

¹ Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 15, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: skine@mail.ru

ОДНА МОДЕЛЬ РАСЧЕТА УДАРНОЙ АДИАБАТЫ ПОРИСТОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ СРЕДЫ *

В работе апробирована модель, позволяющая в односкоростном и однотемпературном приближениях, а также в предположении одинакового давления для всех фаз, рассчитать ударную адиабату пористой гетерогенной среды. В модели учитывается наличие газа в порах, являющегося одним из компонентов среды. Проведено сравнение результатов расчетов с известными экспериментальными результатами разных авторов для сплошных и пористых сред. Показано, что расчет позволяет достичь очень хорошего согласия с экспериментом, в том числе и для двухкомпонентных (по числу конденсированных фаз) смесей, до давлений в ударной волне порядка 500 ГПа.

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

Исследования поведения пористых смесей порошковых материалов при ударно-волновом нагружении представляют интерес для многих задач современной науки. Эти исследования важны и для решения прикладных задач динамического компактирования, ударно-волнового синтеза и других взрывных технологий. Повышенный интерес к динамическим способам обработки дисперсных порошков и их смесей стимулировал и многочисленные попытки построения моделей, позволяющих проводить расчет ударных адиабат гетерогенных и пористых материалов. Значительная часть исследований относится к непористым материалам – монолитным смесям (сплавам) или растворам. Наиболее распространенным здесь является так называемое аддитивное приближение, при котором объем ударно сжатой смеси предполагается равным сумме объемов компонентов, полученных при том же давлении при их раздельном ударном сжатии в виде гомогенных монолитных образцов [1; 2]. Правило аддитивности является приближенным, поскольку предполагает несуществующую в действительности тождественность процессов сжатия частиц, на-

ходящихся в гетерогенных смесях, с ударным сжатием гомогенных компонент. В частности, оно будет справедливо для гипотетических материалов с нулевыми коэффициентами Грюнайзена, у которых при сжатии не возникает тепловых давлений [1]. Следовательно, это правило заведомо не выполняется для пористых материалов и пористых гетерогенных смесей.

Для рассматриваемых в данной работе пористых смесей количество исследований по расчету ударных адиабат тоже достаточно велико, но практические результаты относятся в основном к однокомпонентным (одна конденсированная компонента + газ) средам. Такая среда обычно называется так же, как пористое вещество. Что касается порошковых смесей, когда число конденсированных компонент более одной, то имеются лишь единичные работы, в которых рассматривается ударное нагружение таких смесей.

Общим для абсолютного большинства известных теоретических подходов при рассмотрении пористых смесей является то, что воздух (газ) в расчетах не учитывается, в частности, полагается, что поры вкладывают в энер-

* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-03-32384) и Междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 29.

гию не дают. Широко известны классические работы по изучению сжимаемости пористых тел с целью получения информации об уравнении состояния вещества, обзор таких работ приведен в [3]. Один из качественных идеализированных подходов к рассмотрению ударно-волнового нагружения пористого вещества предложен в [3] – сначала при нулевом давлении затекают поры (происходит компактирование вещества), а затем материал нагружается как монолит.

При описании ударных волн в пористых средах иногда используется предложение Я. Б. Зельдовича [4] рассматривать пористую среду как сплошную, которой формально приписывается уменьшенная средняя плотность. Такой подход позволяет получить количественные соотношения для ударного перехода, однако вызывает сомнения в справедливости применения законов сохранения к пористым средам [5]. Известны и другие модели (например, [6; 7]), позволяющие в той или иной степени решать задачи ударно-волнового нагружения пористых тел. Первая из них является модернизацией модели Тувинина [8], которая представляет собой систему чередующихся пластин и зазоров. Во второй рассматривается так называемая термодинамическая модель, которая позже [9] применена для нахождения ударных адиабат ряда пористых сред в области неполного закрытия пор. Как уже отмечалось выше, во всех этих моделях не учитывается наличие воздуха в порах, что, скорее всего, не совсем правильно, и главное, все они не очень перспективны для использования в случае многокомпонентных порошковых смесей.

Работ, в которых учитывается наличие воздуха, достаточно мало. В [10] отмечено, что совокупность экспериментальных данных об ударном сжатии пористых веществ может быть описана в предположении, что сплошное вещество в пористом образце сжимается так же, как и в монолите, а объем полостей за фронтом ударной волны уменьшается в семь раз. При этом связь между скоростями распространения волновых возмущений в пористом веществе и в монолите предлагается рассчитывать по формуле, полученной в модели Тувинина [8], что, вообще говоря, не очень логично. В [11] (и нескольких более ранних работах этого автора) для пористой смеси медь – графит – воздух ударная адиабата рассчитывается из

предположения, что уравнения состояния конденсированных фаз имеют форму типа Ми – Грюнайзена (без учета электронной составляющей), а газообразная составляющая – идеальный газ. Рассмотрение ведется в однотемпературном и односкоростном приближениях, а для замыкания системы уравнений на фронте ударной волны используются несколько гипотез, в том числе предположение о равенстве давлений для всех фаз. Заметим, что указанное рассмотрение проводилось здесь с целью последующего перехода к описанию движения указанной смеси в рамках гипотезы взаимодействующих и взаимопроникающих континуумов [12]. Однако сама идея подобного определения ударной адиабаты гетерогенной пористой среды может оказаться перспективной для многокомпонентных смесевых составов.

