

## УДАРНЫЕ АДИАБАТЫ ПОРИСТЫХ АЛЮМИНИЯ, ТИТАНА, МЕДИ И ВОЛЬФРАМА И АДИАБАТЫ ПУАССОНА ПОРИСТЫХ МЕДИ И ВОЛЬФРАМА В ОБЛАСТИ НЕПОЛНОГО ЗАКРЫТИЯ ПОР. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЭКСПЕРИМЕНТ

А. И. Воропинов, Л. А. Ильяева, М. А. Подурец, Г. В. Симаков, Р. Ф. Трунин  
РФЯЦ-ВНИИЭФ

Выполнено сравнение эксперимента с расчетами по термодинамической модели пористого тела. Особое внимание уделено области низких давлений, где поры еще не полностью закрыты. Приведены экспериментальные данные по ударной сжимаемости алюминия, титана, меди и вольфрама и, что особенно важно, по адиабатам Пуассона разгрузок из состояний на ударных адиабатах для меди и вольфрама. Выявлена область применимости модели. Это низкие давления, меньше давления компактирования, при котором поры исчезают. Причем, вблизи самого компактирования наблюдается некоторое расхождение между расчетом и экспериментом.

Цель настоящей работы – выявить область применимости созданной ранее термодинамической модели пористого тела [1]. Моделирование динамического поведения пористых тел всегда было и остается интересной и актуальной задачей. Широко известны классические работы по изучению сжимаемости пористых тел с целью получения информации об уравнении состояния веществ [2].

При использовании с этой целью достаточно высоких давлений, когда сжимаемая среда гомогенна, моделирование особых трудностей не представляет. Наоборот, при низких давлениях, когда поры нельзя считать полностью закрытыми, моделирование поведения пористых тел представляет собой очень сложную и до сих пор во всей полноте не решенную задачу.

Между тем, область неполного закрытия пор представляет особый интерес, в том числе и с практической точки зрения, например в проблеме динамического компактирования порошкообразных материалов.

Главная причина затруднений заключается в том, что, строя модели, пытаются средствами чисто гидродинамического описания среды передать также проявления прочностных и релаксационных процессов, происходящих в пористом теле на микроскопическом уровне даже в условиях макроскопически всестороннего сжатия.

Оправданием гидродинамического описания принято считать то обстоятельство, что распределение упругих сил, действующих на контактах частиц, в элементе объема (в котором предполагается, что частиц много) близко к изотропному, иными словами, в среде с хорошей степенью приближения выполняется закон Паскаля.

С использованием такого упрощенного подхода, по-видимому, возможны лишь частичные успехи, ка-

сающиеся отдельных видов течений. При этом неизбежна постоянная зависимость от эксперимента, так как теоретических критериев применимости моделей нет.

Напомним основные положения моделирования в динамике пористых тел, высказанные еще в 1969 г. Германом (Hertmann) [3]:

а) среда в целом описывается, подобно жидкости, шаровым тензором напряжений – давлением, при отсутствии сдвиговых напряжений;

б) пористость  $k = V/V_s$  есть функция только давления. Здесь  $V$  – объем единицы массы пористого тела;  $V_s$  – объем единицы массы материала частиц (матрицы);

в) поры вклада в энергию не дают,  $E = E_s$ , где  $E_s$  – энергия матрицы.

Эти три постулата лежат в основе так называемой  $p$  –  $\alpha$  модели.

Как было показано в [1], указанной системе постулатов присуща принципиальная трудность, – она не согласована со вторым началом термодинамики, что не дает возможности, например, говорить об энтропии системы.

Там же был предложен способ устранения этого недостатка. Тем самым в значительной степени чисто рецептурное описание приобрело статус уравнения состояния. Сама модель была названа термодинамической.

Итак, мы начнем с уравнения состояния пористой среды. Поскольку в целом постулаты Германа представляются разумными, возникает вопрос: как минимальным их изменением добиться согласования их со вторым началом термодинамики, построив, таким образом, уравнение состояния? Ответ на этот вопрос был дан в [1]. Он заключается в следующем. Дается другое

по сравнению с третьим постулатом Германа определе-  
ние внутренней энергии пористого тела.

