеля по предлагаемой здесь модели и моделям [17] и (5) дают близкие результаты. При

$\sigma = 3 \div 5$  и  $P > 5$  ТПа не удается описать имеющиеся экспериментальные результаты с указанным предельным значением  $2/3$ .

Поведение коэффициента  $\Gamma$ , рассчитанного по (8) вдоль УА сплошной меди, в зависимости от сжатия показано на рис. 1. Видно, что предложенный вариант не противоречит известным результатам других авторов.

На рис. 2 в сравнении с экспериментальными результатами показаны УА, рассчитанные для сплошного титана по разным формулам и при различных подходах к заданию  $\Gamma$ .

Для получения информации о термодинамических свойствах веществ в интервале плотностей, превышающих плотность однократного сжатия, регистрируются состояния, возникающие при повторном ударном сжатии [26]. Рассмотрим, как предложенная модель описывает результаты по двойному сжатию вещества. Расчет для цинка позволяет не только проверить достоверность предложенной модели в случае двойного сжатия, но и сравнить с результатами работы [27], где подобные расчеты проводились для апробации различных моделей. Как видно из представленных на рис. 3 результатов, рассматриваемая модель описывает экспериментальные данные по двойному сжатию цинка с достоверностью, близкой к описанию широкодиапазонными моделями, использующими существенно большее число подгоночных параметров.

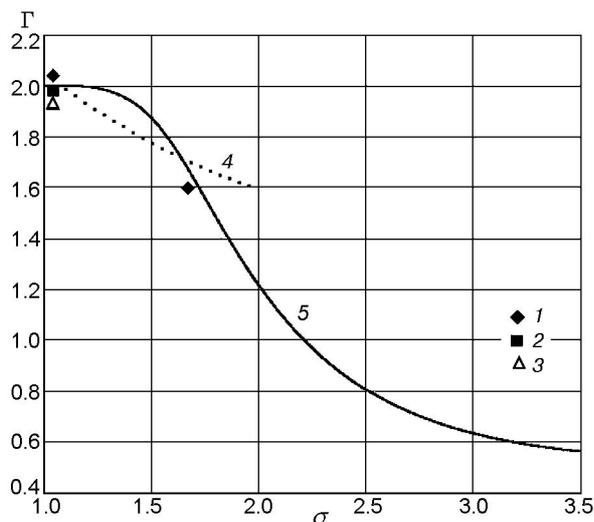


Рис. 1. Зависимость коэффициента Грюнайзена от сжатия:

1 — [19], 2 — [2], 3 — [20], 4 — расчет из [16], 5 — расчет по (8) с коэффициентами из таблицы

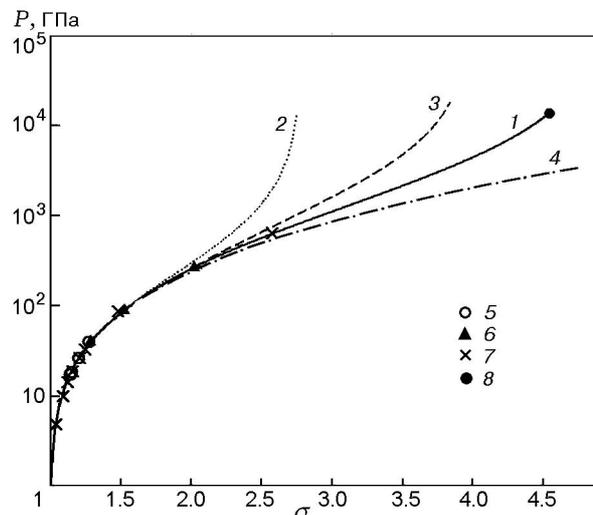


Рис. 2. Расчетные и экспериментальные результаты для ударной адиабаты сплошного титана:

расчет: 1 — по формуле (8), 2 — при  $\Gamma = \text{const}$ , 3 —  $\Gamma(V, T)$ , 4 — по модели (5); эксперимент: 5 — [23], 6 — [24], 7, 8 — [25]

После подбора параметров для сплошных материалов была проведена проверка описания моделью (8) ударно-волнового нагружения пористых материалов. На рис. 4 представлена  $P$ - $u$ -диаграмма сплошного и пористого никеля. Результаты показывают хорошее совпадение расчетов с экспериментами как для сплош-