В настоящей работе предполагалось апробировать подобную модель расчета ударно-волнового нагружения пористых гетерогенных сред с учетом наличия воздуха в порах. На данном этапе рассмотрения не предполагалось добиваться полного соответствия модели всей совокупности известных экспериментальных данных – однократное и двукратное ударно-волновое нагружение, изэнтропы расширения. Критерием удовлетворительности модели считалось правдоподобное описание известных экспериментальных результатов для ударных адиабат в основном пористых однокомпонентных сред. Некоторая часть расчетов была проведена А. С. Родиковым при выполнении квалификационной работы на степень бакалавра.

Для рассматриваемой пористой гетерогенной среды выбираем односкоростную и однотемпературную модель с одинаковым давлением для всех фаз (термодинамически равновесная модель). Все эти приближения достаточно распространены при рассмотрении многофазных сред. Действительно, как отмечено в [13], в смесях конденсированных фаз (композиционные материалы и смеси) при движениях, инициируемых сильными ударными волнами, часто силы межфазного взаимодействия и сцепления, а также интенсивности межфазного теплообмена на границах зерен (включений, частиц, волокон и т. п.) настолько велики, что средним смещением фаз друг относительно друга и несовпадением их средних температур можно пренебречь. Отличием от известных рассмотрений является

ся то, что эти же приближения распространяются на воздух в порах. Если считать, что пористость не слишком велика и поры можно считать изолированными, то эти предположения будут логичны. Кроме того, в такой многокомпонентной среде фронт ударной волны должен представлять собой некоторую протяженную область, внутри которой в какой-то степени может достигаться термодинамическое равновесие.

На данном этапе будем рассматривать двухкомпонентную (две конденсированные фазы) пористую среду, поры в которой заполнены воздухом. Для описания поведения конденсированных фаз будем пользоваться уравнением состояния типа Ми – Грюнайзена с простейшими зависимостями холодных составляющих давления p и внутренней энергии ε только от плотности и тепловых составляющих – от температуры. При достаточно невысоких сжатиях электронная составляющая давления ничтожно мала, а коэффициент Грюнайзена Γ и теплоемкость c_v можно считать постоянными и равными их величине при нормальных условиях [3]. Отметим, что, как показали пробные расчеты, от постоянства коэффициента Грюнайзена в дальнейшем несложно будет отказаться.

Итак, мы полагаем, что $p(\rho, T) = p_x + p_T$ и $\varepsilon(\rho, T) = \varepsilon_x + \varepsilon_T$. Холодная составляющая давления описывается уравнением типа уравнения Гэта:

$$p_x = A_i \cdot \left(\left(\frac{\rho_i}{\rho_{i0}} \right)^{n_i} - 1 \right),$$

где $i = 1; 2$. Тогда уравнение состояния для каждой из конденсированных фаз имеет вид:

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

Для газа берем классическое уравнение состояния идеального газа:

$$P = \frac{R}{\mu} \cdot \rho_g \cdot (T - T_0).$$

Предположим, что по первоначально покоящейся среде распространяется ударная волна со средней скоростью D , запишем уравнения динамической совместности на фронте ударной волны:

$$\rho_{10} \cdot n_{10} \cdot D = \rho_{11} \cdot n_{11} \cdot (D - U), \quad (1)$$

$$\rho_{20} \cdot n_{20} \cdot D = \rho_{21} \cdot n_{21} \cdot (D - U), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho_{g0} \cdot (1 - n_{10} - n_{20}) \cdot D = \\ = \rho_{g1} \cdot (1 - n_{11} - n_{21}) \cdot (D - U), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} P_0 + \rho_{10} \cdot n_{10} \cdot D^2 + \rho_{20} \cdot n_{20} \cdot D^2 + \\ + \rho_{g0} \cdot (1 - n_{10} - n_{20}) \cdot D^2 = \\ = P_1 + \rho_{11} \cdot n_{11} \cdot (D - U)^2 + \rho_{21} \cdot n_{21} \times \\ \times (D - U)^2 + \rho_{g1} \cdot (1 - n_{11} - n_{21}) \cdot (D - U), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} P_0 \cdot (D - U) + \rho_{10} \cdot n_{10} \cdot D^3 + \\ + \rho_{20} \cdot n_{20} \cdot D^3 + \rho_{g0} \cdot (1 - n_{10} - n_{20}) \cdot D^3 = \\ = P_1 \cdot (D - U) + \rho_{11} \cdot n_{11} \cdot (D - U)^3 + \\ + \rho_{21} \cdot n_{21} \cdot (D - U)^3 + \\ + \rho_{g1} \cdot (1 - n_{11} - n_{21}) \cdot (D - U)^3 + \\ + \rho_{11} \cdot \varepsilon_1 \cdot (D - U) \cdot n_{11} + \varepsilon_2 \cdot \rho_{21} \cdot n_{21} \times \\ \times (D - U) + \rho_{g1} \cdot (1 - n_{11} - n_{21}) \cdot (D - U) \cdot \varepsilon_g. \end{aligned} \quad (5)$$

