

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО СЖАТИЯ ПОРИСТОГО Al_2O_3

Л. А. Мержиевский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Сформулирована модель, описывающая поведение керамики Al_2O_3 при динамическом и ударно-волновом сжатии. За основу принята модель вязкоупругого тела максвелловского типа, ранее успешно применявшаяся для моделирования сжатия металлических пористых сред. Рассчитаны ударные адиабаты, в том числе и для случая высокой пористости, проанализирована эволюция импульсов сжатия конечной длительности, распространяющихся по пористому полупространству. Расчеты подтверждают вывод о влиянии размера зерен (пор) на ударно-волновой процесс и конечный результат.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение динамического сжатия пористых (чаще всего — порошковых) сред проводится как для исследования свойств и особенностей поведения широко распространенных в природе и технике пористых материалов, так и для решения технологических задач, возникающих при их импульсном прессовании. Особое внимание привлекают керамические пористые материалы, обладающие рядом уникальных для практического применения свойств. Экспериментальному исследованию компактирования керамических порошков посвящено значительное число работ (см., например, труды последних конференций Американского физического общества «Ударные волны в конденсированных средах»), большая часть которых имеет технологическую направленность. Отсутствие детальных данных о кинетике деформирования пористых сред, включающей динамику захлопывания реальных пор, затрудняет построение моделей их деформирования. Особого внимания заслуживает наименее изученный и трудно поддающийся описанию в рамках традиционных представлений случай материалов с большой пористостью.

С точки зрения механики сплошных сред основная особенность деформирования пористых сред заключается в наличии необратимых объемных деформаций. Это зачастую не учитывается при построении моделей деформирования пористых сред, когда используются «подправленные» модели упругопластического деформирования, базирующиеся на постулате о необратимом изменении формы, из которого следует пластическая несжимаемость веще-

ства. В ряде других теорий, названных в [1] теориями первого приближения, пренебрегается влиянием сопротивления сдвигу на поведение среды при необратимом уплотнении и далее, т. е. полагается, что тензор напряжения в среде является шаровым. Как отмечалось в [2], при ударно-волновом нагружении даже для металлических порошков такая гипотеза может оказаться недостаточно обоснованной. Еще большее сомнение вызывает применимость данной гипотезы в случае порошков из керамических материалов, имеющих более высокий уровень сопротивления сдвигу. Таким образом, необходимо изменение принципов, закладываемых в строящиеся модели динамического деформирования пористых сред. Этому требованию отвечают максвелловские представления о механизмах необратимого деформирования, ранее успешно примененные для описания поведения металлических пористых материалов [2, 3]. В данной работе реализованный в [3, 2] подход распространяется на случай пористых керамических материалов (порошков).

ФИЗИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛИ

На начальной стадии динамического сжатия пористого вещества происходит захлопывание пор, в результате чего в материале образуются локальные области с высокой концентрацией напряжений и повышенной температурой, в которых осуществляется пластическое течение или разрушение зерен. Таким образом, в конечном состоянии в уплотненном веществе существуют малые области («горячие точки») с высокими внутренними напряжения-

ми и температурой. Для достижения термодинамического равновесия элемента среды, содержащего определенное количество таких областей, требуется некоторое характерное время. Его можно отождествить с временем релаксации плотности (удельного объема) среды. В предлагаемой модели соответствующая гипотеза заключается в предположении, что в процессе нагружения (разгрузки) меняется разгрузочная плотность среды ρ_* , которая релаксирует к текущему значению плотности ρ . При этом полное сжатие среды ρ/ρ_0 (ρ_0 — ее начальная плотность) представляется в виде произведения упругого ρ/ρ_* и необратимого ρ_*/ρ_0 сжатий:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\rho}{\rho_*} \frac{\rho_*}{\rho_0}.$$

Параллельно с описанным процессом происходит релаксация касательных напряжений в сплошных участках пористого материала и в пористом веществе в целом. Этот процесс становится доминирующим после полного захлопывания пор (сжатия до монолитного состояния). Учет релаксации касательных напряжений дает возможность описания необратимых касательных деформаций, приводящих к изменению формы.