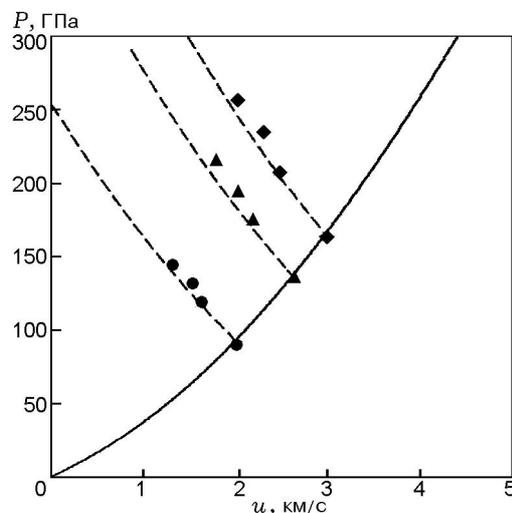


Рис. 3. Ударная адиабата (сплошная линия) и адиабата двукратного сжатия (штриховые линии) цинка, рассчитанные по формуле (8) (точки — данные [27])

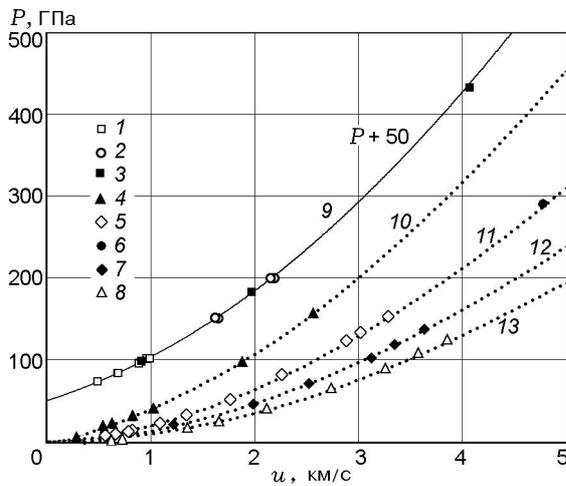


Рис. 4. Экспериментальные (1–8) и расчетные (9–13) результаты для ударной адиабаты никеля различной пористости:

сплошной никель,  $\mu_{10} = 1$ : 1 — [23], 2 — [28], 3 — [25]; пористый никель: 4 — [25],  $\mu_{10} = 0.90$ , 5 — [25],  $\mu_{10} = 0.71$ , 6 — [14], 7 —  $\mu_{10} = 0.58$ , 8 — [25],  $\mu_{10} = 0.50$ ; 9–13 — расчет по (8)

ных, так и для пористых материалов в широком диапазоне значений пористости (пористость  $\mu$  определяется как отношение плотностей пористого и сплошного материалов).

Полученные значения температуры не противоречат имеющимся в широком диапазоне данным, например, совпадают с приведенными в [5, с. 133] оценками по уравнению состояния из [29]: при  $\mu = 0.05$  и  $P = 50$  ГПа температура никеля оценивается как 80 000 °С; расчет по предложенной модели дает 81 500 °С.

Техника мощных ударных волн позволяет получить высокие давления и температуры в сжатом веществе, в то время как область понижения плотностей со стороны конденсированных состояний оказывается недоступной для этих методов исследования. Для продвижения в эту область используется метод адиабатического расширения [30]. Рассмотрим, как предложенная модель описывает изоэнтропы разгрузки. Система уравнений, описывающая изменение термодинамических величин вдоль изоэнтропы, включает уравнение изоэнтропы  $dE = -PdV$  и уравнение состояния. Уравнение изоэнтропы, проходящей через точку  $(P_1, P_{1T}, \sigma_1)$  на ударной адиабате, имеет вид

$$P = P_x(\sigma) + P_{1T} \left( \frac{\sigma}{\sigma_1} \right)^{\Gamma+1}. \quad (9)$$

