

С. А. Кинеловский<sup>1,2</sup>, С. Н. Кульков<sup>3</sup>, К. К. Маевский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева  
пр. Акад. Лаврентьева, 15, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup> Институт физики прочности и материаловедения СО РАН  
пр. Академический, 2/1, Томск, 634021, Россия

E-mail: skin@hydro.nsc.ru; kulkov@ms.tsc.ru;  
konstantinm@hydro.nsc.ru

## РАСЧЕТ УДАРНЫХ АДИАБАТ ДЛЯ МАТЕРИАЛОВ, ИСПЫТЫВАЮЩИХ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД \*

В работе предлагается модель, позволяющая в односкоростном и однотемпературном приближениях, а также в предположении одинакового давления для всех фаз рассчитать поведение пористых материалов при ударно-волновом нагружении с учетом фазового перехода. Проведено сравнение результатов расчетов ударных адиабат с известными экспериментальными результатами разных авторов для сплошных и пористых сред. Показано, что расчет позволяет достичь хорошего согласия с экспериментом для графита, титана и диоксида циркония.

*Ключевые слова:* ударная адиабата, фазовый переход, пористая гетерогенная среда, однотемпературное приближение, односкоростное приближение, коэффициент Грюнайзена.

При ударно-волновом нагружении твердых материалов происходят многочисленные фазовые превращения. Различные данные показали, что начало фазового перехода (ФП) зависит от типа исследуемого материала [1]. Существенно влияние на ФП оказывает пористость материала, приводящая к росту температуры, определяющей начало процесса. Условия начала процесса перехода графита в алмаз предложены в работе [2] в виде линейной аппроксимации, связывающей давление и температуру. Построение модели для расчета поведения смесей порошковых материалов при ударно-волновом воздействии [3; 4] позволяет перейти к построению ударных адиабат (УА) материалов различной пористости с учетом ФП. Необходимость этих расчетов вызвана как научным, так и практическим интересом для

решения прикладных задач динамического воздействия на материалы. Несмотря на большое число подходов к выбору уравнения состояния (УС) твердого тела при динамических нагрузках, а также появившихся в последнее время моделей для описания поведения смесей веществ [5; 6], проблема расчета УС в ее точной математической постановке практически неразрешима, так как исходные уравнения чрезвычайно сложны. Попытка единого описания всего процесса ударного нагружения от момента возникновения ударной волны, в которой происходит прямой фазовый переход, предпринятая в работе [6], наталкивается на ряд проблем, связанных с поведением пористых веществ. В частности, УА пористого графита, рассчитанная в том же представлении, что и УА пористого алмаза, получается с замет-

---

\* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-03-00527) и Интеграционного проекта СО РАН № 32.

ными погрешностями, если начальные состояния УА повторного нагружения лежат в области двухфазного состояния углерода. Это приводит к искажению результатов повторного нагружения [7].

Построенная [3; 4] модель расчета ударно-волнового нагружения пористых сред и смесей порошков 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 УС типа Ми – Грюнайзена, при этом коэффициент Грюнайзена рассматривается как функция, зависящая в явном виде только от температуры [4].

$$\Gamma(T) = (C_0 + C \cdot T)^{-1} + \Gamma(T_\infty),$$

где  $C_0 = (\Gamma(T_0) - \Gamma(T_\infty))^{-1}$ .

Параметры  $C$  и  $\Gamma(T_\infty)$  выбираются из условия соответствия расчетных УА известным экспериментальным результатам для каждого материала. При начальной температуре  $T = T_0$  берется  $\Gamma(T_0)$  на основании известных данных при нормальных условиях, промежуточное значение  $\Gamma(T^*)$  при температуре  $T = T_0$  позволяет описывать экспериментальные точки при средних сжатиях материала, асимптотическое значение  $\Gamma(T_\infty)$  – при максимальных сжатиях.

Записываем систему уравнений, определяющих состояние конденсированных фаз пористой смеси, полагая, что

$$P(\rho, T) = P_x + P_T \text{ и } E(\rho, T) = E_x + E_T.$$

Холодная составляющая давления  $P_x$  описывается уравнением типа уравнения Тэта. Тогда УС для каждой  $i$ -й компоненты с текущей и начальной плотностью  $\rho_i$ ,  $\rho_{i0}$  и теплоемкостью  $c_{vi}$  имеет вид

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

Для газа берем уравнение состояния идеального газа. В рамках данной модели в предположении, что 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 работе [3] показано, что полученных уравнений в совокупности с УС каждого компонента достаточно для нахождения за-

висимостей типа  $P(U)$  или  $D(U)$  ( $P$ ,  $U$ ,  $D$  – давление, массовая и волновая скорости соответственно), которые можно трактовать как УА многокомпонентной смеси.