Все рассмотренные процессы протекают одновременно и каждый со своей скоростью, определяемой соответствующими микроструктурными механизмами. Далее предполагается аддитивность процессов релаксации, что позволяет в формулируемых уравнениях описывать их отдельными слагаемыми.

В основе рассматриваемой модели лежит модель вязкоупругого тела максвелловского типа, ранее успешно применявшаяся для описания динамического и ударно-волнового сжатия сплошной керамики [4]. Детальный вывод основных уравнений модели приведен в [3]. Система состоит из законов сохранения массы, импульса и энергии и дополнительных дифференциальных уравнений, описывающих эволюцию компонент тензора эффективных упругих деформаций. В главных осях тензора деформаций, совпадающих с главными осями тензора напряжений, система имеет вид

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial r_i} = 0, \quad \rho \frac{du_i}{dt} - \frac{\partial \sigma_i}{\partial r_i} = 0,$$

$$\rho \frac{dE}{dt} - \sum_{i=1}^3 \sigma_i \frac{\partial u_i}{\partial r_i} = 0,$$

$$\frac{dh_i}{dt} - \frac{\partial u_i}{\partial r_i} = -\frac{h_i - h}{\tau_1} - \frac{h}{\tau_2},$$

$$h = \frac{h_1 + h_2 + h_3}{3}.$$

Здесь t , r_i — время и пространственные координаты; u_i — компоненты вектора скорости; $E(h_i, s)$ — удельная плотность внутренней энергии; σ_i — главные значения тензора напряжений; h_i — главные значения тензора деформаций Генки; $\tau_1(h_i, s)$, $\tau_2(h_i, s)$ — времена релаксации касательных напряжений и объемных деформаций; s — энтропия. В выписанном варианте не учитываются массовые силы, объемные источники и теплопередача. Система замыкается уравнением для плотности внутренней энергии при нешаровом тензоре деформаций E , формулами Мурнагана

$$\sigma_i = \rho \frac{\partial E}{\partial h_i},$$

задающими связь компонент тензора деформаций и напряжений, и зависимостями $\tau_1(h_i, s)$ и $\tau_2(h_i, s)$. Построение соотношения для τ_1 детально описано в [4]. В его основе — уравнение состояния Ми — Грюнайзена, в котором пренебрегается тепловым возбуждением электронов, а в качестве упругой составляющей принято выражение, получаемое с помощью потенциала Борна — Майера.

В данной работе рассмотрены в основном плоские одномерные нестационарные задачи. Соответствующая система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 - \sigma_1)}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial [\rho(E + u^2/2)]}{\partial t} + \frac{\partial [\rho u(E + u^2/2) - \sigma_1 u]}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho h_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho u h_2}{\partial r} = -\rho \left[\frac{d_2}{\tau_1} + \frac{1}{3} \frac{k}{\tau_2} \right],$$

$$\frac{\partial \rho h_3}{\partial t} + \frac{\partial \rho u h_3}{\partial r} = -\rho \left[\frac{d_3}{\tau_1} + \frac{1}{3} \frac{k}{\tau_2} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho k_0}{\partial t} + \frac{\partial \rho u k_0}{\partial r} = -\rho \frac{k}{\tau_2},$$

$$k_0 = \ln \frac{\rho_*}{\rho}, \quad k = \ln \frac{\rho_*}{\rho}, \quad \rho = \rho_* \exp(-3h),$$

$$d_2 = h_2 - \frac{1}{3}k, \quad d_3 = h_3 - \frac{1}{3}k.$$

ВРЕМЕНА РЕЛАКСАЦИИ

Для полного замыкания системы уравнений модели необходимы зависимости $\tau_1(h_i, s)$ и $\tau_2(h_i, s)$, которые в рассматриваемом подходе могут считаться составляющими уравнения состояния среды. При их построении используются представления о микроструктурных механизмах соответствующих необратимых деформаций. Это позволяет учесть в континуальной модели деформирования наличие реальной микроструктуры материала и ее роль в необратимых изменениях состояния среды.