Внутренняя энергия конденсированных фаз имеет вид [3]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_i = \frac{A_i}{\rho_{i0}} \cdot \left[\frac{1}{n_i - 1} \cdot \left\{ \left(\frac{\rho_{i1}}{\rho_{i0}} \right)^{n_i - 1} - 1 \right\} - \right. \\ \left. - \left\{ 1 - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{i1}} \right\} \right] + c_{vi} \cdot (T - T_0), \end{aligned} \quad (6)$$

где $i = 1; 2$,

а для воздуха имеем:

$$\varepsilon_g = \rho_g \cdot (T - T_0), \quad (7)$$

В приведенных формулах ε_i – удельная внутренняя энергия для каждой из конденсированных фаз; ε_g – удельная внутренняя энергия газа; D – скорость распространения ударной волны по невозмущенному веществу; U – скачок массовой скорости на фронте ударной волны; ρ_{i0} плотность i -й фазы вещества перед фронтом ударной волны, ρ_{i1} – за фронтом; ρ_{g0} , ρ_{g1} – плотности газа перед и за фронтом; n_{i0} – объемная концентрация i -й фазы вещества перед фронтом ударной волны, n_{i1} – за фронтом; c_{vi} – удельная теплоемкость для каждой из конденсированных фаз; c_g – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме; A_i , n_i , Γ_i – коэффициенты в уравнениях состояния каждой из фаз, выбор которых будет описан ниже.

Уравнения (1)–(3) – это уравнения сохранения потока массы для каждой из конденсированных фаз и воздуха, (4) – уравнение сохранения потока импульса, (5) – уравнение сохранения потока энергии. Если к уравнениям (1)–(5) прибавить три уравнения состояния, то для 9 неизвестных за фронтом ударной волны ($D, U, P_1, \rho_{11}, \rho_{21}, \rho_{g1}, n_{11}, n_{21}, T$) получим 8 уравнений, что в принципе позволяет найти ударную адиабату смеси в виде зависимости $P(U)$ или $D(U)$. Полученную систему уравнений, которая будет далее решаться численно, подвергнем некоторым упрощениям. Поскольку плотность воздуха существенно (начальная – на три порядка) меньше, чем у конденсированных фаз, то газовыми слагаемыми, относящимися к потокам импульса в (4) и энергии (кинетической и внутренней) воздуха в (5) в первом приближении будем пренебрегать.

Для отработки предлагаемой модели сначала рассмотрим сплошные и пористые однокомпонентные материалы. Для однозначного определения расчетной модели необходимо еще задать значения введенных выше параметров и, в частности, величин A_i и n_i , входящих в уравнения состояния конденсированных фаз. Этот выбор мы будем осуществлять из тех соображений, что получаемые в расчетах ударные адиабаты должны наилучшим образом описывать известные экспериментальные результаты по ударному сжатию сплошных и пористых материалов. Для величин удельной теплоемкости c_v конденсированных фаз и воздуха выбираем их известные табличные значения в нормальных условиях (см., например, [14] и многочисленные интернет-справочники), величину показателя адиабаты газа принимаем равной $\gamma = 1; 4$. Что касается коэффициента Грюнайзена Γ_i , то его величина в небольших пределах будет отклоняться от его известного значения для нормальных условий. Следовательно, в рассматриваемой модели для каждого материала у нас имеется три параметра (A_i, n_i, Γ_i), выбор которых должен обеспечить наилучшее описание известных экспериментальных результатов.

Для получения уравнений динамической совместности для пористой однокомпонентной среды мы в приведенных выше уравнениях должны положить

$$n_{20} = n_{21} = 0.$$

Если при этом дополнительно положить $n_{10} = n_{11} = 1$, то с учетом того, что тогда уравнение (3) отсутствует, автоматически получаем монолитный материал.