Преобразуем уравнения динамической совместности на фронте ударной волны с учетом ФП. Возьмем пористый графит с объемной долей твердой фазы  $\mu_{10}$ . В области фазового перехода рассмотрим систему уравнений, считая, что при полиморфном переходе объемная доля  $\alpha$  фазы низкого давления (графит) перешла в фазу высокого давления (алмаз). Введем обозначения:  $\rho_{10}$ ,  $\rho_{20}$  – плотность графита и алмаза перед фронтом ударной волны;  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{21}$  – за фронтом;  $\rho_{g0}$ ,  $\rho_{g1}$  – плотность газа перед и за фронтом;  $\mu_{11}$ ,  $\mu_{21}$  – объемная концентрация графита и алмаза за фронтом;  $E_1$ ,  $E_2$  – удельная внутренняя энергия графита и алмаза;  $E_g$  – удельная внутренняя энергия газа;  $E_f$  – энергия фазового перехода.

$$\mu_{10}\rho_{10}(1-\alpha)D = \mu_{11}\rho_{11}(D-U). \quad (1)$$

$$\mu_{10}\rho_{10}\alpha D = \mu_{21}\rho_{21}(D-U). \quad (2)$$

$$(1-\mu_{10})\rho_{g0}D = (1-\mu_{11}-\mu_{21})\rho_{g1}(D-U). \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \mu_{10}\rho_{10}D^2 + (1-\mu_{10})\rho_{g0}D^2 &= \\ = P + \mu_{11}\rho_{11}(D-U)^2 + \mu_{21}\rho_{21}(D-U)^2 + \\ + (1-\mu_{11}-\mu_{21})\rho_{g1}(D-U)^2. \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\mu_{10}\rho_{10}D^3 + \frac{1}{2}(1-\mu_{10})\rho_{g0}D^3 &= \\ = P(D-U) + \frac{1}{2}\mu_{11}\rho_{11}(D-U)^3 + \\ + \frac{1}{2}\mu_{21}\rho_{21}(D-U)^3 + \frac{1}{2}(1-\mu_{11}-\mu_{21}) \times \\ \times \rho_{g1}(D-U)^3 + \mu_{11}\rho_{11}(D-U)E_1 + \\ + \mu_{21}\rho_{21}(D-U)E_2 + (1-\mu_{11}-\mu_{21}) \times \\ \times \rho_{g1}(D-U)E_g + \mu_{21}\rho_{21}(D-U)E_f. \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнения (1)–(3) описывают сохранение потока массы, (4) – импульса, (5) – энергии.

Из (4), с учетом (1)–(3) можно получить, что

$$P = R_0 D U, \quad (6)$$

где  $R_0 = \mu_{10}\rho_{10} + (1-\mu_{10})\rho_{g0}$  – начальная плотность.

Из (5), с учетом (1)–(3) и (6) получаем:

$$\frac{1}{2}U^2R_0 = \mu_{10}\rho_{10}(1-\alpha)E_1 + \mu_{10}\rho_{10}\alpha E_2 + \\ + (1-\mu_{10})\rho_{g0}E_g + \mu_{10}\rho_{10}\alpha E_f.$$

Также из (1)–(3) можно получить:

$$U = \left(1 - \frac{\mu_{10}\rho_{10}(1-\alpha)}{\mu_{11}\rho_{11}}\right)D, \\ \frac{\mu_{10}}{\mu_{11}} = \\ = \left(\frac{\rho_{11}}{\rho_{10}} \frac{\alpha\rho_{10}}{(1-\alpha)\rho_{21}} + \frac{\rho_{11}}{\rho_{10}} \frac{(1-\mu_{10})\rho_{g0}}{(1-\alpha)\rho_{g1}} + \mu_{10}\right), \quad (7)$$

тепловую составляющую энергии можно выразить как  $E_T = \frac{P-P_X}{\Gamma\rho}$  [8]. Тогда для каждой конденсированной компоненты полная внутренняя энергия

$$E_i = \frac{A_i}{\rho_{i0}} \times \\ \times \left[ \frac{1}{n_i - 1} \cdot \left\{ \left( \frac{\rho_{i1}}{\rho_{i0}} \right)^{n_i - 1} - 1 \right\} - \left\{ 1 - \frac{\rho_{i0}}{\rho_{i1}} \right\} \right] + \\ + \frac{P - P_{Xi}}{\Gamma_i \rho_{i1}}, \\ i = 1, 2,$$

где  $c_{vi}$  – удельная теплоемкость для каждой из конденсированных фаз;  $c_g$  – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме;  $A_i$ ,  $n_i$ ,  $\Gamma_i$  – коэффициенты в уравнениях состояния каждой из фаз. В итоге получаем следующее уравнение:

$$P = \\ = \frac{P_1(1-\alpha) + \alpha \frac{\rho_{10}}{\rho_{20}} P_2 + 2\alpha E_f \rho_{10} \sigma_1}{h_1(1-\alpha) + \frac{\rho_{10} \sigma_1}{\rho_{20} \sigma_2} h_2 \alpha + \frac{(1-\mu_{10})\sigma_1}{\mu_{10} \sigma_g} h_3 - \frac{\sigma_1}{\mu_{10}}}, \quad (8)$$

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

где введены обозначения степени сжатия каждой из компонент:

$$\sigma_1 = \frac{\rho_{11}}{\rho_{10}}, \quad \sigma_2 = \frac{\rho_{21}}{\rho_{20}}, \quad \sigma_g = \frac{\rho_{g1}}{\rho_{g0}},$$

$$\text{и } h_3 = \frac{2}{\gamma - 1} + 1.$$

С учетом равенства температур имеем в итоге три уравнения для четырех переменных  $P$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_g$ , позволяющие построить ударную адиабату для образца, в котором заданная часть вещества перешла в другую фазу.