Основным механизмом релаксации касательных напряжений, возникающих в сплошном материале, является эволюция поля дислокаций. Методика построения зависимости для τ_1 для сплошной керамики Al_2O_3 детально описана в [4]. Время τ_1 пропорционально величине, обратной скорости пластической (необратимой) деформации, которая связана с параметрами, характеризующими дислокационный ансамбль, соотношением Орована

$$\tau_1 = \frac{a}{bNv}, \quad (2)$$

где b — модуль вектора Бюргерса; N, v — плотность подвижных дислокаций на единицу объема и их средняя скорость; a — коэффициент пропорциональности. Естественно, (2) не описывает всего многообразия микроструктурных механизмов релаксации касательных напряжений, но, как показывают многочисленные расчеты, дает возможность хорошего описания динамических процессов в широком диапазоне изменения уровня нагрузок и температур. Анализ режимов движения и эволюции дислокационного ансамбля и сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показали, что можно выбрать зависимость времени релаксации τ_1 от параметров, характеризующих состояние среды, в форме

$$\tau_1 = \tau_{10} \frac{\exp(\sigma_0/\sigma)}{N_0 + M\varepsilon}.$$

Параметры зависимости для Al_2O_3 , рассчитанные в [4], имеют следующие значения: $N_0 = 10^6 \text{ см}^{-2}$; $M = 10^{10} \text{ см}^{-2}$; $\tau_{10} = 10^2 \text{ мкс} \cdot \text{см}^{-2}$; $\sigma_0 = 55 \text{ ГПа}$.

Для построения $\tau_2(h_i, s)$ использован подход, развитый в [2]. По аналогии с τ_1 время релаксации объемной деформации (плотности) полагается обратно пропорциональным скорости объемной деформации, которую характеризует изменение удельного объема V . Поскольку

изменение удельного объема пористого вещества происходит в первую очередь за счет закрытия пор, необходимо связать dV/dt с динамикой захлопывания. Для характеристики изменения удельного объема вводится величина пористости $\alpha = V_p/V_s$, где V_p, V_s — удельные объемы пористого и сплошного материалов. Принимая во внимание решение о динамике одиночной поры, полученное в [5], и ряд дополнительных качественных рассуждений, в [2] построена следующая зависимость:

$$\tau_2 = \frac{\tau_{20}R(\alpha - 1)^n}{wc(\alpha - 1)^{n+1}} \exp\left(-\frac{p}{p_0}\right), \quad (3)$$

где w — скорость объемной деформации, очевидным образом связанная со скоростью изменения удельного объема; p — текущее гидростатическое давление, p_0 — давление, при котором начинается необратимое уплотнение; α_0 — начальная пористость среды; R — характерный размер зерна (средний размер сплошного участка в пористом материале с каркасом); c — скорость звука в сплошном материале. Структура зависимости (3) соответствует тому, что после сжатия до монолитного состояния объемная деформация становится упругой. Зависимость в явном виде учитывает влияние размера зерна на время релаксации, а следовательно, и на весь процесс сжатия пористого вещества. При фиксированном размере зерна множитель R/c можно включить в постоянную τ_0 , тогда $\tau_0 = \frac{\tau_{20}R}{c}$. Параметры τ_0 и n рассчитаны по методике, описанной в [2]: $\tau_0 = 0,131$; $n = 4$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Адекватность предлагаемого модельного описания реальному поведению пористого керамического материала на примере Al_2O_3 проверялась сравнением результатов решения ряда задач динамического деформирования с соответствующими экспериментальными данными.