С учетом изложенного выше, систему уравнений (1), (3), (4), (5) и (6) несложно упростить и записать в виде конечных формул, по которым рассчитываются термодинамические характеристики смеси на фронте ударной волны:

$$P = \frac{A \cdot \left[\left[h - \frac{n+1}{n-1} \right] \cdot \sigma_1^n + \frac{2 \cdot n \cdot \sigma_1}{n-1} - h - 1 \right]}{h - \frac{\sigma_1}{n_{10}}}, \quad (8)$$

$$\rho_{g1} = \frac{c_{v1} \cdot \Gamma \cdot \rho_{10} \cdot \sigma_1}{\left[1 - \frac{A \cdot (\sigma_1^n - 1)}{P} \right] \cdot c_g \cdot (\gamma - 1)}, \quad (9)$$

$$D = \sqrt{\frac{P}{R_0 \cdot \left[1 - \frac{n_{10}}{\sigma_1} \right]}}, \quad U = \frac{P}{R_0 \cdot D}, \quad (10)$$

$$T = \frac{P - A \cdot (\sigma_1^n - 1)}{c_{v1} \cdot \Gamma \cdot \sigma_1 \cdot n_{10}}, \quad (11)$$

где введены обозначения: $R_0 = n_{10} \cdot \rho_{10} + (1 - n_{10}) \cdot \rho_{g0}$ – начальная плотность среды,

$\sigma_1 = \frac{\rho_{11}}{\rho_{10}}$, $\sigma_g = \frac{\rho_{g1}}{\rho_{g0}}$, $h = \frac{2}{\Gamma} + 1$. Кроме того,

для величины сжатия среды на фронте ударной волны можно получить:

$$\sigma = \left[\frac{n_{10}}{\sigma_1} + \frac{1 - n_{10}}{\sigma_g} \right]^{-1}. \quad (12)$$

Как отмечалось выше, параметры A, n, Γ для каждого материала выбираются из условия соответствия расчетных ударных адиабат известным экспериментальным результатам. Полученные в результате численного моделирования значения параметров, выбранные для последующего моделирования гетерогенных сред, для некоторых материалов приведены ниже:

Материал	Γ	$A \cdot 10^{-9}$, ГПа	n	c_v , Дж/кг·К	ρ_0 , кг/м
Медь	1,8	50,0	3,3	380	8 930
Вольфрам	1,65	105	3	140	19 235
Углерод (графит)	1,8	8,5	4,7	710	2 235
Углерод (алмаз)	1,1	270	2,1	500	3 515
Титан	1,33	70,0	1,8	522	4 527

На рис. 1 представлены результаты расчета ударной адиабаты вольфрама в координатах (P, σ_1) в сравнении с экспериментальными результатами [15–19], а на рис. 2 эти же результаты представлены в координатах (D, U) . Из этих графиков видно, что приведенные в таблице значения величин A , n и Γ позволяют с высокой точностью описать экспериментальные результаты вплоть до давлений ~ 500 ГПа и скоростей ударных волн ~ 8 км/с. Качественно аналогичные результаты получены и для ряда других материалов, в частности, и для перечисленных в таблице 1. Пробные расчеты показали, что для описания экспериментальных результатов для более высоких давлений и скоростей можно в рассматриваемой модели ввести зависимость коэффициента Грюнайзена от температуры. Такая модификация расчетной модели предполагается в дальнейшем. Еще одно ограничение модели связано с тем, что в ней не учитывается возможный фазовый переход материала в ударной волне. Это иллюстрирует рис. 3, где проводится сравнение экспериментальных и расчетных результатов для графита. На графиках видно, что с некоторого момента экспериментальные точки отклоняются от расчетной кривой. Обычно полагают, что такое отклонение экспериментальных точек от расчетной ударной адиабаты обусловлено происходящим в графите фазовым превращением графит – алмаз. Из расчета следует, что моменту расхождения соответствуют давления ~ 20 ГПа и температуры $\sim 2\,000$ К. Можно отметить, что согласно [22] эти значения давления и температуры примерно попадают на нижнюю границу параметров динамического синтеза кубического алмаза [23].

Перейдем теперь к рассмотрению пористых двухкомпонентных смесей. Рассмотрим снова систему уравнений (1)–(5). Внутрен-

ние энергии каждой из конденсированных фаз определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{11} = \varepsilon_{1x} + \varepsilon_{1T} &= \frac{A_1}{\rho_{10}} \cdot \left\{ \frac{1}{n_1 - 1} \cdot \left[\left(\frac{\rho_{11}}{\rho_{10}} \right)^{n_1 - 1} - 1 \right] - \right. \\ &\left. - \left[1 - \frac{\rho_{10}}{\rho_{11}} \right] \right\} + \frac{P - P_{1x}}{\Gamma_1 \cdot \rho_{11}}, \\ \varepsilon_{21} = \varepsilon_{2x} + \varepsilon_{2T} &= \frac{A_2}{\rho_{20}} \cdot \left\{ \frac{1}{n_2 - 1} \cdot \left[\left(\frac{\rho_{21}}{\rho_{20}} \right)^{n_2 - 1} - 1 \right] - \right. \\ &\left. - \left[1 - \frac{\rho_{20}}{\rho_{21}} \right] \right\} + \frac{P - P_{2x}}{\Gamma_2 \cdot \rho_{21}}. \end{aligned}$$