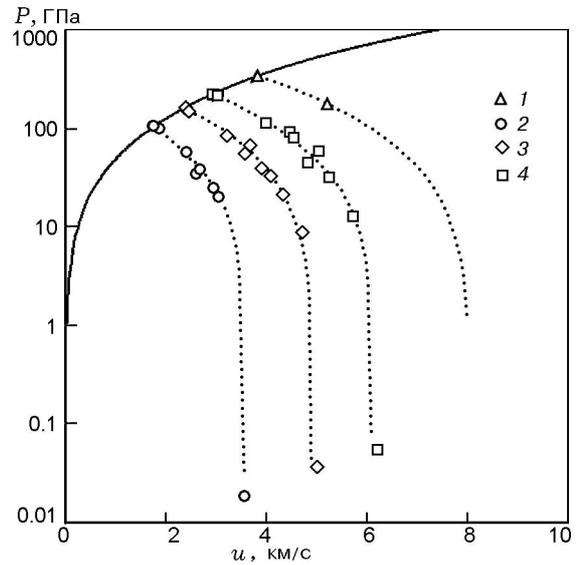


Рис. 5. Ударная адиабата (сплошная линия) и изоэнтропы разгрузки (штриховые линии) сплошной меди:

1 — разгрузка из точки на УА с давлением 329.8 ГПа [31], 2–4 — разгрузка из точек на УА соответственно с 102.0, 159.8, 219.1 ГПа [32]

Приращение массовой скорости  $\Delta u$  при изоэнтропическом расширении из начального состояния  $P_1, \sigma_1, u_1$  до давления  $P$  равно

$$\Delta u = \int_{P_1}^P \sqrt{-dPdV}, \quad (10)$$

где давление берется вдоль изоэнтропы (9) [26, с. 26]. Полная скорость частиц предварительно сжатого ударной волной вещества  $u = u_1 + \Delta u$ .

Результаты расчета и экспериментальные данные для сплошной меди приведены на рис. 5. Видна хорошая достоверность описания экспериментов до давлений меньше 0.1 ГПа.

На рис. 6 представлены результаты расчета для никеля пористостью 0.434, а также экспериментальные данные как на УА, так и на изоэнтропах разгрузки. Все точки описываются с хорошей достоверностью, за исключением последней точки по никелю с начальным давлением 99.5 ГПа. Для ее описания, видимо, необходимо учитывать испарение.

Хорошее соответствие эксперименту модельных расчетов для чистых веществ позволило перейти к расчетам для смесей.

Результаты расчета для смеси медь — углерод (алмаз), приведенные на рис. 7 при различных значениях пористости, хорошо соответствуют результатам экспериментов [25].

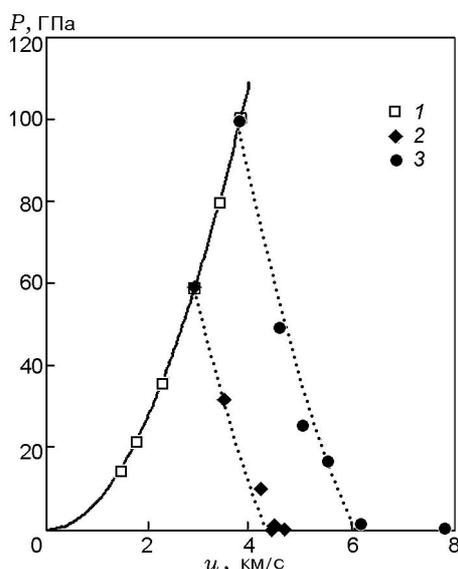


Рис. 6. Ударная адиабата (сплошная линия) и изоэнтропы разгрузки (штриховые линии) пористого никеля (пористость 0.434):

1 — экспериментальные данные на УА [33]; расширение: 2 — разгрузка из начальной точки 59.0 ГПа, 3 — 99.4 ГПа [34]

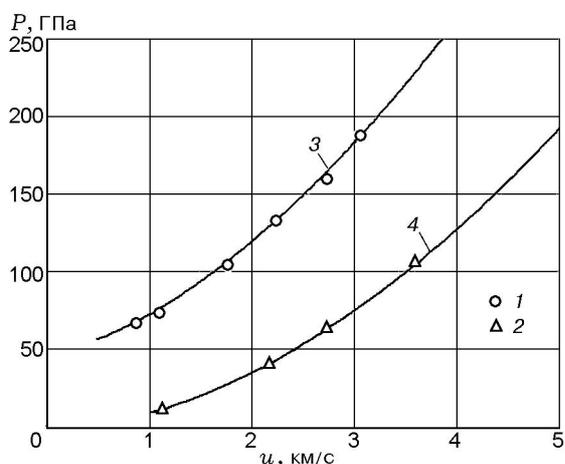


Рис. 7. Расчетные (3, 4) и экспериментальные (1, 2) результаты для ударной адиабаты смеси порошков меди и алмаза:

1 — пористость (объемная концентрация твердой фазы смеси) 0.838 ÷ 0.810, 2 — 0.619 ÷ 0.592 [25], 3 — расчет для пористости 0.825, 4 — расчет для пористости 0.615

Значения пористости в каждой группе несколько отличались друг от друга. Расчет по средней для каждой группы точек пористости хорошо согласуется с имеющимися данными.