Первой из таких задач является задача об одноосной деформации слоя (слой порошка в жесткой обойме). Система уравнений одноосной деформации получается из (1). При дополнительном предположении об однородности деформации все функции оказываются зависящими только от времени и система (1) превращается в систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

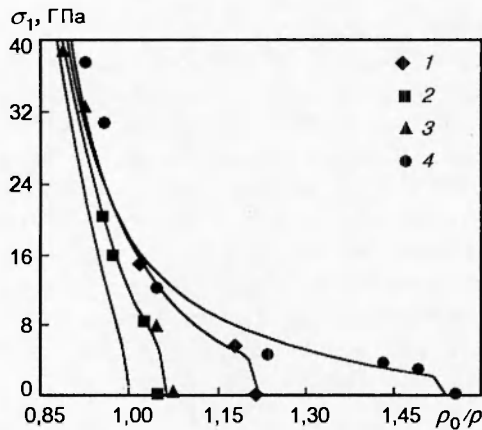


Рис. 1. Сравнение расчетных кривых одноосного сжатия (сплошные линии) с экспериментальными данными (точки):

1-3 — данные [1], 4 — [6]

$$\frac{dh_1}{dt} = \dot{\epsilon}_1 - \frac{d_1}{\tau_1} - \frac{1}{3} \frac{k}{\tau_2},$$

$$\frac{dh_2}{dt} = -\frac{d_2}{\tau_1} - \frac{1}{3} \frac{k}{\tau_2}, \quad \frac{dk_0}{dt} = -\frac{k}{\tau_2},$$

$$\frac{ds}{dt} = \frac{d_1 \sigma_1 + 2d_2 \sigma_2}{\rho T \tau_1} + \frac{(\sigma_1 + 2\sigma_2)k}{3\rho T \tau_2},$$

$$h_3 = h_2, \quad \sigma_3 = \sigma_2, \quad \kappa_0 = \ln \frac{\rho^*}{\rho_0}, \quad k = \ln \frac{\rho^*}{\rho},$$

$$\rho = \rho^* \exp(-3h), \quad \sigma_i = \rho \frac{\partial E}{\partial h_i}, \quad T = \frac{\partial E}{\partial s},$$

$$\tau_1 = \tau_1(h_i, s), \quad \tau_2 = \tau_2(h_i, s), \quad E = E(h_i, s),$$

где $\dot{\epsilon}_1$ — скорость деформации в направлении сжатия, в данном случае совпадающая с w . При задаваемой скорости объемной деформации система решалась методом Рунге — Кутты четвертого порядка.

Результаты расчетов сравниваются с соответствующими экспериментальными данными на рис. 1. Расчет проведен при $\dot{\epsilon}_1 = 10^4 \text{ с}^{-1}$. Начальные линейные участки кривых (упругое деформирование) сменяются необратимым уплотнением, асимптотически приближающимся к монолитному состоянию. Расчет демонстрирует влияние начальной пористости на величину напряжения (давления), при котором начинается необратимое уплотнение. После достижения предельного для данной нагрузки уплотнения происходит переход к упругому объемному сжатию. Соответствие расчетных и экспериментальных данных можно признать хорошим.

В следующих задачах моделировалось ударно — волновое деформирование среды. Решалась система уравнений (1) с постановкой соответствующих начально-краевых условий.

