

УДК 532.593; 519.6

## МЕТОД КОНЕЧНО-РАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ В ЯЧЕЙКЕ, ПРИМЕНЯЕМЫЙ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ ТЕЛ\*\*

© 2008 г. А. В. Острик

*Институт проблем химической физики Российской академии наук, Черноголовка*

Поступила в редакцию 12.01.2007

Предлагается метод конечно-размерных частиц в ячейке, применяемый для численного моделирования высокоскоростного взаимодействия гетерогенных тел, в котором элементарная ячейка многокомпонентного материала отождествляется с эйлеровой смешанной ячейкой. Основное внимание уделяется адаптации уравнений состояния к их использованию в численных кодах. Описывается приближенный метод корректировки по правилу Максвелла феноменологически построенных калорических уравнений состояния в области существования двухфазной смеси жидкость–пар. Рассматривается проблема описания поведения метастабильных состояний конденсированной фазы при низких температурах. Предлагается равновесная модель элементарной (смешанной) ячейки с учетом фазовых переходов в ее компонентах (в лагранжевых частицах). Приводятся результаты расчета высокоскоростного взаимодействия свинцового цилиндра с гетерогенной полосой из стеклопластика.

Исследования высокоскоростного взаимодействия конденсированных сред представляют существенный интерес для широкого круга научно-технических задач. Достигнутые успехи в этих исследованиях позволили значительно продвинуться в решении таких практически важных задач, как создание противоракет [1], разработка противометеоритной защиты космических аппаратов [2], совершенствование методов изучения материалов при сверхвысоких давлениях [3]. На современном этапе достижения в области изучения высокоскоростного взаимодействия используются при разработке качественно новых технологий (высокоскоростного артиллерийского оружия [1], активной броневой защиты, ударного инициирования реакций термоядерного синтеза [4], определения состава космических тел по параметрам их реакции на ударное воздействие [5] и др.). Применяемые при этом материалы нового поколения имеют, как правило, гетерогенную структуру, создаваемую в некоторых случаях на основе нанотехнологий. Поэтому разработка эффективных методов численного моделирования высокоскоростного взаимодействия гетерогенных тел представляется весьма актуальной.

Под высокоскоростным взаимодействием в большинстве случаев понимают соударения тел с относительными скоростями, при которых тензор напряжений практически шаровой, т.е. сдвигом можно пренебречь и использовать для описа-

ния процессов уравнения газовой динамики (гидродинамики сжимаемых сред). В зависимости от материалов наименьшее значение относительной скорости, при которой допустимо гидродинамическое описание, изменяется от 1.5 км/с (для мягких металлов, например, свинца или олова) до 10 км/с (для сверхпрочных материалов, например, керамики или алмаза).

### ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ

В настоящее время предложен ряд численных методов решения многомерных уравнений нестационарной газовой динамики, каждый из которых оказывается эффективным для определенного круга задач. Для моделирования многофазных течений с большими деформациями, приводящими в ряде случаев к изменению топологической структуры расчетной области, как правило, используются методы, основанные на представлении сплошной среды множеством дискретных частиц. При таком подходе, когда каждая из частиц является носителем информации о вполне определенном конечном объеме конкретного вещества со сформировавшимся в процессе движения состоянием, достаточно просто и естественно (по сравнению с другими методами) решаются вопросы расчета контактных границ, образования новых фаз и различных видов разрушений.

В используемой модификации метода частиц [6] на эйлеровом этапе применяется явная условно-устойчивая (даже при нулевой искусственной вязкости) консервативная конечно-разностная схема,

\*\*Данная статья была представлена на Международной конференции “Ударные волны в конденсированных средах”, Санкт-Петербург, сентябрь, 2006 г.

на лагранжевом этапе перенос среды моделируется движением конечно-размерных частиц. Большое внимание в методе [6] уделяется численным процедурам упаковки и распаковки частиц, их дроблению и объединению. В результате этот метод позволяет получать достаточно монотонные профили параметров среды и эффективно описывать контактные границы. Ввиду использования частичного подхода естественным образом удается реализовывать различные модернизации кода, в частности, расширить его область применимости для численного моделирования высокоскоростного взаимодействия гетерогенных материалов (ГМ).

### КАЛОРИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ С УЧЕТОМ МНОГОФАЗНОСТИ И МЕТАСТАБИЛЬНОСТИ

Поскольку при численном решении нестационарных задач газовой динамики для вычисления давления, скорости звука и других физических величин приходится обращаться к уравнению состояния (УРС), экономичность всего алгоритма в значительной степени определяется затратами времени на вычисление параметров УРС. Это означает, что к алгоритму численной реализации УРС с необходимостью предъявляются высокие требования по эффективности и точности.

Ситуация, когда для компонентов ГМ известно только калорическое УРС, является скорее правилом, чем исключением [7]. В частности, это объясняется возможностью получения экспериментальных данных для построения этого вида УРС непосредственно по результатам ударно-волновых измерений. В то же время калорического УРС оказывается достаточно при решении многих задач высокоскоростного взаимодействия тел (исключая те случаи, когда важными оказываются процессы переноса, которые требуют для своего описания знания температуры среды). Однако в области двухфазного состояния вещества большинство феноменологически построенных УРС нуждаются в корректировке по правилу Максвелла [8]. Такая корректировка требует построения изотерм и, следовательно, знания термического УРС.