Возможность расчета поведения смеси позволила описать двойное сжатие пористого гра-

фита в области фазового перехода. На рис. 8 приведен расчет УА и двойного сжатия для графита пористостью 0.826. Экспериментальные точки на УА до давления 20 ГПа совпадают с расчетом для графита (линия 4), а при  $P = 50$  ГПа оказываются уже на УА, соответствующей алмазу той же плотности (линия 5). Диапазон  $P = 20 \div 50$  ГПа соответствует фазовому переходу, где одновременно присутствуют графит и алмаз. Изменение объемных долей компонентов смеси, начало и конец фазового перехода определяются из условия соответствия расчета эксперименту.

При расчете двойного сжатия из точки  $P = 44$  ГПа ударная адиабата повторного сжатия (линия 2) выходит из точки с известным начальным соотношением объемных долей графита и алмаза, при этом возможность продолжения фазового перехода графита в алмаз не учитывалась. При двойном сжатии из точки  $P = 53.3$  ГПа расчет проводился для пористого алмаза (линия 3). Получено хорошее соответствие расчетам, выполненным ранее при помощи широкодиапазонных уравнений [13, 35]: соответствующие кривые практически совпадают с адиабатами 2 и 3.

Учет пористости в рамках рассматривае-

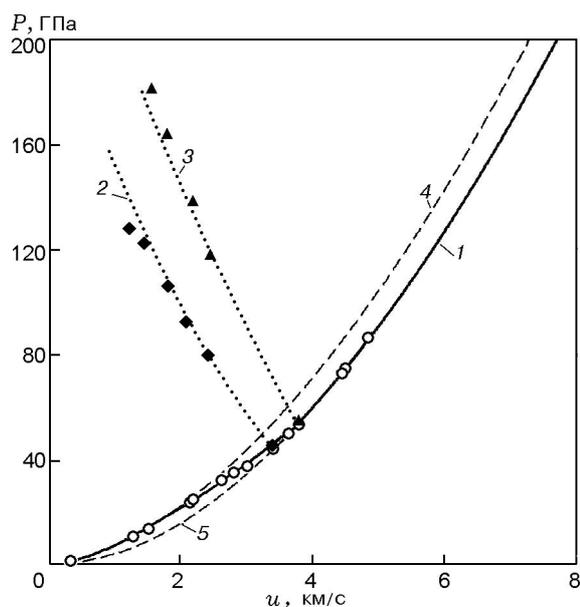


Рис. 8. Ударная адиабата (1) и адиабата двукратного сжатия пористого графита (2, 3) (пористость 0.826):

точки — данные [25], 4 — УА сплошного графита, 5 — УА алмаза

мой здесь модели и с учетом зависимости (8) для смеси Cu—W (элконит) [14] позволил достоверно описать имеющиеся экспериментальные данные без существенных отклонений для всех вариантов пористости элконита, в том числе и для пористости 0.936, которая соответствовала составу Cu—W (25 %). Отклонения в расчетах в данном случае объяснялись погрешностью эксперимента [8, 36]. Однако, если учесть, что это не сплав и не смесь с нулевой пористостью, то становится ясно, почему аддитивное приближение работает не для всех составов элконита. При пористости 0.98 отклонение расчетов в аддитивном приближении от данных эксперимента и расчета с учетом пористости мало. Однако при пористости менее 0.95 отклонение становится существенным и требуется учет влияния пористости. Эти результаты представлены на рис. 9 (сплошная линия). На рисунке приведены также УА смеси, рассчитанные в аддитивном приближении (пунктирная линия), а также при  $\Gamma = \text{const}$  (штрихпунктирная линия). В отсутствие пористости в данном диапазоне давлений можно было бы использовать  $\Gamma = \text{const}$ , однако наличие пористости не позволяет этого сделать.