С целью выяснения применимости модели для расчета поведения сред с высокой пористостью проведен прямой расчет ударной адиабаты вещества с $\alpha_0 = 3,6$ (экспериментальная адиабата такого материала приведена в [7]). Для этого численно решались задачи о распаде разрыва при заданных скачках массовой скорости u . Математически это соответствует решению системы (1) со следующими начально-краевыми условиями:

$$t = 0: \quad h_1 = h_2 = h_3 = 0, \quad u = 0,$$

$$\rho^* = \rho_0, \quad s = s_0;$$

$$t > 0: \quad r = 0: \quad u = u_0 = \text{const};$$

$$r = r_0: \quad \sigma_1 = 0.$$

На рис. 2, 3 приведены результаты расчетов в форме зависимостей скорости ударной волны D и напряжения (давления) σ_1 от u в сравнении с экспериментальными данными. Сплошной линией показана гидродинамическая ударная адиабата, построенная с использованием приведенного в [4] уравнения состояния по описанной в [8] методике. Рассчитанные по предлагаемой модели точки ударной адиабаты лежат в пределах погрешности экспериментов, т. е. модель описывает ударное сжатие и высокопористой среды. Ударная адиабата, построенная на основе традиционного подхода, существенно хуже описывает результаты экспериментов.

В следующей задаче рассчитывалась эволюция треугольного импульса сжатия с максимальной амплитудой $\sigma_{10} = 40 \text{ ГПа}$, приложенного к границе пористого полупространства с $\alpha_0 = 1,55$. Данный пример демонстрирует, насколько адекватно в предлагаемой модели учитываются диссипативные процессы, которые сопровождают взаимодействие ударной волны с догоняющей волной разрежения, вызывающее затухание амплитуды ударной волны. Соответствующие начальные и краевые условия для системы (1) имеют вид

$$t = 0: \quad h_1 = h_2 = h_3 = 0,$$

$$u = 0, \quad \rho^* = \rho_0, \quad s = s_0;$$

$$t > 0: \quad r = 0: \quad \sigma_1 = \begin{cases} \sigma_{10}(1 - t/t_0), & 0 \leq t \leq t_0, \\ 0, & t > t_0, \end{cases}$$

$$r = r_0. \quad \sigma_1 = 0.$$

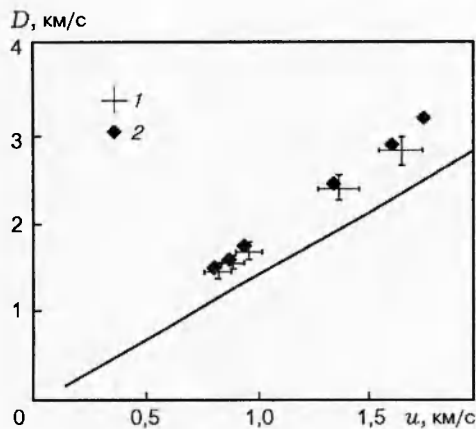


Рис. 2. Ударная адиабата в координатах (D, u) :

1 — данные [7], 2 — расчет, сплошная линия — гидродинамическая ударная адиабата

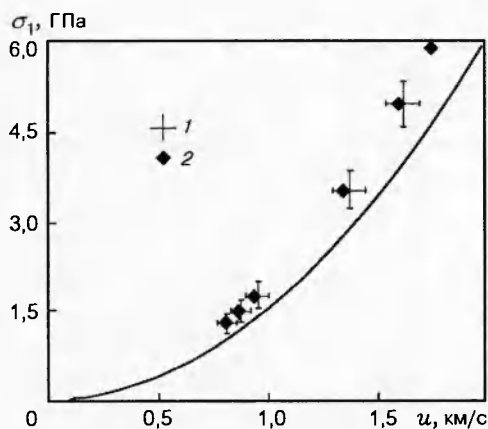


Рис. 3. Ударная адиабата в координатах (σ_1, u) :

обозначения те же, что на рис. 2

В расчетах $t_0 = 0,5$ мкс. Результаты в виде зависимостей $u(r)$ и $\sigma_1(r)$ в различные моменты времени показаны на рис. 4 и 5. Перед фронтом ударной волны распространяется слабое возмущение. Этот эффект наблюдается и в экспериментах (упругий предвестник, распространяющийся по частицам порошка). Происходит быстрое затухание амплитуды волны по мере ее распространения. Для сравнения на рисунках кривыми 1 показано затухание такого же импульса в сплошном материале. Резкое количественное и качественное отличие изменения амплитуд в пористом и сплошном материалах свидетельствует о различии механизмов диссипации. Своеобразно эволюционирует массовая