При  $\alpha = 0$  автоматически из (8) получаем уравнение для УА пористого графита (на рис. 1 линия 6). Пористость определим как плотность исходного материала к плотности монолитного. При полном переходе  $\alpha = 1$  получаем УА, близкую к УА для пористого алмаза при той же начальной плотности, что и у графита (линия 8). При  $E_f = 0$  получаем полное совпадение с УА пористого алмаза. Расчет показал, что учет энергии фазового перехода дает несущественные изменения в поведении УА. Это связано с тем, что  $E_f$  существенно меньше внутренней энергии смеси. Между указанными выше линиями лежат УА для различных значений  $\alpha$ , линия 7 соответствует  $\alpha = 0,5$ .

Для определения объемных долей графита и алмаза для точки с известными значениями  $P$  и  $U$  находим соответствующую УА. Значение  $\alpha$  определяется из решения системы уравнений (7), (8) и условия равенства температур. Для определения начала ФП графита используется аппроксимация  $T(K) = 5388 - 231 \cdot P$ , справедливая в области  $P \approx 15 \div 20$  ГПа, которая предложена в работе [2]. Обозначим внутреннюю энергию в ней как  $E_0$  (точка 2 на рис. 1). Окончание процесса ФП, т. е. полный переход графита в алмаз, определяем из соответствия эксперименту. Обозначим внутреннюю энергию в ней как  $E_k$ .

Зависимость  $\alpha$  от внутренней энергии, рассчитанная по экспериментальным данным [9] в диапазоне  $E_0 - E_k$ , близкая к линейной, показана на рис. 2. Тогда в первом приближении зависимость доли графита, перешедшего в алмаз, в области ФП можно определить следующим выражением:

$$\alpha = \frac{E_* - E_0}{E_k - E_0}, \quad \text{или } \alpha = k\Delta E,$$

где  $k = \frac{1}{E_k - E_0}$ ;  $E_*$  – текущая энергия;  $\Delta E$  – разница внутренних энергий текущей и на-

Рис. 1. УА графита с пористостью 0,67 и плотностью 1,52 г/см<sup>3</sup>. Данные 1 – из работы [9]; 2 – точка начала ФП; 3 – точки равных энергий для  $\alpha = 0,5$ ; 4 – точки равных энергий  $E_k$  для  $\alpha = 1$ . Расчет: 5 – УА с учетом ФП; 6 – УА графита; 7 – УА для  $\alpha = 0,5$ ; 8 – УА пористого алмаза, плотность 1,52 г/см<sup>3</sup>

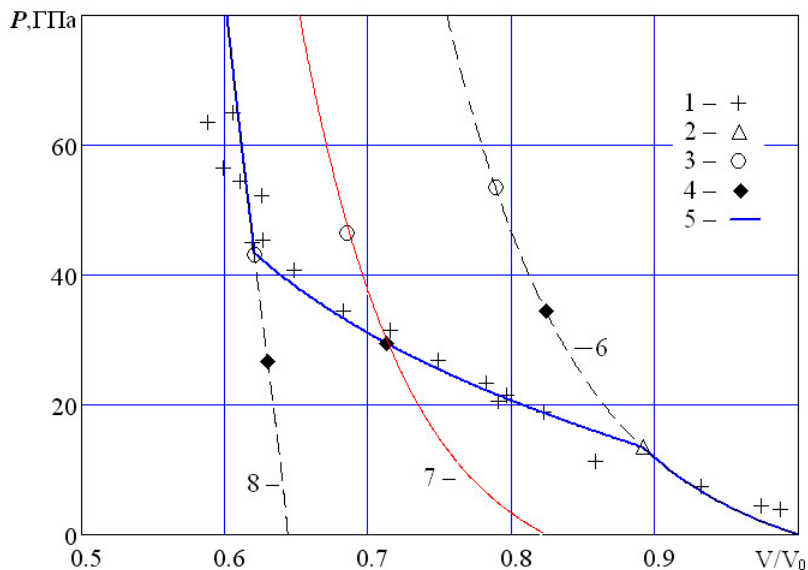
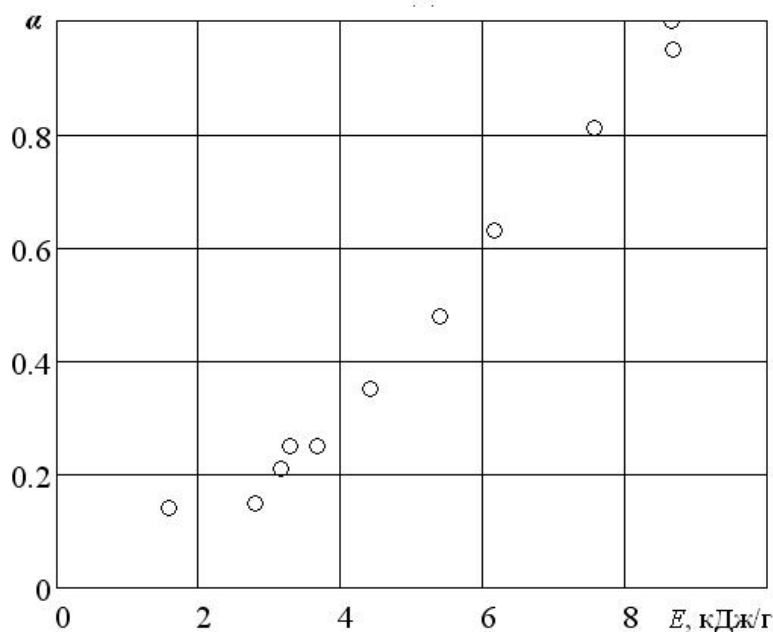


