

06

Математическое моделирование ударного сжатия пористого молибдена в рамках гетерогенной модели

© А.М. Молодец, В.В. Ким, А.Н. Емельянов

Институт проблем химической физики РАН,
142432 Черноголовка, Московская область, Россия
e-mail: molodets@icp.ac.ru

(Поступило в Редакцию 9 августа 2013 г.)

Проведено численное моделирование ударного сжатия гетерогенного материала. Физическая модель имеет своим прототипом слоистую модель пористого материала и представляет набор тонких пластин матрицы с известным уравнением состояния, отделенных друг от друга слоями наполнителя также с известным уравнением состояния. Модель предназначена для расчета параметров ударного сжатия (давления, температуры, массовой скорости) матрицы и наполнителя слоистых гетерогенных материалов во время их одномерного ударного сжатия в рамках разработанного гидрокода. Адекватность предлагаемой модели проверена на примере пористого молибдена при его ударно-волновом нагружении до давлений 15–70 ГПа и температур до 4000 К.

Введение

Поведение гетерогенных, в том числе пористых материалов при интенсивном импульсном воздействии относится к обширной области теплофизики многофазных сред, фундаментальные теоретические разработки которой представлены в [1]. Пористые материалы можно определить как монолитную матрицу конденсированной составляющей, содержащую газовые включения. Многие пористые материалы в виде порошков, керамик, пен и др. широко используются в исследовательских и прикладных задачах физики ударного сжатия. Поэтому разработке уравнений состояния пористых материалов применительно к условиям ударно-волнового нагружения посвящено большое количество работ (см. [2–9] и ссылки в них).

В этих работах предложены модели и уравнения состояния пористых материалов в широком диапазоне пористостей и давлений ударного сжатия. При этом принимаются во внимание плавление, испарение, ионизация матрицы материала (см. [3]), его упругопластическое поведение (см. [4]), наличие воздуха в порах (см. [5,6]). В большинстве работ пористый гетерогенный материал моделируется гомогенной средой, содержащей дополнительный параметр ρ — отношение плотности монолитной матрицы к средней плотности пористого материала. Этот параметр называется пористостью и по определению не содержит никаких характеристик частиц матрицы и наполнителя, например, их размеров.

В настоящее время широкое распространение получают модели (будем их называть численными), которые моделируют свойства гетерогенного материала путем непосредственного расчета формоизменения частиц определенного размера в рамках гидродинамического кода (см., например, [7–9]). Одной из первых моделей пористого материала, содержащей геометрические ха-

рактеристики его частиц, является работа [10]. В этой работе реальный пористый материал моделируется набором монолитных пластин (слоев) некоторой толщины, разделенных вакуумными промежутками такой толщины, чтобы пористость модельного материала совпадала с пористостью реального образца.

Предлагаемая нами численная модель представляет собой развитие модели [10] для слоистых гетерогенных материалов. Модель предназначена для расчета термодинамических (давления и температуры) и кинематических (массовой скорости) параметров монолитной компоненты матрицы и наполнителя гетерогенного материала во время его сильного одномерного ударного сжатия.

Слоистая модель гетерогенного материала

На рис. 1, *a* схематически изображен двухкомпонентный гетерогенный материал, состоящий из частиц матрицы с размером δ и плотностью ρ_{01} и наполнителя γ плотностью ρ_{02} . На рис. 1, *b* по аналогии с [10] представлена слоистая модель двухкомпонентного гетерогенного материала, состоящего из частиц матрицы, каждая из которых представляет собой слой толщиной δ и плотностью ρ_{01} . Между частицами матрицы располагаются частицы-слои наполнителя плотностью $\rho_{02} \leq \rho_{01}$. Толщина слоев наполнителя γ в модели выбирается так, чтобы отношение средней плотности материала к плотности материала частиц, т. е. пористость модельного материала π

$$\pi = \frac{\gamma + \delta}{\gamma(\rho_{02}/\rho_{01}) + \delta}, \quad (1)$$

совпадала с пористостью ρ реальных образцов, определяемой как отношение плотности материала матрицы к средней плотности гетерогенного материала. Это будет