Полученные результаты показывают, что при использовании предложенной зависимости

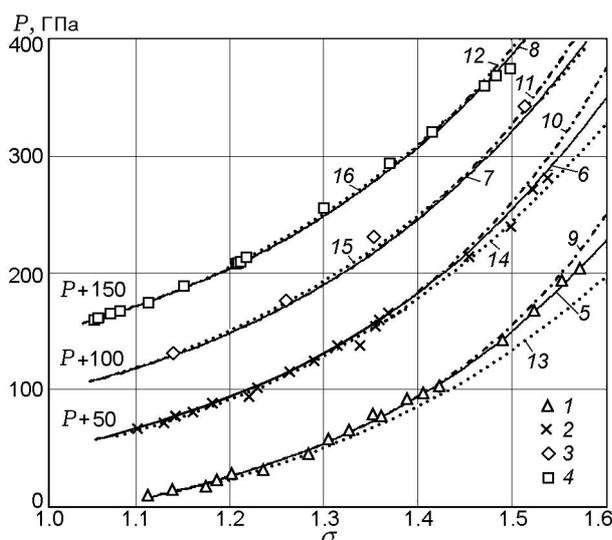


Рис. 9. Расчетные и экспериментальные результаты для ударной адиабаты пористой смеси вольфрама и меди:

1–4 — эксперимент [14]: 1 —  $\mu = 0.936$ , 2 —  $\mu = 0.978$ , 3 —  $\mu = 0.981$ , 4 —  $\mu = 0.986$ ; 5–8 — расчет по (8), 9–12 — расчет при  $\Gamma = \text{const}$ ; 13–16 — аддитивное приближение

функции Грюнайзена только от температуры появляется возможность описания в более широком диапазоне сжатий как сплошных, так и пористых материалов. Дополняя соответствующие уравнения, несложно построить УА и для большего количества компонентов смеси. Выполнены расчеты для тройных сплавов и смесей. Результаты одного из таких расчетов приведены на рис. 10 — для смеси вольфрама, никеля и меди следующих составов (%): W(90)Ni(6)Cu(4),  $\mu = 0.98$ , и W(90)Ni(7.5)Cu(2.5),  $\mu = 0.975$  [24, 37]. Для сравнения на рисунке представлены результаты расчета при  $\Gamma = \text{const}$ . Показано, что учет уменьшения  $\Gamma$  с ростом  $T$  позволяет расширить область достоверного описания, в том числе и для тройных смесей.

Расчеты проводили как для пористых смесей, так и для сплавов, причем последние можно рассматривать как тестовые, ввиду того, что для них справедливо аддитивное приближение и имеется большое количество экспериментальных данных. Положив объемную долю воздуха равной нулю, получаем возможность выполнять расчеты для сплавов. Результаты для одного из них, тройного сплава вольфрама, никеля, железа [24], приведены на рис. 11.

Таким образом, в данной работе предложена достаточно простая модель расчета УА пористых материалов, позволяющая строить достоверные адиабаты для пористых смесей. По-

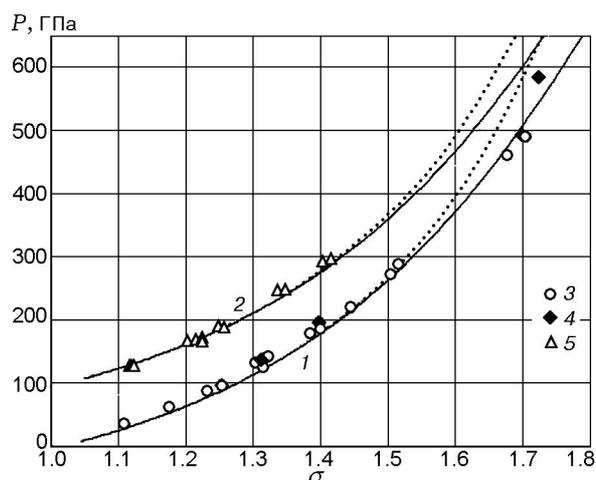


Рис. 10. Результаты расчета для ударной адиабаты смеси вольфрама, меди и никеля:

сплошная линия — расчет по (8), пунктирная —  $\Gamma = \text{const}$ ; 1 — W(90)Ni(6)Cu(4),  $\mu = 0.98$ , 3 — [24], 4 — [37], 2 — W(90)Ni(7.5)Cu(2.5),  $\mu = 0.975$ , 5 — [37]