Рис. 2. Доля графита, перешедшего в алмаз, в зависимости от внутренней энергии



чальной точки. Взяв точку с  $E_*$  на УА графита, можно найти точку с равной энергией на УА с учетом ФП, используя предыдущее выражения для определения  $\alpha$ . Таким методом можно построить УА в зоне фазового перехода. Сравнение расчетов с экспериментом показало, что  $k$ , определенное для одной пористости, позволяет описать все значения пористости графита, известные авторам. Точность расчета проверяем численно, меняя размер шага.

В результате имеем три участка на УА в зависимости от значения  $\alpha$ :

$$\begin{cases} E \leq E_0, & \alpha = 0, \\ E_k \geq E \geq E_0, & \alpha = k\Delta E, \\ E \geq E_k, & \alpha = 1. \end{cases}$$

Расчеты ударного сжатия пористого графита приведены на рис. 3 и 4 для различных вариантов пористости, которая определяется как отношение объема твердой фазы к общему объему вещества. Данные брались из пяти различных источников для различных пористостей – от 0,981 до 0,68. Во всех случаях получено хорошее совпадение расчетов с результатами экспериментов во всем диапазоне данных.

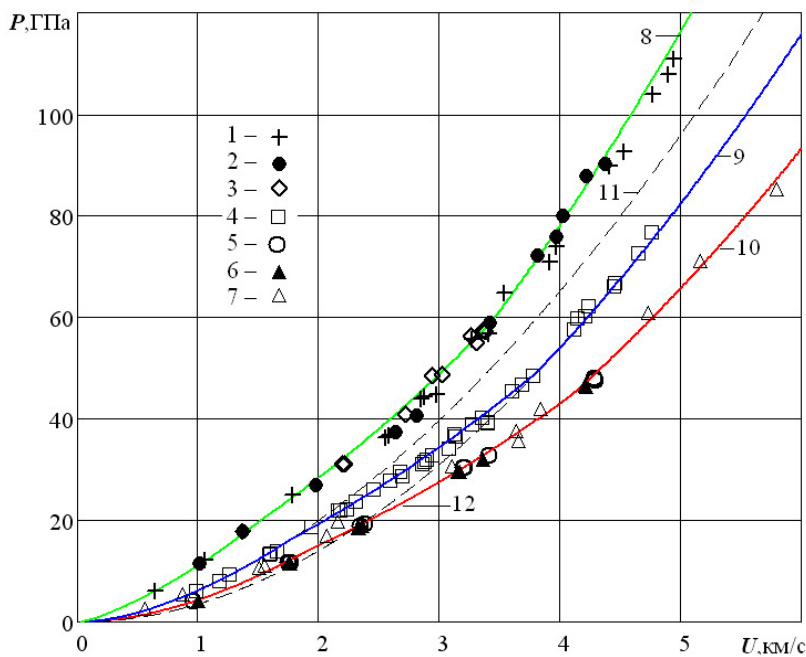


Рис. 3. УА пористого графита. Эксперимент: 2, 4, 5, 6 – из работы [9]; 1, 7 – из работы [10]; 3 – из работы [11]. Расчет (графит с учетом ФП): кривая 8 – пористость 0,952; 9 – 0,781; 10 – 0,680 – 10; 11 – графит с пористостью 0,781, плотностью  $1,77 \text{ г/см}^3$ ; 12 – пористый алмаз с плотностью  $1,77 \text{ г/см}^3$