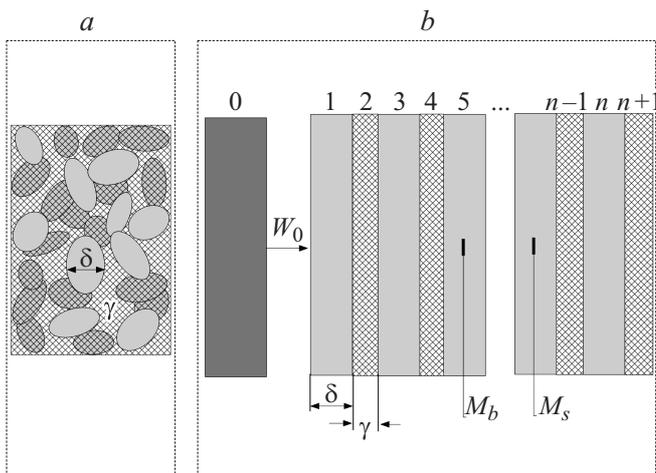


Рис. 1. Слоистая модель двухкомпонентного гетерогенного материала и его одномерное ударно-волновое нагружение. *a* — схема двухкомпонентного гетерогенного материала, *b* — ударно-волновое нагружение слоистого материала; 0 — ударник, летящий со скоростью W_0 . 1, 3, 5, ..., n — слои матрицы материала с начальной толщиной δ и начальной плотностью ρ_{01} . 2, 4, 6, ..., $n+1$ — слои материала наполнителя с начальной толщиной γ и начальной плотностью ρ_{02} . M_b — маркер, находящийся в каком-либо слое n_b для вывода профилей (зависимости от времени t) термодинамических и кинематических параметров слоя: давления $P(t)$, температуры $T(t)$, объема $V(t)$, а также массовой скорости $u(t)$. M_s — маркер, расположенный в некотором слое $n_s > n_b$.

иметь место, если выбрать γ как

$$\gamma = \frac{\delta(p - 1)}{1 - p(\rho_{02}/\rho_{01})}. \tag{2}$$

Для сравнения с экспериментом количество слоев n модельного образца слоистого материала выбирается так, чтобы его толщина совпадала с толщиной h_0 реального образца пористостью p , т.е. равной целой части от

$$n = 2h_0/(\gamma + \delta). \tag{3}$$

Чтобы получить количественные результаты, необходимо выбрать реалистические уравнения состояния материалов матрицы и наполнителя, а также разработать устойчивый гидродинамический код, который обеспечивал бы счет при сильных градиентах плотности в окрестности поверхностей раздела слоистой модели рис. 1, *b*. В настоящей работе использован одномерный гидрокод, в основе которого лежит модификация численного метода индивидуальных частиц. В этом методе непрерывная идеальная невязкая сжимаемая среда представляется в виде ансамбля конечно-размерных (т.е. вполне определенного размера) лагранжевых частиц, движущихся через неподвижную равномерную регулярную эйлерову сетку. Для расчета разрывных решений (ударные волны) используется метод добавления искусственной вязкости. Метод обладает первым порядком

точности по пространству/времени; величина шага по времени определяется из условия устойчивости Куранта. Метод позволяет рассчитывать сложные течения с множеством границ раздела, большими градиентами плотности и давления. Гидрокод разработан на основе [11].

Для замыкания системы уравнений сохранения Эйлера и определения термодинамических параметров использовались собственные и литературные уравнения состояния матрицы и наполнителя.

Расчет давления, массовой скорости и температуры при ударно-волновом нагружении пористого молибдена

Степень адекватности предлагаемой модели проверялась на примере ударного сжатия пористого молибдена, т.е. гетерогенного материала, матрицей которого является монокристаллический молибден.

Для монокристаллического молибдена было разработано полуэмпирическое уравнение состояния (см. Приложение). Для материала наполнителя использовались два варианта уравнений состояния. В варианте I четные слои на рис. 1, *b* представляли собой пустые промежутки, т.е. пространства между слоями матрицы „заполнялись“ вакуумом. В варианте II эти пространства „заполнялись“ воздухом с уравнениями состояния [2,12], представленными формулами (14) и (15) Приложения.