С учетом этих выражений, выражения для «холодной» составляющей давления и, по-прежнему пренебрегая газовым вкладом

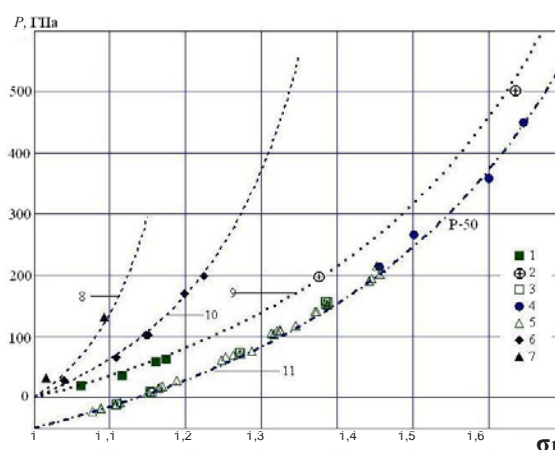


Рис. 1. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов для ударных адиабат сплошного и пористого вольфрама в координатах давление – сжатие:

1–7 – эксперименты, 8–11 – расчет по (8)–(12).

Сплошной вольфрам ($n_{10} = 1$) – эксперимент:

3 – [17], 4 – [18], 5 – [15], 11 – расчет, остальные результаты относятся к пористому вольфраму; $n_{10} = 0,97$: расчет – 9, эксперимент – 1 [15], 2 [16]; $n_{10} = 0,69$: расчет – 10, эксперимент – 6 [19]; $n_{10} = 0,57$: расчет – 8, эксперимент – 7 [16]

в уравнения сохранения потоков импульса и энергии, нетрудно получить выражения для расчета ударной адиабаты пористой двухкомпонентной смеси:

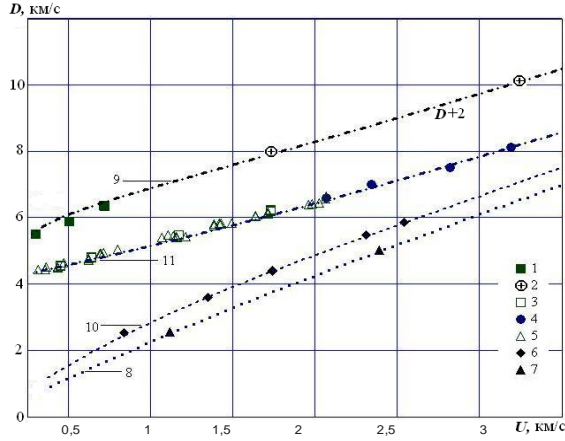


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов для ударных адиабат сплошного и пористого вольфрама в координатах волновая – массовая скорости: 1–7 – эксперименты, 8–11 – расчет по (8)–(12). Сплошной вольфрам ($n_{10} = 1$) – эксперимент: 3 – [17], 4 – [18], 5 – [15], 11 – расчет, остальные результаты относятся к пористому вольфраму; $n_{10} = 0,97$: расчет – 9, эксперимент – 1 [15], 2 [16]; $n_{10} = 0,69$: расчет – 10, эксперимент – 6 [19]; $n_{10} = 0,57$: расчет – 8, эксперимент – 7 [16]

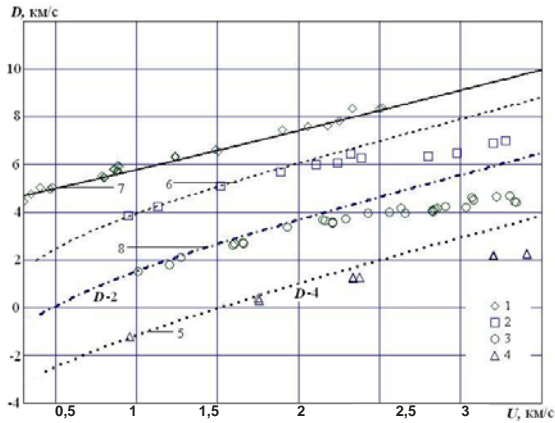


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов для ударных адиабат сплошного и пористого графита в координатах волновая – массовая скорости: 1–4 – эксперименты, 5–8 – расчет по (8)–(12). Сплошной графит ($n_{10} = 1$) – эксперимент: 1 – [20], 7 – расчет, остальные результаты относятся к пористому графиту; $n_{10} = 0,83$: расчет – 6, эксперимент – 2 [21]; $n_{10} = 0,78$: расчет – 8, эксперимент – 3 [15]; $n_{10} = 0,68$: расчет – 5, эксперимент – 4 [21]