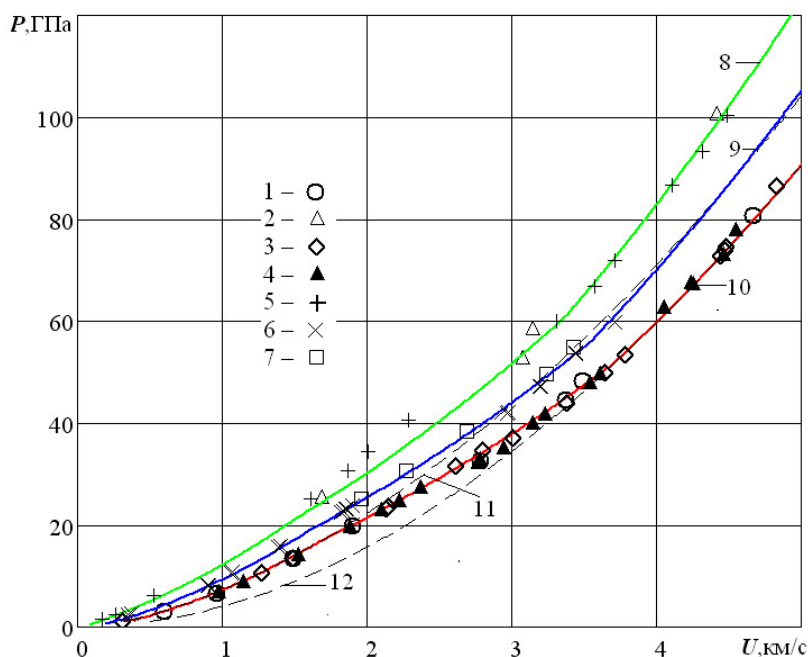


Рис. 4. УА пористого графита. Эксперимент: 1, 2 – из работы [12]; 3, 5 – из работы [13]; 4, 6 – из работы [10]; 7 – из работы [14]. Расчет (графит с учетом ФП): 8 – пористость 0,981; 9 – 0,900; 10 – 0,826; 11 – графит с пористостью 0,826, плотностью  $1,87 \text{ г/см}^3$ ; 12 – пористый алмаз с плотностью  $1,87 \text{ г/см}^3$

Сплошной линией показаны расчеты исходного вещества с учетом ФП. Для сравнения пунктиром приведены УА пористого графита и алмаза той же плотности аналогично [15; 16]. Отклонения расчетов от экспериментальных данных появляются в одном варианте расчета – при пористости 0,981 (кривая 8 на рис. 4), ФП начинается при более высоком давлении, чем показывает расчет. Для данного значения пористости используемая аппроксимация начала ФП, по-видимому, занижает значение необходи-

мого давления для начала процесса. В этом случае на воздух приходится менее 2% в объеме, и вещество близко к монолиту. Пористые вещества разогреваются существенно сильнее, что позволяет инициировать ФП при меньших давлениях.

Наличие возможности расчета поведения смеси, позволило описать двойное сжатие пористого графита в области фазового перехода, снимая проблемы, упомянутые в [7]. На рис. 5 приведен расчет УА и двойного сжатия для графита с пористостью 0,826.

Экспериментальные точки на УА до давления 20 ГПа совпадают с расчетом для графита (пунктирная линия 5), а при давлениях выше 50 ГПа им соответствует УА алмаза той же плотности (линия 6). В диапазоне 20÷50 ГПа происходит ФП, где имеются одновременно и графит, и алмаз. Таким об-

разом, при расчете двойного сжатия из точки с давлением 44 ГПа (линия 7), необходимо рассматривать сжатие смеси графита с алмазом. При двойном сжатии из точки с давлением 53,3 ГПа, где графит полностью перешел в алмаз, расчет проводится для пористого алмаза (линия 8). Линии 7 и 8

Рис. 5. УА и адиабата двукратного сжатия пористого графита с пористостью 0,826: 1 – УА; 2–4 – данные работы [13]; 5 – УА графита; 6 – УА алмаза; 7–8 – двойное сжатие

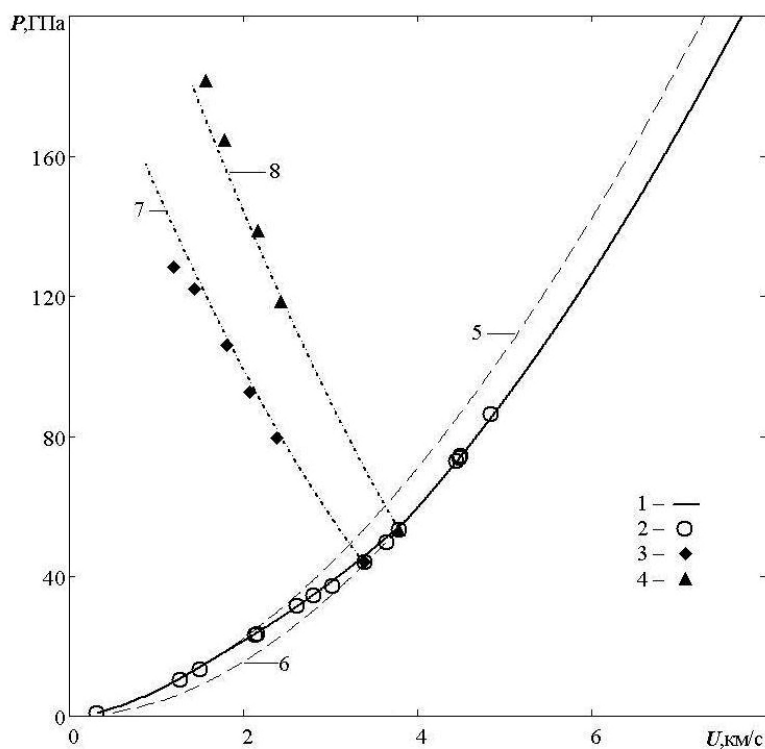
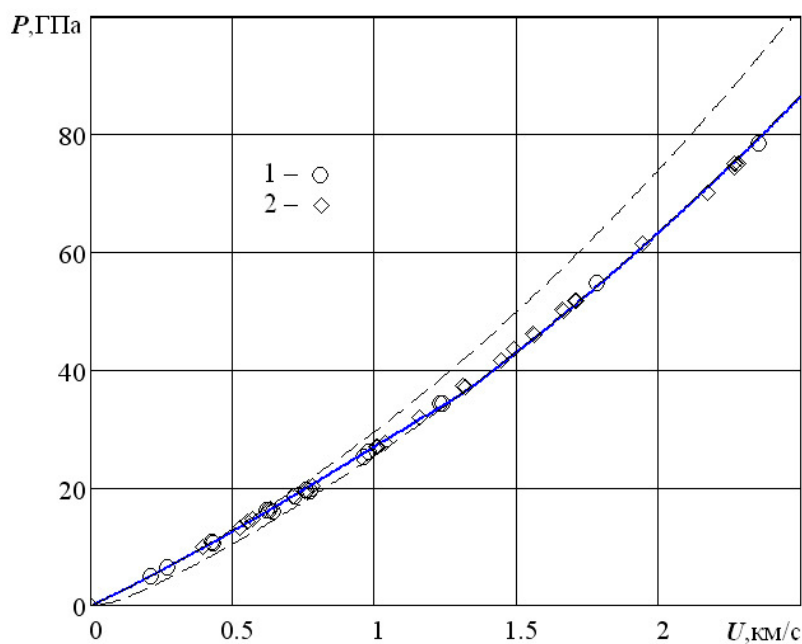