Кроме этого, рассчитывался вариант III, в котором образец представлял собой сплошную пластину безгазового пористого материала с пористостью p . Иными словами, вариант III представлял собой расчет пористого материала по гомогенной модели [2] с уравнением состояния монокристаллического молибдена из табл. 1 (см. далее).

Величины $\pi = p$, h_0 , n , δ , γ в схеме рис. 1 были выбраны так, чтобы результаты расчета можно было сравнить с экспериментом [13]. Эти значения для модельных образцов пористого молибдена составляли два набора $\pi = 1.26$, $h_0 = 1.26$ mm, $n = 100$, $\delta = 10$ μ m, $\gamma = 2.6$ μ m и $\pi = 2.3$, $h_0 = 2.3$ mm, $n = 100$, $\delta = 10$ μ m, $\gamma = 13$ μ m. Маркер M_b располагался в слое монокристаллической матрицы $n_b = 5$, маркер M_s также располагался в слое монокристаллической матрицы, но ближе к свободной поверхности образца $n_s = 95$. Во всех расчетах пренебрегалось теплообменом между слоями.

В расчетах задавалась скорость молибденового ударника (слой 0) толщиной 2 mm для $\pi = 1.26$ и 3 mm для $\pi = 2.3$. Максимальная скорость ударника W_0 в расчетах была выбрана так, чтобы фазовые траектории не пересекали кривую плавления молибдена из [14]. Эта максимальная скорость для $\pi = 1.26$ составила 2.7 km/s, для $\pi = 2.3$ соответственно 1.6 km/s.

Для пористости $\pi = 1.26$ были выполнены расчеты со скоростями ударника $W_{01} = 1.3$ km/s, $W_{02} = 2$ km/s, $W_{03} = 2.7$ km/s. Для пористости $\pi = 2.3$ были выполнены расчеты со скоростями ударника W_{01} и

Таблица 1. Коэффициенты полуэмпирического выражения (4) свободной энергии молибдена и тефлона

Вещество	Коэффициент							
	T_0, K	$V_0, \text{cm}^3/\text{mol}$	Θ_0, K	$\nu_0, \text{cm}^3/\text{mol}$	$\nu_x, \text{cm}^3/\text{mol}$	C_1, GPa	C_2, GPa	$C_3, \text{kJ/g}$
Мо	298	9.392	308.0	29.958	27.034	-250.341	516.620	-741.430
Тефлон	298	22.730	142.5	89.252	28.777	-703.9223	14660.29	-4145.836