В самом деле, наибольшие сомнения в справедливости вызывает именно третий постулат, поскольку в местах касания частиц существуют микросдвиги с присущей им сдвиговой энергией. Эта сдвиговая энергия присутствует в пористом теле даже в условиях отсутствия сдвиговой компоненты упругой деформации среды в целом. Подчеркнем при этом, что для обратимости эти сдвиги должны быть достаточно малыми, чтобы за характерные для эксперимента времена оставаться чисто упругими.

Конечно, наилучшим способом учета этой доли энергии было бы прямое моделирование, но для этого необходимо было бы проникнуть с достаточным пониманием на микроуровень структуры пористого тела, что вряд ли в настоящее время возможно. Можно лишь выразить надежду, что при таком моделировании и с термодинамикой все будет в порядке. Но пока эта прямая задача не решена, следует попытаться решить "обратную" задачу – получить поправку к энергии из условия справедливости второго начала термодинамики.

Новая энергия зависит и от уравнения состояния матрицы, и от функции пористости  $k(p)$  и имеет вид

$$E = kE_s + \int_P^{P_c} k' W_s dP, \quad (1)$$

где  $p_c$  – давление компактирования (закрытия пор);  $W_s$  – энтальпия матрицы.

Простейшей, подходящей для наших целей, функцией пористости является квадратичная

$$k(P) = 1 + (k_0 - 1) \left( 1 - \frac{P}{P_c} \right)^2. \quad (2)$$

Здесь  $k_0$  – начальная пористость;  $P_c$  – давление компактирования.

Выбранная функция  $k(P)$  удовлетворяет всем поставленным условиям, а кроме того, обеспечивает плавный переход к сплошному телу, поскольку  $k' = 0$  при  $P = P_c$ . Может оказаться, что при малых  $P$  ход  $k(P)$  недостаточно крут. В этом случае может помочь выбор  $k_0$  меньшим, чем реальная пористость  $k_{00}$  в начальном состоянии. Это будет означать, что от реальной пористости до  $k_0$  сжатие будет идти при нулевом давлении, как в идеально пористом теле.

Выбрав УРС матрицы и функцию пористости, можно получить выражение для энергии, если есть уравнение состояния матрицы.

Что касается уравнения состояния матрицы, то будем пользоваться уравнением состояния типа Ми – Грюнайзена с простейшими зависимостями холодных давления  $P_{xs}(\delta_s)$  и энергии  $E_{xs}(\delta_s)$  от плотности

(или от сжатия матрицы  $\delta_s$ ) и с зависимостью тепловой энергии  $E_T$  только от температуры. Далее для простоты индекс матрицы опускаем. Имеем

$$P = P_x + P_T = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} (\delta^n - 1) + \Gamma \rho_0 \delta E_T; \quad (3)$$

$$E = E_x + E_T = \frac{c_0^2}{n} \left( \frac{1}{n-1} \delta^{n-1} + \frac{1}{\delta} - \frac{n}{n-1} \right) + E_T. \quad (4)$$

Здесь  $\rho_0$  – начальная плотность матрицы;  $c_0$  – начальная скорость звука;  $\Gamma$  – параметр Грюнайзена (постоянный). С этим уравнением состояния энтальпия матрицы имеет вид

$$W = \frac{c_0^2}{n-1} (\delta^{n-1} - 1) + (\Gamma + 1) E_T. \quad (5)$$

Описанное выше уравнение состояния дает возможность расчетов как ударных адиабат, так и адиабат Пуассона. Последние являются в данном случае просто изэнтропами, а энтропия в термодинамической модели вполне определена.

В переменных давление – массовая скорость, т. е. в тех переменных, в которых выполняется эксперимент, уравнение изэнтроп расширения имеет простой вид

$$dp = -\rho c du$$

для случая, когда с падением давления скорость растет. Для адиабатической скорости звука  $c$  получается довольно громоздкий алгоритм. Мы здесь его приводить не будем.