$$P_i = A_i \cdot \left[\left[h_i - \frac{n_i + 1}{n_i - 1} \right] \cdot \sigma_{i1}^{n_i} + \frac{2 \cdot n_i \cdot \sigma_i - h_i - 1}{n_i - 1} \right], \quad (13)$$

$$h_i = \frac{2}{\Gamma_i} + 1, \quad i = 1, 2;$$

$$P = \left(P_1 + P_2 \cdot \frac{n_{20} \cdot \sigma_1}{n_{10} \cdot \sigma_2} \right) / \left(h_1 + \frac{n_{20} \cdot \sigma_1}{n_{10} \cdot \sigma_2} \times \right. \\ \left. \times h_2 + \frac{(1 - n_{10} - n_{20}) \cdot \sigma_1 \cdot h_3 - \frac{\sigma_1}{2 \cdot n_{10}}}{n_{10} \cdot \sigma_g} \right), \quad (14)$$

где введены обозначения $\sigma_1 = \frac{\rho_{11}}{\rho_{10}}$,

$$\sigma_2 = \frac{\rho_{21}}{\rho_{20}}, \quad \sigma_g = \frac{\rho_{g1}}{\rho_{g0}} \text{ (степени сжатия каждой}$$

из компонент) и $h_3 = \frac{2}{\gamma - 1} + 1$;

$$P = \left(A_1 \cdot (\sigma_1^{n_1} - 1) - A_2 \cdot (\sigma_2^{n_2} - 1) \times \right. \\ \left. \times \frac{c_{v1} \cdot \Gamma_1 \cdot \sigma_1 \cdot \rho_{10}}{c_{v2} \cdot \Gamma_2 \cdot \sigma_2 \cdot \rho_{20}} \right) / \left(1 - \frac{c_{v1} \cdot \Gamma_1 \cdot \sigma_1 \cdot \rho_{10}}{c_{v2} \cdot \Gamma_2 \cdot \sigma_2 \cdot \rho_{20}} \right), \quad (15)$$

$$P = \frac{A_1 \cdot (\sigma_1^{n_1} - 1)}{1 - \frac{c_{v1} \cdot \Gamma_1 \cdot \sigma_1 \cdot n_{10}}{c_{vg} \cdot (\gamma - 1) \cdot \sigma_g \cdot n_{30}}}, \quad (16)$$

где $n_{30} = 1 - n_{10} - n_{20}$;

$$D = \sqrt{\frac{P}{R_0 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_{10}}{\sigma_1} + \frac{1 - n_{10}}{\sigma_2} \right) \right]}}, \quad (17)$$

$$U = \frac{P}{R_0 \cdot D},$$

где через R_0 обозначена начальная плотность смеси,

$$R_0 = n_{10} \cdot \rho_{10} + n_{20} \cdot \rho_{20} + (1 - n_{10} - n_{20}) \cdot \rho_{g0};$$

$$T = \frac{P - A_1 \cdot (\sigma_1^{n_1} - 1)}{c_{v1} \cdot \Gamma_1 \cdot \sigma_1 \cdot n_{10}}. \quad (18)$$

Для величины степени сжатия среды в целом можно получить выражение:

$$\sigma = \left[\frac{n_{10}}{\sigma_1} + \frac{n_{20}}{\sigma_2} + \frac{1 - n_{10} - n_{20}}{\sigma_g} \right]^{-1}. \quad (19)$$

Заметим, что формулы (16) и (17) следуют из условия равенства температур каждой из компонент. Используемые в расчетах значения параметров приведены выше в табл. 1.

С помощью (13)–(18) были рассчитаны ударные адиабаты нескольких смесей. Сначала остановимся на таких смесях, для которых имеются экспериментальные результаты.

Рассмотрим результаты для смеси W + Cu [24], называемой там как Elconite. В некоторых базах данных эта смесь указывается как сплав, однако анализ первоисточника показал, что речь действительно идет о пористой смеси. На рис. 4 экспериментальные результаты для этой смеси сравниваются с расчетными ударными адиабатами в координатах давление – сжатие смеси.

Экспериментальные точки относятся к четырем вариантам смеси: 1 – Elconite 2125C, wt % Cu(74,5)W(25,5); оценка пористости по приведенным в [24] значениям плотностей показывает, что суммарная объемная концентрация вольфрама и меди составляет 0,936 (на поры остается 6,4 %); здесь и далее будем говорить, что пористость смеси 0,936 (чем меньше эта величина, тем больше пористость смеси); 2 – Elconite 1W3, wt % W(55)Cu(45), пористость – 0,978; 3 – Elconite 3W3, wt % W(68)Cu(32), пористость – 0,981; 4 – Elconite 10W3, wt % W(76)Cu(24), пористость – 0,986. Из сопоставления результатов видно, что расчеты ударной адиабаты по формулам (13)–(19) очень хорошо описывают эксперимент. На этом же графике для сравнения приведен расчет ударной адиабаты смеси в аддитивном приближении [1; 2]. Из представленных результатов видно, что даже при умеренных значениях пористости (0,936) аддитивное приближение уже перестает соответствовать экспериментальным результатам.