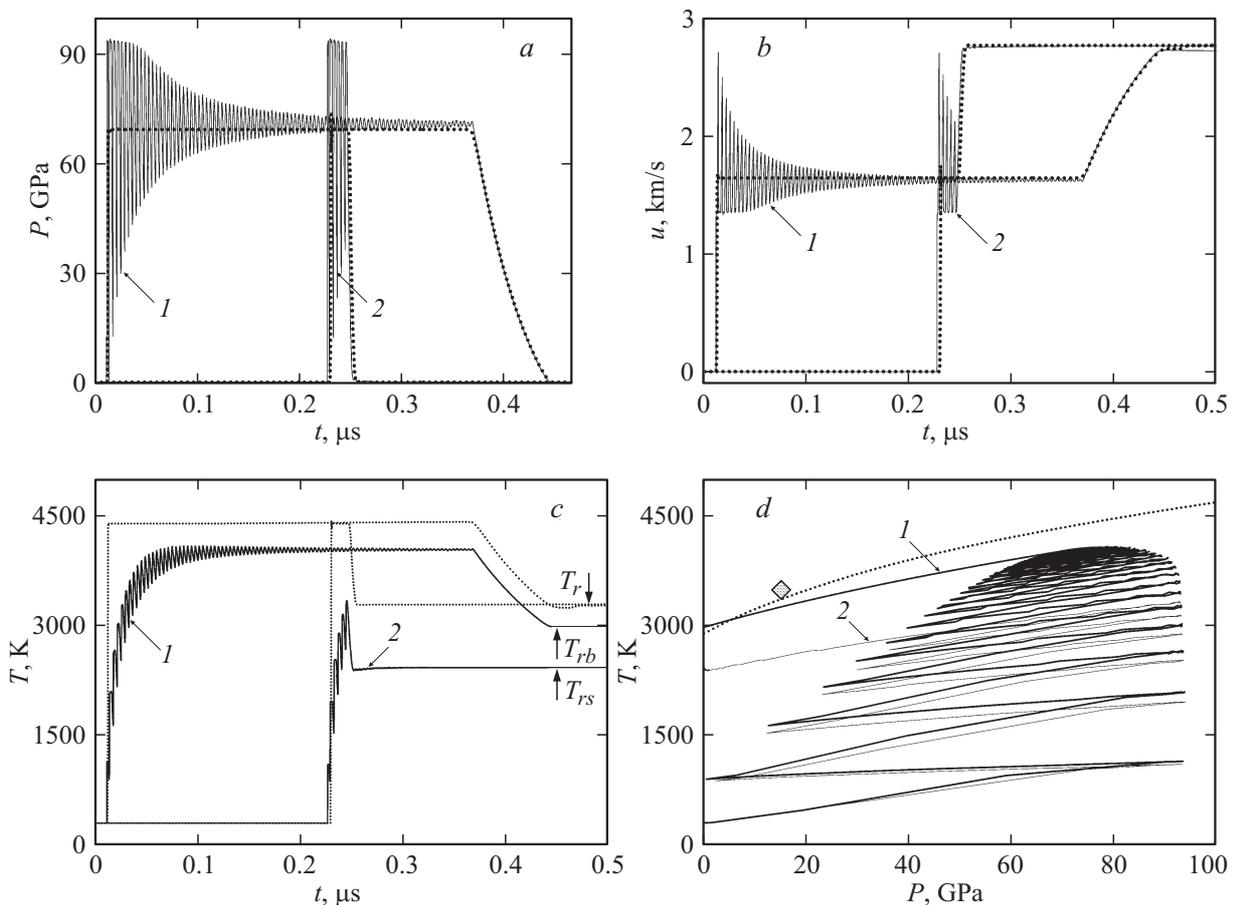


Рис. 2. Термодинамическая история ударно-волнового нагружения и разгрузки модельного образца молибдена с „вакуумным“ наполнителем и пористостью $\pi = 1.26$, нагружаемого монолитным молибденовым ударником, летящим со скоростью $W_{03} = 2.7 \text{ km/s}$. Сплошные линии на рисунках *a–d* — соответственно профили давления $P(t)$, массовой скорости $u(t)$, температуры $T(t)$, а также зависимости температуры от давления $T(P)$ на координатах маркеров M_b в слое молибдена n_b (графики 1) и M_s в слое молибдена n_s (графики 2). Пунктирными линиями на рисунках *a–c* приведены расчеты для образца пористого молибдена с пористостью $\pi = 1.26$, полученные по модели [2] в аналогичных условиях нагружения. Пунктирная линия на рис. 2, *d* — кривая плавления молибдена из [14], ромб — установившееся состояние температуры слоя молибдена при значениях скорости ударника $W_{04} = 1.6 \text{ km/s}$ и пористости $\pi = 2.3$.

$W_{04} = 1.6 \text{ km/s}$. На рис. 2 представлен пример типичных расчетных профилей (зависимостей от времени t) давления $P(t)$, массовой скорости $u(t)$, температуры $T(t)$, а также зависимости температуры от давления $T(P)$ на координатах маркеров M_b и M_s . Этот пример получен в расчете с пористостью $\pi = 1.26$ и скоростью ударника $W_0 = 2.7 \text{ km/s}$, когда слои матрицы имели толщину $\delta = 10 \mu\text{m}$, а слои наполнителя толщиной $\gamma = 2.6 \mu\text{m}$ „заполнялись“ вакуумом.