Расчеты ударных адиабат выполняются обычным образом. Следует только помнить, что в начальном, пористом состоянии энергия не равна нулю. Она отрицательна. Нулевой энергией обладает матрица при нулевых давлении и  $E_T$ .

Экспериментальные определения параметров ударного сжатия и адиабатического расширения пористых образцов в области давлений компактирования и ниже проводились с использованием метода отражений [3] на так называемых "плоских" измерительных устройствах и зарядах-пушках.

Для изготовления образцов использовались следующие марки порошков: медь ПМ-2 (содержание меди 99,8 %), вольфрам марки ПВВ (содержание вольфрама 99,83 %), титан марки ПТОМ (содержание титана 98 %), алюминий А1 ПАК-3 (содержание алюминия 96 %). Величина зерна порошков составляла: для меди с начальной пористостью  $m = 2$  примерно 5 мкм, для  $m = 4$  использовался мелкодисперсный порошок-пудра с размерами крупинок 0,02 мкм. Для вольфрама размер зерен не превышал 30 мкм, для титана – 45 мкм, для алюминия – 20 мкм.

Размер зерен выбран из соображений получения образца такой механической прочности, которая надежно обеспечивала бы его целостность и возможность

проведения с ним простых контрольных измерений геометрических размеров (толщины, диаметра), взвешивания и т. п.

Результаты экспериментов представлены на рисунках, на которых также изображены расчетные по термодинамической модели кривые.