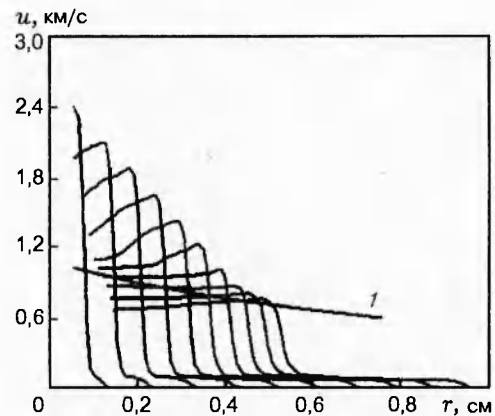


Рис. 4. Профили массовой скорости в распространяющейся волне сжатия:

1 — затухание амплитуды такого же импульса в сплошной среде

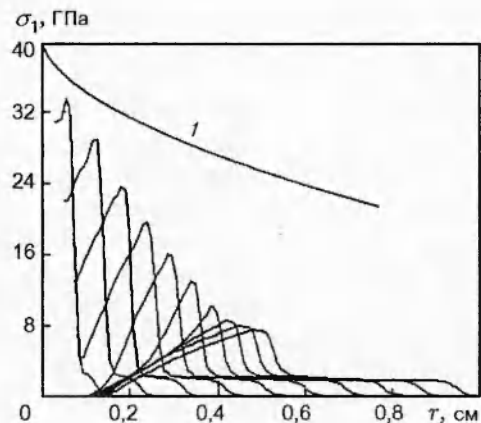


Рис. 5. Профили напряжения в распространяющейся волне сжатия:

1 — то же, что на рис. 4

скорость: после прохождения волной сжатия некоторого относительно небольшого расстояния за фронтом волны уплотнения устанавливается ее практически постоянное распределение. Эта особенность в случае металлического порошка отмечалась и ранее [2]. В сплошном материале импульс в координатах u, r сохраняет подобие треугольной формы во время всего процесса [4]. Зависимость $\sigma_1(r)$ сохраняет треугольную форму, однако при этом многократно возрастает длительность импульса.

На рис. 6 приведены профили стационарных волн уплотнения различной амплитуды в порошке с $\alpha_0 = 1,55$ в момент времени $t = 1$ мкс. В данном случае решалась задача о движении поршня с постоянной скоростью. Система (1) решалась с начально-граничным усло-

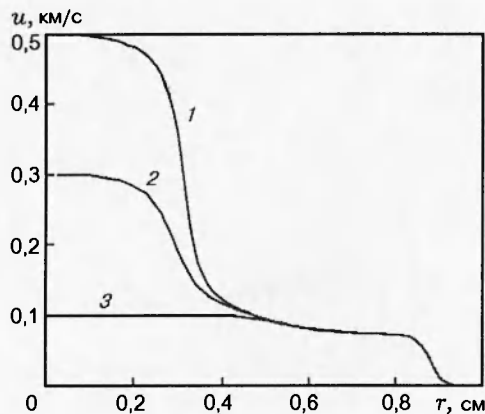


Рис. 6. Ударные волны различной амплитуды:

$u_0 = 500$ (1), 300 (2), 100 м/с (3)

вием

$$t \geq 0, \quad r = 0: \quad u = u_0.$$

Зависимость 3 соответствует чисто упругому импульсу, когда вообще не происходит необратимого уплотнения материала. При этом, как и в остальных случаях, перед фронтом распространяется сигнал малой амплитуды, скорость которого равна продольной скорости звука в сплошном материале. При $u_0 = 300$ м/с происходит частичное необратимое уплотнение, при котором в сжатом веществе присутствует некоторая остаточная пористость. В условиях сжатия, соответствующих кривой 1, материал уплотняется практически до плотности монолитного вещества. Волны необратимого сжатия имеют разные скорости распространения и ширину, которая определяется временем релаксации плотности.