Обсуждение результатов

Как видно на рис. 2 (см. профили 1), за передними фронтами профилей все переменные испытывают затухающие колебания. Эти колебания обусловлены взаимодействием волн сжатия и разгрузки в слоях матрицы. Уменьшение амплитуды колебаний давления и массовой скорости в слое обусловлено волнами разгрузки. Увеличение средней температуры слоя обусловлено последо-

вательностью циклов ударный разогрев-разгрузка слоя, вызванных приходом ударных волн, возникающих при столкновении пластин матрицы. Резкие спады профилей $P(t)$ и $T(t)$ и подъемы профилей $u(t)$ в области $t \sim 0.25 \mu\text{s}$ и $t \sim 0.38 \mu\text{s}$ обусловлены приходом первой характеристики центрированной волны разрежения со свободной поверхности (слоя $n + 1$). Если же количество слоев взять, например, $n = 200$ так, чтобы „отодвинуть“ время прихода волны разрежения со свободной поверхности, то оказывается, что форма профилей 1 повторяет форму профилей 2. Это означает, что форма профилей стационарна. При этом расчеты показывают, что передний фронт профилей распространяется с постоянной скоростью D .

Через некоторое время $\sim \tau$ после прихода первой ударной волны все профили выходят на свои установившиеся значения: $P = P(t \gg \tau)$, $T = T(t \gg \tau)$, $u = u(t \gg \tau)$. Если, как обычно, определить τ временем, через которое амплитуда колебаний уменьшается в e раз, то при $\delta = 10 \mu\text{m}$ и $\gamma = 2.6 \mu\text{m}$ время τ составляет $\tau \sim 0.08 \mu\text{s}$, при $\delta = 20 \mu\text{m}$, $\gamma = 5.2 \mu\text{m}$ время τ составляет $\tau \sim 0.15 \mu\text{s}$, а при $\delta = 40 \mu\text{m}$, $\gamma = 10.4 \mu\text{m}$ время τ увеличивается, как показывают расчеты, до $\tau \sim 0.25 \mu\text{s}$. Таким образом, время τ выхода профилей давления, температуры и остальных термодинамических переменных слоя матрицы на свои установившиеся состояния зависит от размера частиц матрицы. В рассматриваемом случае $\tau \propto \delta$. Поэтому при рассмотрении полидисперсного наполнителя для времени τ следует использовать его максимальную величину.

На рис. 3 представлены установившиеся состояния молибденового слоя n_b в координатах давление P –массовая скорость u для двух пористостей и четырех скоростей ударника. Как видно, рассчитанные P – u –состояния модельных образцов совпадают с экспериментальными P – u –состояниями реальных пористых образцов из [13]. Это означает, что для слоистой модели выполняется закон сохранения импульса в виде $P = (\rho_{01}/\pi)Du$.

На рис. 3 показана расчетная точка 7 распада разрыва при выходе ударной волны на границу „пористый молибден/монокристаллический тефлон“. Как видно, эта точка попадает на экспериментальную ударную адиабату тефлона из [15], что также можно считать согласием следствий модели с экспериментом. Параметры распада разрыва (давление и массовая скорость) рассчитывались в гидрокоде с использованием соотношения (4) для тефлона с коэффициентами, приведенными в табл. 1 (область применимости уравнений состояния тефлона из табл. 1 по давлению ударного сжатия составляет 10–170 GPa).

Таким образом, слоистая модель с вакуумными прослойками позволяет рассчитывать ударную адиабату пористого молибдена пористостью $p = 1.26$ и $p = 2.3$, разгрузку этого материала и распад разрыва в координатах давление–массовая скорость.