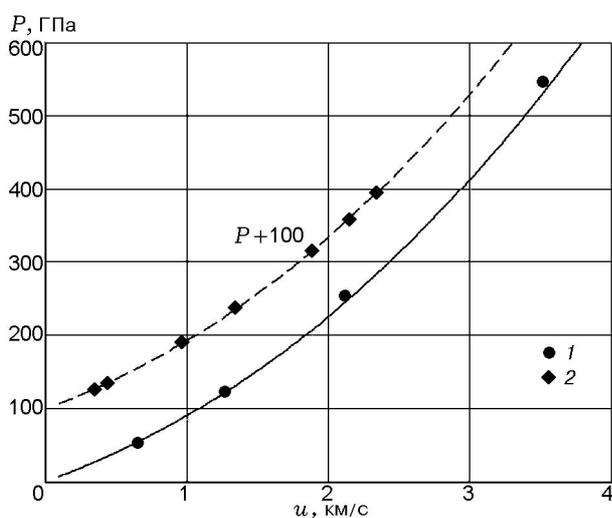


Рис. 11. Расчетные и экспериментальные результаты для ударной адиабаты сплава вольфрама, никеля и железа:

1 — W(90)Ni(7)Fe(3), 2 — W(95)Ni(3.5)Fe(1.5) [24]

казано, что модель адекватно описывает известные экспериментальные данные для достаточно многих сплошных и пористых материалов. Модель может быть использована для подбора соотношений компонентов смеси в случаях, когда требуется получить заданные параметры сплошных и пористых материалов после воздействия ударными волнами. Поскольку поведение пористых смесей описывается с хорошей достоверностью, появляется возможность расчета фазовых переходов, например графита в алмаз, где в момент перехода материал можно рассматривать как смесь исходного и конечного вещества.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Жарков В. К., Калинин В. А.** Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. — М.: Наука, 1968.
2. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
3. **Бушман А. Ф., Фортгов В. Е.** Модели уравнения состояния вещества // Успехи физ. наук. — 1983. — Т. 140, № 2. — С. 177–232.
4. **Копышев В. К., Медведев А. Б.** Обзор принципиальных идей моделей уравнения состояния во ВНИИЭФ // Высокие плотности энергии. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1997.
5. **Ударные волны и экстремальные состояния вещества** / под ред. В. Е. Фортгова, Л. В. Альтшулера, Р. Ф. Трунина, А. И. Фунтикова. — М.: Наука, 2000.
6. **Чарахчян А. А., Милявский В. В., Хищенко К. В.** Применение моделей смеси для анализа ударно-волновых экспериментов с неполным фазовым превращением // Теплофизика высоких температур. — 2009. — Т. 47, № 2. — С. 254–261.
7. **Бельхеева Р. К.** Термодинамическое уравнение состояния для описания поведения пористой смеси при больших давлениях и температурах // ПМТФ. — 2007. — Т. 48, № 5. — С. 53–60.
8. **Люкшин Б. А., Герасимов А. В., Крестулева Р. А., Люкшин П. А.** Моделирование физико-механических процессов в неоднородных конструкциях. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001.
9. **Кинеловский С. А., Маевский К. К., Родиков А. С.** Одна модель расчета ударной адиабаты пористой гетерогенной среды // Вестн. НГУ. Сер. Физика. — 2008. — Т. 3, № 1. — С. 3–11.
10. **Кинеловский С. А., Маевский К. К.** Расчет ударной адиабаты порошковых смесей с учетом зависимости коэффициента Грюнайзена от температуры // Вест. НГУ. Сер. Физика. — 2009. — Т. 4, № 4. — С. 71–78.
11. **Голубев В. К.** Определение диапазона применимости для уравнения состояния металлов с постоянным коэффициентом Грюнайзена // Хим. физика. — 2002. — Т. 21, № 10. — С. 30–35.
12. **Физика высоких плотностей энергии** / под ред. П. Кальдиролы, Г. Кнопфеля. — М.: Мир, 1974.
13. **Хищенко К. В., Жерноклетов М. В., Ломоносов И. В., Павловский М. Н., Симаков Г. В., Фортгов В. Е.** Исследование термодинамических свойств и фазовых превращений углерода в волнах ударного сжатия и адиабатической разгрузки // Тр. междунар. конф. «III Харитоновские тематические научные чтения». — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2002. — С. 94–98.
14. **McQueen R. G., Marsh S. P., Taylor J. W., Fritz J. N., Carter W. J.** The equation of state of solids from shock wave studies // High Velocity Impact Phenomena / R. Kinslow (Ed.). — New York: Academic Press, 1970.
15. **Boehler R., Ramakrishnan J.** Experimental results on the pressure dependence of the Grüneisen parameter // J. Geophys. Res. Ser. B. — 1980. — V. 85. — P. 6996–7002.
16. **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, № 3. — С. 686–702.
17. **Молодец А. М., Молодец М. А.** Температурная зависимость функции Грюнайзена химических элементов // Хим. физика. — 1997. — Т. 16, № 5. — С. 122–126.