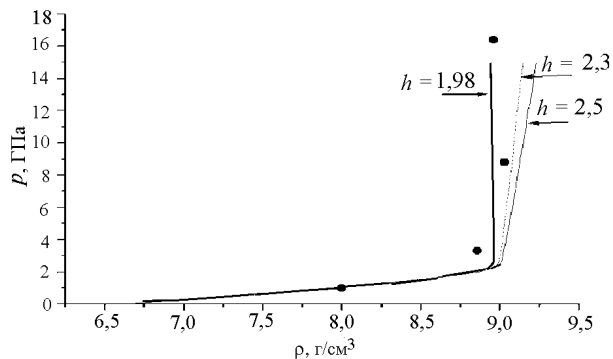


Рис. 1. Медь,  $m = 2$ , ударная адиабата

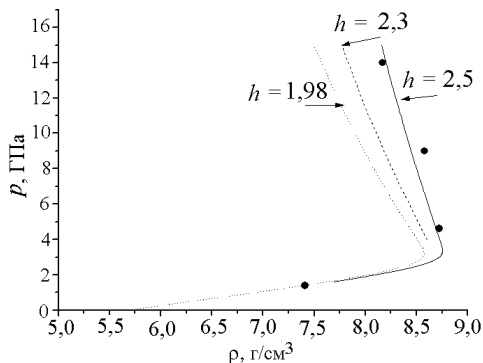


Рис. 2. Медь,  $m = 4$ , ударная адиабата

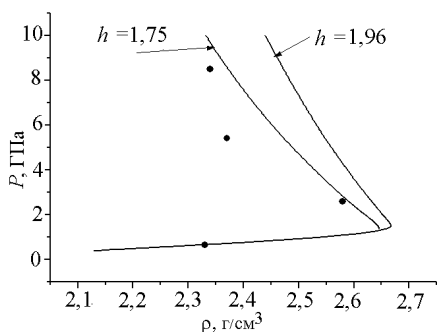


Рис. 3. Al,  $m = 3$ , ударные адиабаты

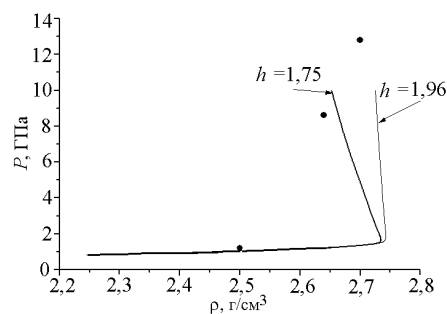


Рис. 4. Al,  $m = 2$ , ударные адиабаты

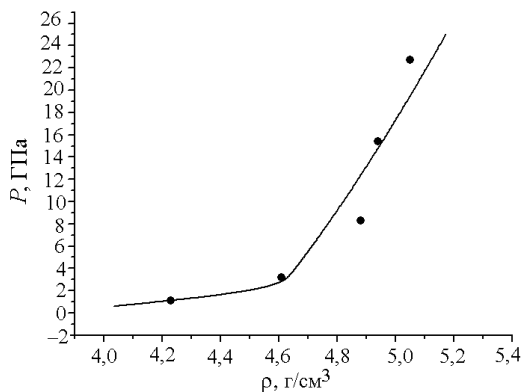


Рис. 5. Ti,  $m = 1,5$ , ударная адиабата

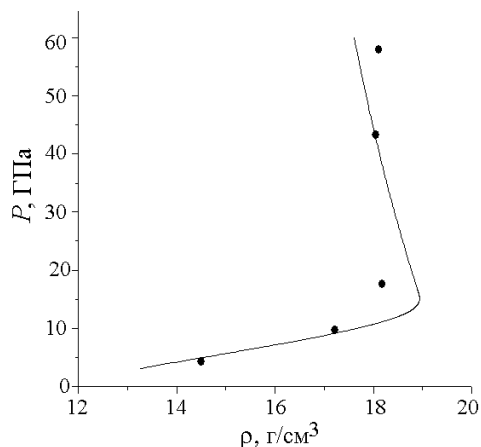


Рис. 6. W,  $m = 2,91$ , ударная адиабата

На рис. 1–6 изображены ударные адиабаты, на рис. 7–9 – изэнтропы расширения. В качестве переменных взяты те величины, которые измеряются экспериментально: давление-плотность – для ударных адиабат и давление-массовая скорость – для изэнтроп.