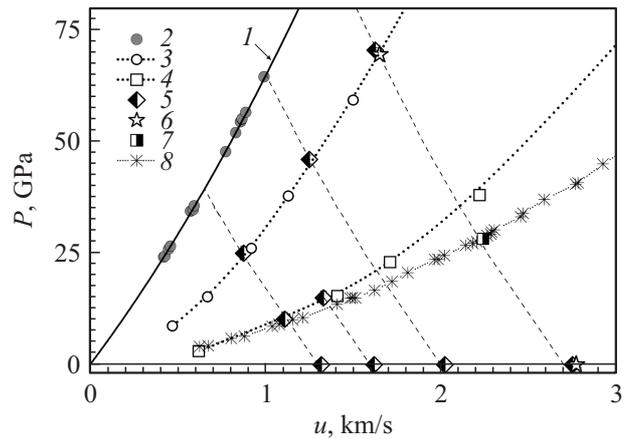


Рис. 3. Результаты модельных расчетов P – u –состояний пористого молибдена с „вакуумным“ наполнителем и их сравнение с экспериментом: 1 — расчет ударной адиабаты монокристаллического молибдена по уравнению состояния из табл. 1, 2 — экспериментальная ударная адиабата монокристаллического молибдена из [15], 3 — экспериментальные данные для пористого молибдена пористостью $p = 1.26$ из [13], 4 — экспериментальные данные для пористого молибдена пористостью $p = 2.3$ из [13], 5 — установившиеся состояния слоя n_b матрицы в расчетах по гетерогенной слоистой модели пористого молибдена с „вакуумным“ наполнителем для $\pi = 1.26$ и $\pi = 2.3$, 6 — состояния пористого молибдена в расчетах по гомогенной модели [2] для $p = 1.26$, 7 — расчет распада разрыва на границе пористый молибден–тефлон, 8 — экспериментальная ударная адиабата монокристаллического тефлона из [15]. Штриховые линии — зеркальные отражения ударной адиабаты 2 относительно вертикальных прямых $W_{01}/2$, $W_{02}/2$, $W_{03}/2$, $W_{04}/2$.

Сопоставим теперь расчеты профилей давления, массовой скорости и температуры по слоистой модели и по модели [2]. На рис. 2, *a–c* пунктирными линиями показаны расчеты пористого материала по модели [2], т.е. профили $P = P(t)$, $u = u(t)$, $T = T(t)$ гомогенного безгазового материала с пористостью $p = 1.26$. Видно, что расчеты установившихся значений давления и массовой скорости в слоистой модели совпадают с расчетами этих параметров по модели [2] с точностью 1%. Для профилей температуры $T(t)$ различие достигает 10%. Это различие можно объяснить тем, что в модели [2] ударное сжатие является однократным, а в слоистой модели последовательным многократным сжатием монокристаллических слоев матрицы, что уменьшает конечную температуру ударного нагружения.

Более существенно различие расчетов по двум моделям в начальных участках расчетных профилей $P = P(t)$, $u = u(t)$, $T = T(t)$. Смысл этого различия удобно проиллюстрировать на примере профилей температуры, если сопоставить расчетные профили (см. профили 2 на рис. 2) для слоев образца вблизи его свободной поверхности. Так, на рис. 2, *c* видно, что если разгрузка со свободной поверхности приходит в моменты $t < \tau$, то температура, рассчитанная по слоистой мо-

Таблица 2. Коэффициенты уравнений состояния (14) и (15) для воздуха [2,12]

Вещество	Коэффициент				
	$A, \text{g/mol}$	$V_0, \text{cm}^3/\text{g}$	b	α	β
Воздух	28.966	773.51	482.5	1.67	0.12

дели, отличается от расчетов по модели [2] на 30%. Это различие обусловлено тем, что в слоистой модели при $t < \tau$ состояние приповерхностных слоев не достигает своего установившегося значения. Поэтому разгрузка, начинаясь от состояний с меньшей температурой, приводит и к меньшим значениям остаточной температуры. Рис. 2, d иллюстрирует случай, когда учет отмеченного различия приводит к качественному эффекту. Здесь, согласно расчетам по слоистой модели, разгруженные приповерхностные слои имеют остаточную температуру T_{rs} , которая минимум на 600 К меньше температуры T_{rb} внутренних разгруженных слоев. В отличие от этого расчеты по модели [2] предсказывают для всего образца одинаковую остаточную температуру $T_r > T_{rb}$, которая может превышать температуру плавления молибдена $T_{ml} = 2980 \text{ К}$.

Таким образом, если ограничиться установившимися состояниями, то слоистая модель с вакуумными прослойками позволяет реконструировать термодинамическую историю ударного сжатия пористого материала, конечные состояния которого согласуются с расчетами по модели [2] с точностью 10%. Расчеты начальных участков истории нагружения могут различаться на 30%.