Рис. 6. УА титана. Пунктирная линия – УА состояния до и после ФП, сплошная линия – предлагаемый расчет УА. Экспериментальные данные: 1 – из работы [17]; 2 – из работы [18]



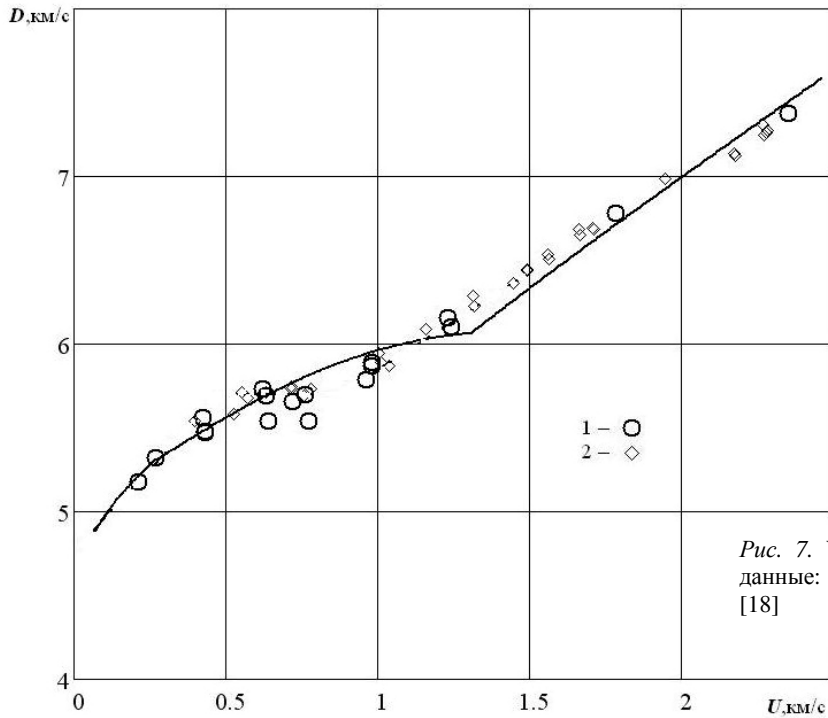


Рис. 7. УА титана. Экспериментальные данные: 1 – из работы [17]; 2 – из работы [18]