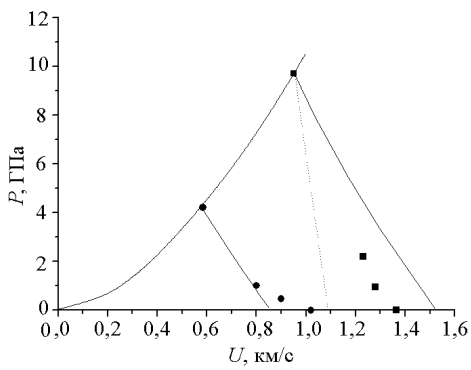


Рис. 7. W,  $m = 2,91$ , изэнтропы

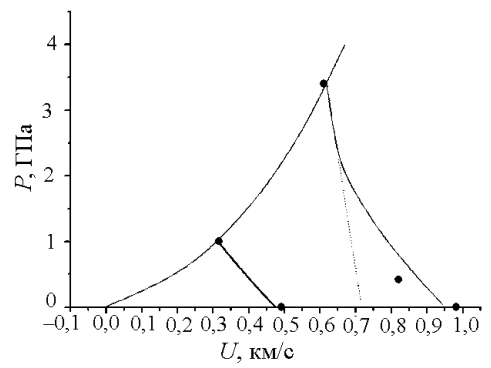


Рис. 8. Cu,  $m = 2$ , изэнтропы

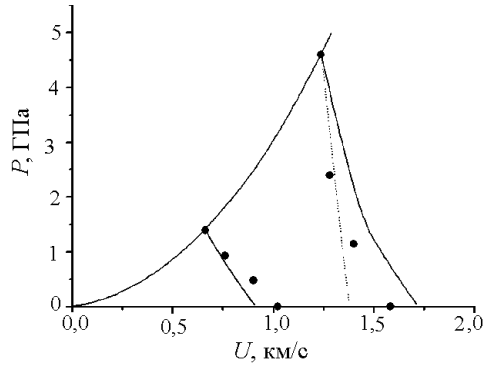


Рис. 9. Cu,  $m = 4$ , изэнтропы

### Ударные адиабаты

Как уже говорилось, для проведения расчетов ударных адиабат потребуется информация об уравнении состояния матрицы и о функции пористости. Причем, поскольку мы интересуемся главным образом областью неполного закрытия пор, т. е. областью малых давлений, нам для УРС матрицы практически всегда будет достаточно знания табличных значений параметров УРС при нормальных условиях. Если же ставить перед собой более сложную задачу – расчет адиабат в более широком диапазоне давлений (что соответствует имеющемуся эксперименту), то тогда придется несколько отступить от табличного значения  $h$ . Параметры функции пористости  $P_c$  и  $k_0$  будем определять из самих экспериментов. При этом надо особо подчеркнуть, что, в отличие от универсальных параметров уравнения состояния для данного вещества, функция пористости в значительной мере зависит от способа изготовления образца, а не только от его вещества. Поэтому каждый раз придется подбирать  $k(p)$  заново.

**1. Медь.** Параметры уравнения состояния меди:

$$\rho_0 = 8,93 \text{ г/см}^3, c_0 = 3,9 \text{ км/с}, n = 5,16, h = 1,98.$$

Параметры УРС  $\rho_0, c_0, h$  для всех элементов берем для нормального состояния из справочников [4, 5].

Использование табличного параметра Грюнайзена<sup>1</sup> (или, что то же самое, предельного сжатия  $h$ ) оправдано тем, что мы интересуемся областью весьма низких давлений и, следовательно, температур. При высоких температурах (большие пористости и давления) предельное сжатие  $h$  проявляет явную тенденцию к увеличению (см. ниже).

Величина  $n$  подобрана по ударной адиабате меди с начальной кристаллической плотностью ( $m = 1$ ). В нашем случае от погрешности величины  $n$  практически ничего не зависит, так как плотности матрицы близки к нормальной.

На меди имеем две точки на ударных адиабатах в области неполного закрытия пор:

А)  $m = 2, \rho = 8,00 \text{ г/см}^3, p = 1 \text{ ГПа}$ ;

Б)  $m = 4, \rho = 7,41 \text{ г/см}^3, p = 1,4 \text{ ГПа}$ .

По этим данным и с учетом точек в области закрытия пор определена функция пористости  $k(p)$ .

Для начальной пористости  $m = 2$  получено:  $k_0 = 1,35, p_c = 2,5 \text{ ГПа}$ , для начальной пористости  $m = 4$ :  $k_0 = 1,57, p_c = 3,3 \text{ ГПа}$ .

<sup>1</sup> Параметр Грюнайзена вычислялся по табличным значениям теплоемкости  $C_p$ , объемной скорости звука  $c_0$  и объемного коэффициента теплового расширения  $\beta$  согласно  $\Gamma = \beta c_0^2 / C_p$ .

Отметим, что начальная энергия в первом случае составляет  $E_{00} = -0,0325$  кДж/г, во втором —  $E_{00} = -0,0698$  кДж/г.

Расчетная ударная адиабата и экспериментальные точки показаны на рис. 1 для  $m = 2$  и на рис. 2 — для  $m = 4$ .

На рис. 2, в отличие от предыдущего случая, эксперимент диктует увеличение  $h$  до значения  $h = 2,5$ , на ветви полного закрытия пор при больших давлениях, что соответствует существующим представлениям об увеличении  $h$  при росте температуры. Однако и в первом, и во втором случае для описания ветви неполного закрытия пор (что интересует нас в первую очередь) достаточно табличного значения параметра Грюнайзена.

### 2. Алюминий. УРС матрицы:

$$\rho_0 = 2,71 \text{ г/см}^3, c_0 = 5,23 \text{ км/с}, n = 3,24, h = 1,96.$$

Для алюминия имеются две ударные адиабаты с точками при неполном закрытии пор. Это адиабаты с  $\rho_{00} = 0,9 \text{ г/см}^3$  ( $m = 3$ ) и с  $\rho_{00} = 1,35 \text{ г/см}^3$  ( $m = 2$ ).