Были сделаны расчеты, когда промежутки между слоями были заполнены воздухом, с уравнением состояния реального газа из [2,12] (табл. 2). Осциллирующий характер расчетных профилей давления, массовой скорости и температуры с выходом их на установившиеся значения в этих расчетах сохранился при скоростях ударника в диапазоне $W_0 = 1.3\text{--}2.7 \text{ km/s}$. Однако даже при наименьшей скорости ударника $W_{01} = 1.3 \text{ km/s}$ расчетная плотность газообразного воздуха приближалась к $500\rho_{02}$, что существенно больше границы применимости $10\rho_{02}$ уравнения состояния из [2,12]. Поэтому полученные количественные результаты этих расчетов, особенно температуры воздуха, являются оценочными. Для уточнения расчетов термодинамических параметров воздуха в модели слоистого пористого образца требуется уравнение состояния газа в более широком диапазоне сжатий.

Заключение

Представлена численная модель слоистого гетерогенного материала. Эта модель реализована в рамках разработанного гидрокода, опирающегося на полуэмпирические уравнения состояния матрицы и наполнителя.

Проведены иллюстративные расчеты термодинамической истории ударного нагружения слоистого пористого молибдена и распада разрыва на границе „пористый молибден–тефлон“. Показано, что профили давления, температуры и массовой скорости в слоях монолитной матрицы имеют осциллирующий характер с выходом на установившиеся значения. Показано, что величины установившихся значений давления и массовой скорости совпадают с литературными экспериментальными значениями давлений и массовых скоростей пористого молибдена в области пористостей $p = 1.26\text{--}2.3$ и давлений ударного сжатия $15\text{--}70 \text{ GPa}$, при которых частицы пористого молибдена остаются в твердом (не расплавленном) состоянии. Проведено сравнение результатов расчетов в рамках слоистой гетерогенной модели и гомогенной модели пористого молибдена. Выявлены области совпадения и различия расчетов по этим двум моделям.

Приложение. Уравнения состояния молибдена и воздуха

Полуэмпирическое приближение (см. [16]) для фоновой части свободной энергии твердого тела (в настоящей работе для молибдена и тефлона) $F = F(V, T)$, где V — удельный объем материала, T — его температура, базируется на модели эйнштейновских осцилляторов

$$F = E_x + 3R \left[\frac{\Theta}{2} + T \ln \left(1 - \exp \left(-\frac{\Theta}{T} \right) \right) \right], \quad (4)$$

$$\Theta = \Theta_0 \left(\frac{v_0 - V}{v_0 - V_0} \right)^2 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{2/3}, \quad (5)$$

$$v_0 = V_0 \left(1 + \frac{2}{\gamma_0 - 2/3} \right), \quad (6)$$

где R — удельная газовая постоянная, $\Theta = \Theta(V)$ — характеристическая температура, зависящая только от объема, $\Theta_0 = \Theta(V_0)$, v_0 — параметр, имеющий смысл характеристического объема, $\gamma_0 = \gamma_0(V_0, T_0)$ — параметр Грюнрайзена, V_0 — начальный объем, T_0 — начальная температура.

Единственный подгоночный параметр модели v_x входит в выражение для потенциальной энергии $E_x = E_x(V)$

$$E_x = -v_x(C_1 H_x + C_2 x) + C_3, \quad (7)$$

$$H_x = 9 \left(\frac{1}{10} x^{-2/3} + 2x^{1/3} + \frac{3}{2} x^{4/3} - \frac{1}{7} x^{7/3} + \frac{1}{70} x^{10/3} \right), \quad (8)$$

$$x = \frac{V}{v_x}, \quad (9)$$

где C_1, C_2, C_3 — константы, выражающиеся через справочные свойства материала и параметр v_x .

Согласно термодинамическим тождествам, уравнения состояния определяются частными производными свободной энергии. Так, термическое уравнение состояния

$P = P(V, T) = -\partial F/\partial V$, т.е. зависимость давления P от объема и температуры в этой модели, имеет вид

$$P = P_x + 3R \frac{\gamma_G}{V} \Theta \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\exp(\Theta/T) - 1} \right), \quad (10)$$

где $P_x = P_x(V)$ — потенциальное давление

$$P_x = 3G_1 \left(-\frac{1}{5}x^{-5/3} + 2x^{-2/3} + 6x^{1/3} - x^{4/3} + \frac{1}{7}x^{7/3} \right) + C_2, \quad (11)$$

$\gamma_G = \gamma_G(V)$ — объемная зависимость коэффициента Грюнайзена

$$\gamma_G = -\frac{\partial \ln \Theta}{\partial \ln V} = \frac{2}{3} + \frac{2V}{v_0 - V}. \quad (12)$$

Калорическое уравнение состояния $E = E(V, T)$, т.е. зависимость энергии E от объема и температуры, имеет вид

$$E = E_x + \frac{V}{\gamma_G} (P - P_x). \quad (13)$$

Величина подгоночного параметра v_x определяется из условия наилучшего совпадения рассчитанных и экспериментальных ударных адиабат или изотерм.