18. **Фомин В. М., Гулидов А. И., Сапожников Г. И. и др.** Высокоскоростное взаимодействие тел. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999.
19. **Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др.** Физические величины. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
20. **Новикова С. И.** Тепловое расширение твердых тел. — М.: Наука, 1974.
21. **Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканова А. А., Трунин Р. Ф.** Уравнение состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений // ЖЭТФ. — 1960. — Т. 38, № 3. — С. 790–798.
22. **Куропатенко В. Ф.** УС в математических моделях механики и физики // Мат. моделирование. — 1992. — Т. 4, № 12. — С. 112–136.
23. **Walsh J. M., Rice M. H., McQueen R. G., Yarger F. L.** Shock-wave compressions of twenty-seven metals equations of state of metals // Phys. Rev. — 1957. — V. 108. — P. 196–216.
24. **Isbell W. H., Shipman F. H., Jones A. H.** Hugoniot equation of state measurements for eleven materials to five megabars // General Motors Corp. — 1968. — Mat. Sci. Lab. Report MSL-68-13.
25. **Трунин Р. Ф., Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В., Симаков Г. В.** Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ / под ред. Р. Ф. Трунина. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006.
26. **Методы** исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / под ред. М. И. Жерноклетова. — Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003.
27. **Трунин Р. Ф., Симаков Г. В.** Исследование ударной сжимаемости и изэнтропического расширения цинка // Мат. моделирование. — 1993. — Т. 5, № 8. — С. 108–117.
28. **McQueen R. G., Marsh S. P.** Equation of state for nineteen metallic elements // J. Appl. Phys. — 1960. — V. 31. — P. 1253–1269.
29. **Медведев А. Б.** Модель уравнения состояния с учетом испарения, ионизации и плавления // Вопросы атом. науки и техники. Теорет. и прикл. физика. — 1992. — № 1. — С. 12–19.
30. **Аврорин Е. Н., Водолага Б. К., Симоненко В. А., Фортгов В. Е.** Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества // Успехи физ. наук. — 1993. — Т. 163, № 5. — С. 1–34.
31. **Nellis W. J., Mitchell A. C., Young D. A.** Equation-of-state measurements for aluminum, copper, and tantalum in the pressure range 80–440 GPa (0.8–4.4 Mbar) // J. Appl. Phys. — 2003. — V. 93, N 1. — P. 304–310.
32. **Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Сутулов Ю. Н.** Адиабаты пористых образцов и изэнтропы расширения сплошной меди // ПМТФ. — 1984. — № 1. — С. 119–123.
33. **Трунин Р. Ф., Симаков Г. В., Сутулов Ю. Н., Медведев А. Б., Рогозкин Б. Д., Федотов Ю. Е.** Сжимаемость пористых металлов в ударных волнах // ЖЭТФ. — 1989. — Т. 96, № 3(9). — С. 1024–1038.
34. **Гударенко Л. Ф., Гущина О. Н., Жерноклетов М. В., Медведев А. Б., Симаков Г. В.** Ударное сжатие и изэнтропическое расширение пористых образцов вольфрама, никеля и олова // Теплофизика высоких температур. — 2000. — Т. 38, № 3. — С. 437–444.
35. **Ломоносов И. В., Фортгов В. Е., Фролова А. А., Хищенко К. В., Чарахчян А. А., Шуршалов Л. В.** Численное исследование ударного сжатия графита и его превращение в алмаз в конических мишенях // Журн. техн. физики. — 2003. — Т. 73, № 6. — С. 66–75.
36. **Трунин Р. Ф.** Исследования экстремальных состояний конденсированных веществ методом ударных волн. Уравнения Гюгоню. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006.
37. **Compendium of shock wave data / M. van Thiel (Ed.).** — Livermore: Lawrence Livermore Laboratory, 1977. — Report UCRL-50108.

*Поступила в редакцию 3/IX 2010 г.*