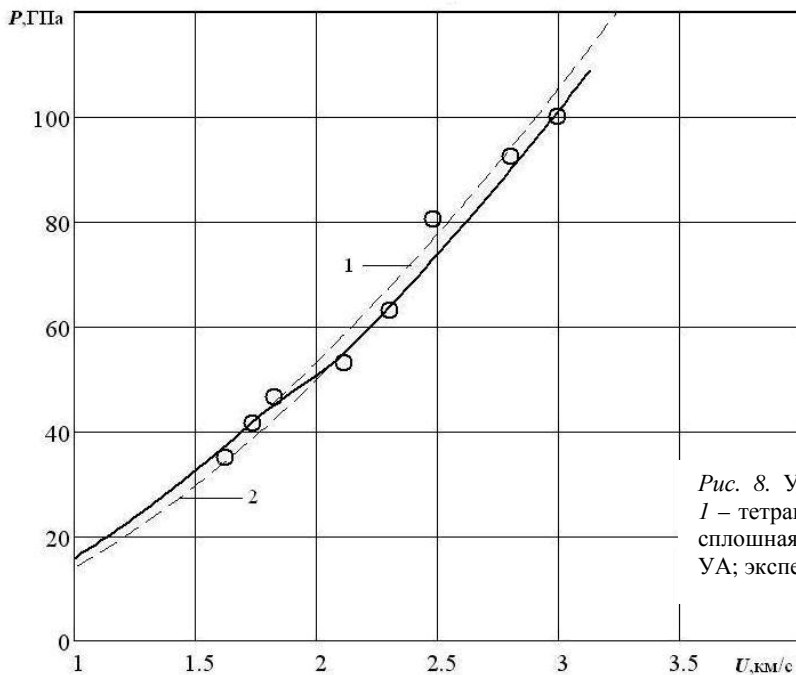


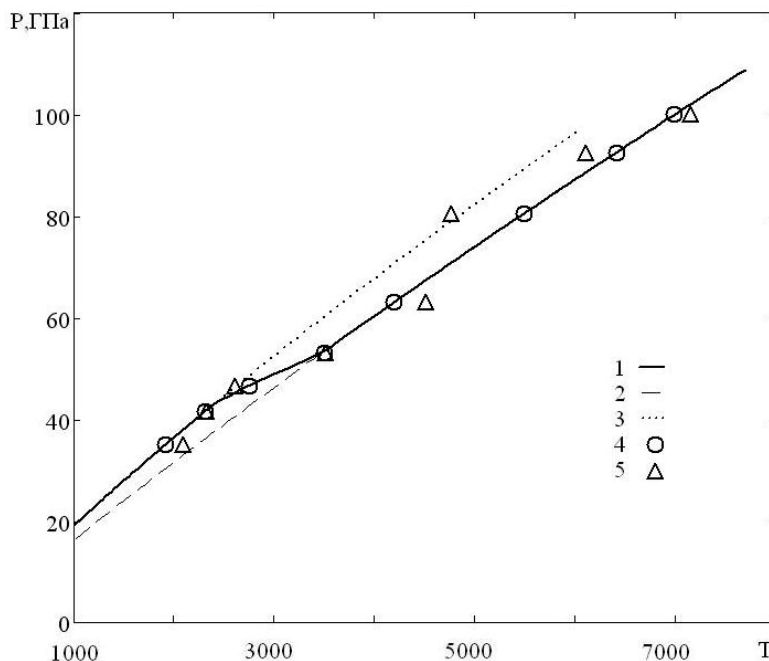
Рис. 8. УА диоксида циркония. Расчет: 1 – тетрагональная фаза; 2 – кубическая; сплошная линия – предлагаемый расчет УА; экспериментальные данные [11]

практически совпадают с расчетами, произведенными ранее при помощи широкодиапазонных УС [15].

Аналогичные расчеты были проведены и для других материалов. Расчет УА для титана с учетом ФП в координатах давление – массовая скорость приведен на рис. 6.

Независимая информация о фазовых превращениях титана содержится в форме адиабат Гюгонио, представленных немонотонными зависимостями скорости ударной волны от массовой скорости вещества. Зависимость  $D-U$  титана состоит из трех участков с горизонтальным плато посередине [1].

Рис. 9. Зависимость давления от температуры для диоксида циркония. Расчет: 1 – УА с учетом ФП; 2 – УА для кубической фазы; 3 – УА для тетрагональной фазы; 4 – состояния, полученные по измеренной величине  $D$  и расчетной УА; 5 – состояния, полученные по измеренным значениям  $D$  и  $U$



Расчет в этих координатах вместе с экспериментальными данными из [17; 18] приводится на рис. 7.

Имеющиеся данные для диоксида циркония [11] в диапазоне 35–100 ГПа позволяют сравнить расчеты УА с экспериментом в области фазового перехода из тетрагональной формы в кубическую. В [19; 20] показано, что моноклинная фаза исчезает при нагружении порошка диоксида циркония до 42 ГПа, что соответствует температурам более 1 000 °С. Данные, приведенные в [21], и фазовая диаграмма из [22] позволяют оценить области кубической и тетрагональной фаз при динамических нагрузках. С учетом пористости образцов [11] при давлении 35 ГПа расчетная температура достигает 2 000 °С. Это позволяет предположить, что исходный материал уже находится в тетрагональной фазе, область которой в [23; 24] определена в диапазоне от 1 130 до 2 200 °С. Построенные на основании этого предположения графики приведены на рис. 8 и 9, где при давлении до 40 ГПа расчет проводится для тетрагональной фазы, далее – область фазового перехода и область, в которой весь материал переходит в кубическую фазу. Расчет тетрагональной формы пористого диоксида циркония с плотностью 4,54 г/см<sup>3</sup> и кубической при той же начальной плотности приводится на рис. 8 пунк-

тирной линией. До давления 40 ГПа расчет с учетом ФП совпадает с расчетом для тетрагональной фазы, выше 55 ГПа проходит близко с УА кубической фазы.

Разброс точек обусловлен в частности тем, что данные [11] имеют разброс по пористости до 5 % от средней, по которой проводился расчет. Последние точки, судя по оценкам температуры, лежат уже в области плавления, что, по-видимому, оказывает дополнительное влияние. Зависимость давления от температуры, приведенная на рис. 9, не противоречит оценкам, приведенным выше. Расчетная область ФП лежит в диапазоне 2 200–3 500 °С.

Проведенные расчеты показывают, что модель, предложенная в [3; 4], достоверно описывает ФП при ударном нагружении, позволяя производить расчеты в пределах точности эксперимента. Применение данного метода позволяет расширить диапазон видов пористых смесей за счет включения в состав смеси компонентов, испытывающих ФП в исследуемом диапазоне давлений.