Для определения коэффициентов полуэмпирического выражения (4) монокристаллического молибдена и тефлона в настоящей работе использованы экспериментальные ударные адиабаты этих материалов из [15]. Полный комплект полуэмпирического выражения (4) представлен в табл. 1. Адекватность модельных расчетов с помощью (4) экспериментальной ударной адиабате монокристаллического молибдена показана графиком I на рис. 3.

В качестве уравнения состояния газообразного воздуха взято его калорическое уравнение состояния [2], которое в [12] скорректировано применительно к другим газам как

$$E = bA^{-5/6} \left(\frac{T}{10^4} \right)^\alpha \left(\frac{V}{V_0} \right)^\beta. \quad (14)$$

Это уравнение состояния связывает энергию E с температурой T и удельным объемом V в диапазоне объемов $0.1V_0 - 10^3V_0$ (V_0 — нормальный объем) и температур в диапазоне $10\,000 - 250\,000$ К. Соответствующее термическое уравнение состояния имеет вид

$$P = \left(\frac{\beta}{\alpha - 1} \right) \frac{E}{V}. \quad (15)$$

Коэффициенты уравнений (14) и (15) для воздуха взяты из [12] и приведены в табл. 2. В этих уравнениях температура T выражается в градусах К, V — удельный объем в cm^3/g , молекулярный вес A выражается в g/mol , b — размерная константа, α, β — безразмерные константы. При значениях коэффициентов b, A, T , приведенных в табл. 2, энергия по (14) выражается в kJ/g , давление по (15) выражается в GPa .

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН „Вещество при высоких плотностях энергии“, подпрограмма „Энергетика и механика быстропротекающих процессов и самоорганизация в плазменных, газовых и конденсированных средах“.

Список литературы

- [1] *Низматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. 464 с.
- [2] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- [3] *Медведев А.Б., Трунин Р.Ф.* // УФН. 2012. Т. 182. № 8. С. 829–846.
- [4] *Herrmann W.* // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 6. P. 2490–2499.
- [5] *Алексеев Ю.Л., Ратников В.И., Рыбаков А.П.* // ПМТФ. 1971. Т. 12. № 2. С. 101–105.
- [6] *Кинеловский С.А., Маевский К.К.* // ФГВ. 2011. Т. 47. № 6. С. 101–109.
- [7] *Острик А.В., Острик Е.А.* // Химическая физика. 2001. Т. 20. № 8. С. 90–93.
- [8] *Jordan J.L., Herbold E.B., Sutherland G., Fraser A., Borg J., Richards D.W.* // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109. P. 013 531(1–8).
- [9] *Huang L., Han W.Z., An Q., Goddard W.A., Luo S.N.* // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 111. P. 0135 08(1–6).
- [10] *Thouvenin P.J.* // Le Journal de Physique. 1966. Т. 27. Mars–April. P. 183–189.
- [11] *Ким В.В.* Дисс. канд. физ.-мат. наук. Черноголовка, 2005. 131 с.
- [12] *Цикулин М.А., Попов Е.Г.* Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. 176 с.
- [13] *Трунин Р.Ф., Симаков Г.В., Сутулов Ю.Н., Медведев А.В., Rogozkin Б.Д., Федоров Ю.Е.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 4(9). С. 1024–1038.
- [14] *Belonoshko A.B., Simak S.I., Kochetov A.E., Johansson B., Burakovsky L., Preston D. L.* // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. N 19. P. 195 701(1–4).
- [15] LASL Shock Hugoniot Data / Ed. by S.P. Marsh. Berkeley: Univ. California Press, 1980. 658 p.
- [16] *Molodets A.M.* // High Pressure Res. 2010. Vol. 30. No 2. P. 325–331.