Помимо этого, было проведено сопоставление расчетов с экспериментальными результатами [25] для смеси медь – углерод (алмаз), показавшее, что расчеты по (13)–(19) довольно хорошо описывают эксперимент при не слишком высоких значениях пористости.

Далее рассмотрим некоторые результаты расчета ударных адиабат для смесей порошков вольфрама и углерода (графита). Такие смеси активно использовались в экспериментах по кумулятивному синтезу фаз (см., например, [26; 27]), и в связи с этим вопрос

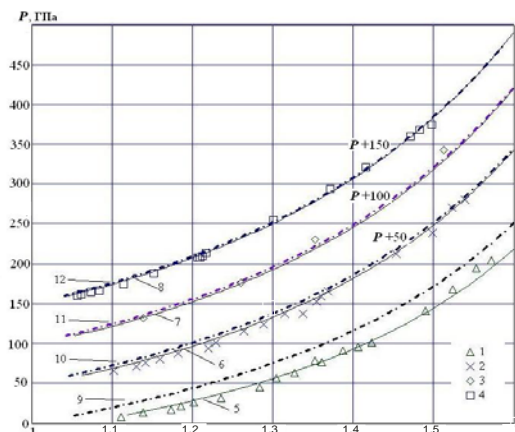


Рис. 4. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов для ударных адиабат пористой смеси вольфрама и меди в координатах давление-сжатие смеси: 1–4 – эксперименты, 5–8 – расчет по (13)–(18), 9–12 – расчет в аддитивном приближении (1, 5, 9 – $n_{10} + n_{20} = 0,936$; 2, 6, 10 – $n_{10} + n_{20} = 0,978$; 3, 7, 11 – $n_{10} + n_{20} = 0,981$; 4, 8, 12 – $n_{10} + n_{20} = 0,986$)

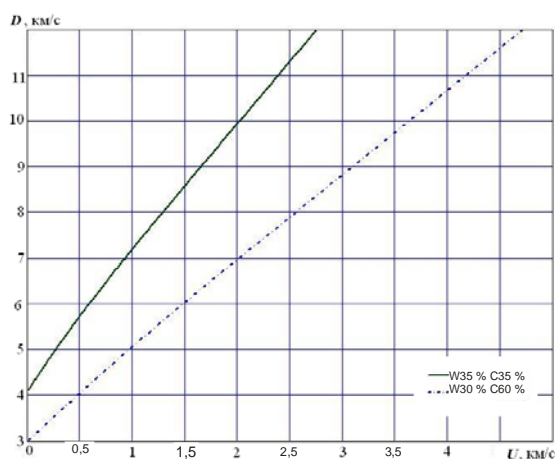


Рис. 5. Расчетные ударные адиабаты смесей порошков вольфрама и графита

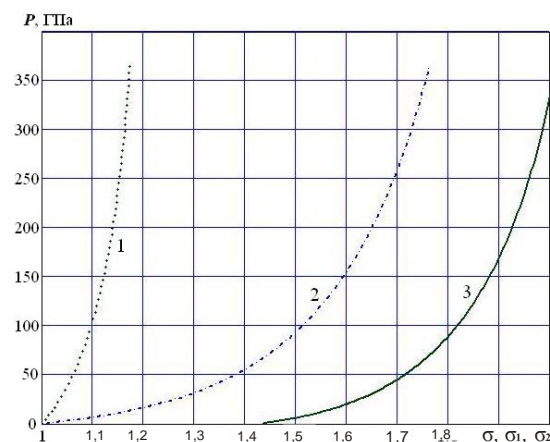


Рис. 6. Ударная адиабата смеси W($n_{10} = 0,35$) + C($n_{20} = 0,35$) в виде зависимости давления от степени сжатия вольфрама, графита и смеси: 1 – P(σ_1), 2 – P(σ_2), 3 – P(σ)

об определении их ударных адиабат представляет определенный интерес. На рис. 5 представлены расчетные ударные адиабаты для двух вариантов смеси: $W(n_{10} = 0,35) + C(n_{20} = 0,35)$ и $W(n_{10} = 0,30) + C(n_{20} = 0,60)$ в координатах $D-U$, а на рис. 6 для первой из этих смесей показана зависимость давления от степени сжатия каждой из компонент и всей смеси.

Из результатов, представленных на рис. 6, следует интересный вывод, что, начиная с некоторого давления, вольфрам практически перестает сжиматься, и сжатие смеси осуществляется за счет более легкой компоненты – графита.