### Список литературы

1. Фунтиков А. И., Павловский М. П. Ударное сжатие твердых тел и полиморфные превращения // Ударные волны и экстремальные состояния вещества / Под ред.



- В. Е. Фортова, Л. В. Альтшулера, Р. Ф. Трунина, А. И. Фунтикова. М.: Наука, 2000. 425 с.
2. Молодец А. М., Молодец М. А., Набатов С. С. Термодинамические потенциалы углерода // ФГВ. 2000. Т. 36, № 2. С. 88–93.
  3. 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.
  4. Кинеловский С. А., Маевский К. К. Расчет ударной адиабаты порошковых смесей с учетом зависимости коэффициента Грюнайзена от температуры // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2009. Т. 4, вып. 4. С. 71–78.
  5. Чарахчян А. А., Милявский В. В., Хищенко К. В. Применение моделей смеси для анализа ударно-волновых экспериментов с неполным фазовым превращением // ТВТ. 2009. Т. 47, № 2. С. 254–261.
  6. Бельхеева Р. К. Моделирование прямых фазовых переходов при ударно-волновом нагружении графита // Сиб. журн. промышленной математики. 2007. Т. 10, № 1. С. 25–32.
  7. Крысанов Ю. А. Анализ результатов ударного нагружения пористого углерода // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны: Тр. междунар. конф. «Х Харитоновские тематические научные чтения 2009 г.». Саров, 2009. С. 244–249.
  8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
  9. LASL Shock Hugoniot Data / Ed. by S. P. Marsh. Berkeley: Univ. California Press, 1980. P. 658.
  10. Gust W. H. Phase Transition and Shock-Compression Parameters to 120 GPa Fog Three Types of Graphite and for Amorphous Carbon // Phys. Rev. B. 1980. Vol. 22. No. 10. P. 4744–4756.
  11. Compendium of Shock Wave Data / Ed. by M. van Thiel. Livermore: Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-50108, 1977. P. 69.
  12. Павловский М. Н., Дранкин В. П. К вопросу о металлической фазе углерода // ЖЭТФ. Письма в редакцию. 1966. Т. 4, вып. 5. С. 116–118.
  13. 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, 2006. С. 531.
  14. Дремин А. Н., Першин С. В. К вопросу о динамической сжимаемости углерода // ФГВ. 1968. Т. 4, № 1. С. 112–115.
  15. Хищенко К. В., Жерноклетов М. В., Ломоносов И. В., Павловский М. Н., Симаков Г. В., Фортков 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, 2002. С. 94–98.
  16. Ломоносов И. В., Фортков В. Е., Фролова А. А., Хищенко К. В., Чарахчян А. А., Шуриалов Л. В. Численное исследование ударного сжатия графита и его превращение в алмаз в конических мишенях // ЖТФ. 2003. Т. 73, № 6. С. 66–75.
  17. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В., Медведев А. Б., Rogozkin B. D. Сжатие титана в ударных волнах // ТВТ. 1999. Т. 37, № 6. С. 881–886.
  18. 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 / Ed. by R. Kinslow. N. Y.: Academic Press, 1970. P. 293–417.
  19. Кульков С. Н., Нестеренко В. Ф., Королёв П. В. и др. Активация взрывом быстрозакаленного субмикронного порошка  $ZrO_2(Y)$  // ФГВ. 1993. Т. 29, № 6. С. 66–72.
  20. Кульков С. Н., Кинеловский С. А. Превращения в диоксиде циркония в условиях кумулятивного взрыва // ПЖТФ. 2008. Т. 34, вып. 7, С. 7–13.
  21. Osamu Ohtaka, Shoichi Kume, Eiji Ito. Stability Field of Cotunnite-Type Zirconia // Journal of the American Ceramic Society. 1990. Vol. 73. No. 3. P. 744–745.
  22. Leger J. M., Tomaszewski P. E., Atouf A., Pereira A. S. Pressure-Induced Structural Phase Transitions in Zirconia under High Pressure // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. No. 21. P. 14075–14083.

23. Aldeber P., Nraverse J. P. Structure and Ionic Mobility of Zirconia at High Temperature // J. Am. Cer. Soc. 1985. Vol. 68. No. 34 P. 34–40.

24. Ackermann R. J., Garg S. P., Rauth E. G. High-Temperature Phase Diagram for the Sys-

tem Zr // J. Am. Cer. Soc. 1977. Vol. 60. No. 7–8. P. 341–345.

*Материал поступил в редколлегию 25.04.2011*

**S. A. Kinelovskiy, S. N. Kulkov, K. K. Maevskiy**

**CALCULATION OF SHOCK ADIABATS  
FOR MATERIALS UNDERGOES A PHASE TRANSITION**

We propose a model that allows a single velocity and temperature approximation, and assuming the same pressure for all phases, to calculate the behavior of porous powder mixtures during shockwave loading taking into account the phase transition. Numerical results are compared with available experimental results of different authors to solid and porous media (shock adiabat, double compression shock waves). It is shown that the calculation gives good agreement with experiment for graphite and titanium

*Keywords:* shock adiabat, phase transition, porous heterogeneous media, powder mixture, one-temperature approximation, one-velocity approximation, Gruneisen ratio.