Для первой адиабаты подобраны  $P_c = 1,5$  ГПа,  $k_0 = 1,5$ , при этом  $E_{00} = -0,09179$  кДж/г (рис. 3). Для второй адиабаты  $P_c = 1,5$  ГПа,  $k_0 = 2$ ,  $E_{00} = -0,1835$  кДж/г (рис. 4).

Оба случая показывают, что лучшее согласие с экспериментом достигается не при табличном значении  $h = 1,96$ , а при уменьшенном  $h = 1,75$ .

### 3. Титан. УРС матрицы:

$$\rho_0 = 4,527 \text{ г/см}^3, c_0 = 4,92 \text{ км/с}, n = 2,6, h = 3.$$

Последний параметр выбран уже с учетом ударной сжимаемости.

Параметры функции пористости:  $P_c = 3$  ГПа,  $k_0 = 1,2$ . При этом  $E_{00} = -0,04385$  кДж/г. Расчетная ударная адиабата и экспериментальные точки показаны на рис. 5.

**4. Вольфрам.** Для вольфрама имеется одна ударная адиабата ( $m = 2,91$ ) с двумя точками на ветви неполного закрытия пор. Рассмотрим ее.

УРС матрицы:

$$\rho_0 = 19,23 \text{ г/см}^3, c_0 = 4 \text{ км/с}, n = 4, h = 2,1.$$

Последняя величина несколько увеличена по сравнению с "табличной" ( $h = 1,98$ ).

Функция пористости:  $P_c = 15$  ГПа,  $k_0 = 1,7$ . При этом  $E_{00} = -0,1799$  кДж/г.

Результаты сравнения расчета с экспериментом — на рис. 6.

Приведенные выше рисунки демонстрируют удовлетворительное согласие расчетов с экспериментами, учитывая, что в экстремальных условиях больших пористостей экспериментальный разброс достигает по плотности 5 %. Тем самым показана применимость термодинамической модели пористого тела для описания ударной сжимаемости пористых металлов.

## Изэнтропы расширения

Введение в рассмотрение в набор методических средств изучения пористых веществ изэнтроп расширения имеет принципиальное значение. Только использование этого средства может помочь ответить на вопрос о существовании обратимых процессов (сжатия и разрежения) и тем самым о существовании уравнения состояния, в частности, дающего термодинамической моделью.

С целью получить ответ на этот вопрос нами проводились расчеты изэнтроп расширения предварительно сжатых ударными волнами образцов вольфрама и меди. Здесь от эксперимента требовался ответ на кардинальный вопрос: раскрываются или нет поры в волне разрежения. При этом была выбрана следующая тактика. Уравнения состояния твердой матрицы и функции пористости  $k(p)$ , выверенные на ударных адиабатах, брались теми же и на изэнтропах, т. е. качество описания изэнтроп играло роль теста для термодинамической модели.

Как выглядят расчетные кривые и экспериментальные точки, показано на рис. 7–9.

**1. Вольфрам.** На рис. 7 в переменных  $p-u$  изображены ударная адиабата пористого ( $m = 2,91$ ) вольфрама, а также две изэнтропы расширения из состояний на ударной адиабате с  $p = 4,2$  ГПа и с  $p = 9,7$  ГПа. Здесь же обозначены экспериментальные точки.

Из этого рисунка видно, что первая изэнтропа хорошо описывается нашей моделью за исключением самых нижних точек с давлением ниже 0,5 ГПа. Причина заключается, видимо, в том, что выбранная функция пористости обрывается слишком рано, давление обращается в нуль при пористости 1,7, в то время как реальная начальная пористость равна 2,91. Таким образом, этот дефект чисто технический и его можно будет поправить некоторым уточнением функции  $k(p)$  при низких давлениях. Что же касается второй изэнтропы, то здесь положение принципиально иное. Достаточно четко просматривается более крутое падение экспериментальных точек по сравнению с расчетом (сплошная линия). Это означает, что поры раскрываются не так интенсивно, как это диктуется функцией  $k(p)$ . Для того чтобы это подтвердить, был рассчитан вариант с  $k = \text{const} = 1,0874$ , т. е. со значением пористости, как на ударной адиабате. Полученная кривая показана на том же рисунке пунктиром. Видно, что поры все-таки раскрываются, хотя и несколько слабее, чем по расчету.