Таким образом, в данной работе апробирована модель, позволяющая проводить расчет ударных адиабат пористых порошковых смесей. Показано, что модель адекватно описывает известные экспериментальные результаты для достаточно многих сплошных и пористых материалов, а также для нескольких пористых смесей, для которых имеются экспериментальные данные по ударным адиабатам. В развитие данной модели в дальнейшем предполагается ввести зависимость коэффициента Грюнайзена от температуры, а также попытаться учесть возможность фазовых превращений в ударной волне.

Список литературы

1. Алексеев Ю. Ф., Альтишлер Л. В., Крупникова В. П. Ударное сжатие двухкомпонентных парафино-вольфрамофых смесей // ПМТФ. 1971, № 4. С. 152–155.
2. Дремин А. Н., Карпунин И. А. Метод определения ударных адиабат дисперсных веществ // ПМТФ. 1960, № 3. С. 184–188.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
4. Зельдович Я. Б. Об исследовании уравнения состояния с помощью механических измерений // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 1577.
5. Болховитинов Л. Г. Об исследовании уравнения состояния с помощью механических измерений // Докл. I Всесоюз. симпоз. по импульсным давлениям. М.: 1974. Т. 1. 71 с.
6. Щетинин В. Г. Расчет ударного сжатия и разогрева пористых сред // Хим. физика. 1999. Т. 18, № 11. С. 79–83.
7. Подурец М. А. Термодинамическая модель пористого тела // Математическое моделирование. 1996. Т. 8, № 2. С. 29–36.
8. Thouvenin J. Effect of a shock wave on a porous solid // Proc. 4th Symp. (Intern.) Deton. Washington: V.S. Government Printing Office, 1967.
9. Воронинов А. И., Илькаева Л. А., Подурец М. А. и др. // Вопр. атомной науки и техники. Сер.: Теорет. и прикладн. физика. 2005. Вып. 1–2. С. 45–50.
10. Афанасенков А. Н., Богомолов В. М., Воскобойников И. М. Обобщенная ударная адиабата конденсированных веществ // ПМТФ. 1969. № 4. С. 137–141.
11. Бельхеева Р. К. Моделирование фазовых переходов при ударноволновом нагружении графитосодержащего образца // Физика экстремальных состояний вещества – 2006 / Под ред. В. Е. Фортва. Черноголовка, 2006. С. 117–119.
12. Рахматуллин Х. А. Основы газодинамики взаимодействующих движений сжимаемых сред // Прикл. математика и механика. 1956. Т. 20, вып. 2. С. 184–195.
13. Нигматуллин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1; 2.
14. Таблицы физических величин: Справ. / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
15. Marsh S. P. (Ed.) LASL Shock Hugoniot Data. Univ. California Press; Berkeley, 1980.
16. Крупников К. К., Бражник М. И., Крупникова В. П. Ударное сжатие пористого вольфрама // ЖЭТФ. 1962. Т. 42, вып. 3. С. 675–685.
17. McQueen R. G., Marsh S. P. Equation of state for nineteen metallic elements // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31. P. 1253–1269.
18. Hixson R. S., Fritz J. N. Shock compression of tungsten and molybdenum // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71(4). P. 1721–1728.
19. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В. и др. Сжимаемость пористых металлов в ударных волнах // ЖЭТФ. 1989. Т. 96, вып. 3. С. 1024–1038.
20. Coleburn N. L. The compressibility of pyrolytic graphite // J. Chem. Phys. 1964. Vol. 40.
21. McQueen R. G., Marsh S. P. Hugoniot of graphites of various initial densities and the equation of state of carbon Symposium on the «Behavior of Dense Media under High Dynamic Pressure», 1967.

22. Bundy F. P., Bassett W. A., Weathers E. E. *et al.* The Pressure-Temperature Phase and Transformation Diagram for Carbon; Updated through 1994 // Carbon. 1996. Vol. 34, № 2. P. 141–153.

23. Жук А. З., Бородин Т. И., Милявский В. В., Фортвов В. Е. Ударно-волновой синтез карбина из графита // Докл. Академии наук. 2000. Т. 370, №3. С. 328–331.

24. 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.

25. Трунин Р. Ф., Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В., Симаков Г. В. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжа-

тию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2001.

26. Кинеловский С. А., Громилов С. А., Попов Ю. Н. и др. Образование фаз в системе W-C при кумулятивном нанесении покрытий // Поверхность. Рентген-, синхротрон. и нейтрон. исслед. 2001. № 6. С. 82–84.

27. Кинеловский С. А., Громилов С. А. Рентгенографическое исследование карбидов вольфрама, полученных в условиях кумулятивного взрыва // Журн. структурной химии. 2003. Т. 44, № 3. С. 486–493.

Материал поступил в редколлегию 04.12.2007