Влияние размеров частиц порошка на процесс ударно-волнового сжатия прослеживается на рис. 7. Здесь приведены профили волн сжатия, имеющих массовую скорость $u = 500$ м/с для пористого вещества с $\alpha_0 = 1,55$ в момент времени $t = 1$ мкс. При одинаковой исходной пористости размеры частиц (в расчете — величина R) отличаются на порядок. Форма кривых, ширина фронта и скорости волн, амплитуды напряжений, при которых начинается необратимое уплотнение пористого материала, а также величины напряжений и гидростатических давлений за фронтом волн различны. Всё это свидетельствует о важной роли, которую играет размер частиц в процессе динамического деформирования пористых сред. К сожалению, экспериментальные исследования

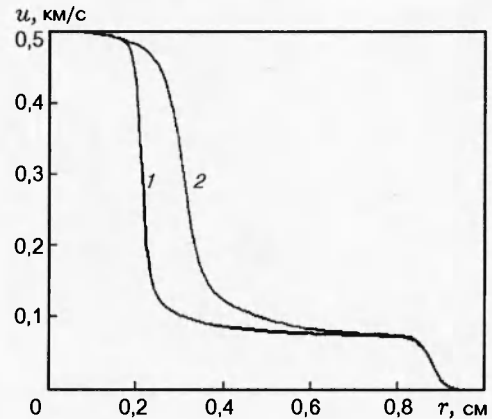


Рис. 7. Влияние размера частиц на структуру ударной волны:

значения R для кривых 1, 2 отличаются на порядок

этой роли в настоящее время практически отсутствуют. Можно указать только работу [9], где определялись ударные адиабаты четырех различных фракций песка. Результаты опытов показали отличие ударных адиабат различных фракций в реализованном диапазоне нагрузок.

ВЫВОДЫ

Модель вязкоупругого тела максвелловского типа, ранее применявшаяся для расчетов динамического деформирования сплошных металлических и керамических, а также пористых металлических материалов, распространена на описание нового класса сред — пористых керамических материалов. Построена зависимость времени релаксации плотности (удельного объема) от параметров состояния среды. Примененность построенной модели подтверждена сравнением результатов расчетов с независимыми экспериментальными данными.

Исследование показало, что, несмотря на количественные различия, в процессах динамического сжатия металлических и керамических порошков присутствуют общие качественные особенности, что позволяет объединять их в один класс пористых материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Херрман В. Определяющие уравнения уплотняющихся пористых материалов // Проблемы теории пластичности. М.: Мир, 1976. С. 178–216.
2. Мерзиевский Л. А., Тягельский А. В. Моделирование динамического сжатия пористого железа // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 4. С. 124–133.

3. Роменский Е. И. Релаксационная модель для описания деформирования пористых материалов // ПМТФ. 1988. № 5. С. 145–149.
4. Мержиевский Л. А. Моделирование динамического сжатия поликристаллического Al_2O_3 // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 6. С. 85–94.
5. Carroll M. M., Holt A. C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, N 4. P. 1626–1635.
6. Прюммер Р. Обработка порошкообразных материалов взрывом. М.: Мир, 1990.
7. Пай В. В., Яковлев И. В., Кузьмин Г. Е. Исследование ударного сжатия композиционных пористых сред невозмущающим электромагнитным методом // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 124–129.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: ГИФМЛ, 1963.
9. Дианов М. Д., Златин Н. А., Мочалов С. М. и др. Ударная сжимаемость сухого и водонасыщенного песка // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2, вып. 12. С. 529–532.

Поступила в редакцию 5/VIII 1999 г.