**2. Медь.** Рассчитаны также изэнтропы меди. Результаты качественно близки к вольфраму, хотя имеют свои особенности.

Здесь мы имеем два случая: начальная (до сжатия) пористость  $m = 2$  и  $m = 4$ . Первый случай иллюстрируется рис. 8, второй — рис. 9. На них изображены соответствующие расчетные ударные адиабаты и изэнтропы расширения меди, а также нанесены эксперименталь-

ные точки. Пунктиром показаны изэнтропы расширения с постоянной пористостью. В обоих этих случаях  $k = 1$ .

### Заключение

Главный результат проделанной работы заключается в следующем.

Имеет место достаточно хорошее расчетное по термодинамической модели описание экспериментальных ударных адиабат как в области неполного закрытия пор, так и после компактирования, а также вполне удовлетворительное расчетное описание экспериментальных адиабат расширения в области неполного закрытия пор.

**Об ударной сжимаемости.** Экспериментальные точки на ударных адиабатах набрасывались таким образом, чтобы покрыть как область неполного закрытия пор, так и ближайшую область компактного состояния. В совокупности это давало возможность, с одной стороны, определить параметры функции пористости, а с другой – откорректировать, если нужно, параметры уравнения состояния матрицы. Даже в случае применения примитивной функции пористости, содержащей всего два параметра, термодинамическая модель справилась с этими двумя задачами вполне удовлетворительно и описала всю совокупность эксперимента.

**Об адиабатах расширения.** Имеющихся в нашем распоряжении экспериментальных точек оказалось достаточно для построения нескольких изэнтроп: двух на вольфраме и четырех на меди). При этом, как правило, по одной изэнтропе при низких давлениях в области гарантированного неполного закрытия пор, а также по изэнтропе вблизи давления компактирования, что представляет особый интерес.

Принципиальным является вопрос о существовании обратимости в последовательности нагрузка – разгрузка, т. е. о восстановлении пор при разгрузке. Напомним, что в термодинамической модели пористость является однозначной функцией давления. В свою очередь, наличие обратимости может быть использовано для получения информации о режиме действующих сил на контактах между частицами пористого тела. Именно: если поры способны после снятия давления рас-

крыться снова, то это возможно, если на контактах частиц деформации чисто упругие, без перехода в пластичность. В этом случае действительно существует подлинное уравнение состояния, что и заложено в термодинамическую модель. Поэтому критерием применимости ее является совпадение расчета с экспериментом.

Как видно, хорошее согласие между ними имеет место при низких давлениях, до  $\sim 3\text{--}4$  ГПа для меди и до  $\sim 10$  ГПа для вольфрама. Причем для вольфрама уже при  $p = 10$  ГПа наблюдается частичная необратимость. По-видимому, здесь и начинается упругопластический переход.

Для меди картина аналогичная, но наблюдается и различие. Вторые точки на ударных адиабатах лежат уже в области (или в самом начале ее) компактных состояний ( $k = 1$ ). Тем не менее положения адиабат расширения из этих состояний свидетельствуют о том, что при разгрузке поры (по крайней мере, частично) обратимо раскрываются. Такое возможно, если компактирование происходило в режиме, близком к упругому.

Работа выполнялась при частичной поддержке фонда МНТЦ (проект № 1562).

### Список литературы

1. Подурец М. А. Термодинамическая модель пористого тела // Математическое моделирование. 1996. Т. 8, № 2. С. 29.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
3. Альтшулер Л. В., Крупников К. К. и др. Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. Вып. 4. С. 874.
4. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
5. Кэй Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. М.: Физматгиз, 1962.

Статья поступила в редакцию 11.02.2005.