В случае отсутствия термического УРС и необходимости получения предварительных оценочных результатов выходом из положения может быть построение некоего модельного термического УРС, которое используется для корректировки УРС в переменных  $(v, T)$  и перехода к переменным  $(v, e)$  [9]. При этом модельное термическое УРС должно по крайней мере удовлетворять двум основным требованиям: качественно верно описывать поведение вещества в области двухфазности

и удовлетворять уравнению термодинамической совместности:

$$\left(\frac{\partial e}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p. \quad (1)$$

Конечно, предлагаемая процедура корректировки калорического УРС в области двухфазности не является корректной, и ее использование предполагает проверку малости (по сравнению с допустимой в проводимой оценке ошибкой) влияния выбора параметров и зависимостей, описывающих модельный термический УРС, на результаты корректировки.

Требование выполнения уравнения (1) сужает круг возможных зависимостей для построения модельного термического УРС. В большинстве используемых в расчетной практике калорических УРС предполагается аддитивность тепловых и холодных составляющих давлений и удельных внутренних энергий:

$$e = e_c(v) + e_T, \quad p = p(v, e) = p_c(v) + p_T(v, e_T),$$

$$p_c(v) = -\frac{de_c}{dv}. \quad (2)$$

Используя (2), можно записать условие термодинамической совместности (1) в виде

$$\left(\frac{\partial e_T}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial p_T}{\partial e_T}\right)_v \left(\frac{\partial e_T}{\partial T}\right)_v - p_T. \quad (3)$$

Таким образом, частные производные требующейся для корректировки зависимости модельного термического УРС  $e_T = e_T(v, T)$  должны быть связаны соотношением (3).

Наиболее просто вопрос построения УРС решается в случае, если предположить, что тепловая часть энергии зависит только от температуры. Тогда из (3) имеем

$$\frac{p_T}{T} = \left(\frac{\partial p_T}{\partial T}\right)_v,$$

откуда следует, что

$$p_T = \frac{\Psi(v)}{v} T. \quad (4)$$

Сравнивая (2) и (4), получаем, что принятое предположение о независимости тепловой энергии от  $v$  не противоречит заданному калорическому УРС (2) лишь в случае, если в нем тепловое давление представляется в виде произведения функций:

$$p_T = \frac{G(v)}{v} f(e_T). \quad (5)$$

Тогда из (4) и (5) получаем искомое термическое УРС

$$e_T = f^{-1}(CT), \quad (6)$$

где константа  $C$  может быть определена из условия, что при  $v \rightarrow \infty$  функции  $G(v)$ ,  $\psi(v)$  принимают свои предельные значения  $\gamma - 1$  и  $R/\mu$ , соответствующие УРС идеального газа:

$$C = \lim_{v \rightarrow \infty} \frac{\psi(v)}{G(v)} = \frac{R/\mu}{\gamma - 1} = C_v,$$

т.е. искомая константа совпадает с удельной теплоемкостью при постоянном объеме. В результате показано, что для достаточно широкого класса калорических УРС можно построить термодинамически непротиворечивое термическое УРС, в котором тепловая часть энергии зависит только от температуры. Рассмотренный простейший вариант модельного термического УРС весьма удобен для корректировки по правилу Максвелла, так как в этом случае изотермы совпадают с линиями постоянной тепловой энергии, для построения которых достаточно зафиксировать  $e_T$  в калорическом УРС (2).

Если формально применить только что описанную процедуру корректировки УРС в области двухфазности к феноменологически построенному калорическому УРС, то область двухфазности будет протираться до нулевых давлений, причем уровень нулевого давления будет соответствовать нулевой (при абсолютной температуре  $T = 0$ ) изотерме (очевидно, что она является и изэнтропой), описываемой холодной составляющей давления  $p_c(p)$ . В качестве примера на рис. 1 представлены в координатах  $P-\delta$  ( $\delta$  – относительная плотность) область двухфазных состояний (граница этой области называется бинодалью) и изэнтропы расширения (от начальной относительной плотности  $\delta = 1.1$ ) свинца, построенные по феноменологическому УРС [10].

В этом УРС тепловая компонента давления определяется в зависимости от тепловой энергии согласно соотношению

$$p_T = \frac{G(v)Q_s + \eta e_T}{v} \frac{Q_s + \xi e_T}{Q_s + \xi e_T} e_T. \quad (7)$$

Сравнивая (5) и (7) получаем, что

$$f(e_T) = \frac{Q_s + \eta e_T}{Q_s + \xi e_T} e_T \quad (8)$$

и, согласно (6), модельное термическое УРС имеет в этом случае вид

$$e_T = f^{-1}(C_v T) = \frac{\xi C_v T - Q_s}{2\eta} + \left[ \left( \frac{\xi C_v T - Q_s}{2\eta} \right)^2 + \frac{Q_s C_v T}{\eta} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Поскольку вся область ниже холодной составляющей давления физически недостижима, то из рис. 1 следует, что состояния с отрицательным давлением в рамках рассматриваемой модели не реа-

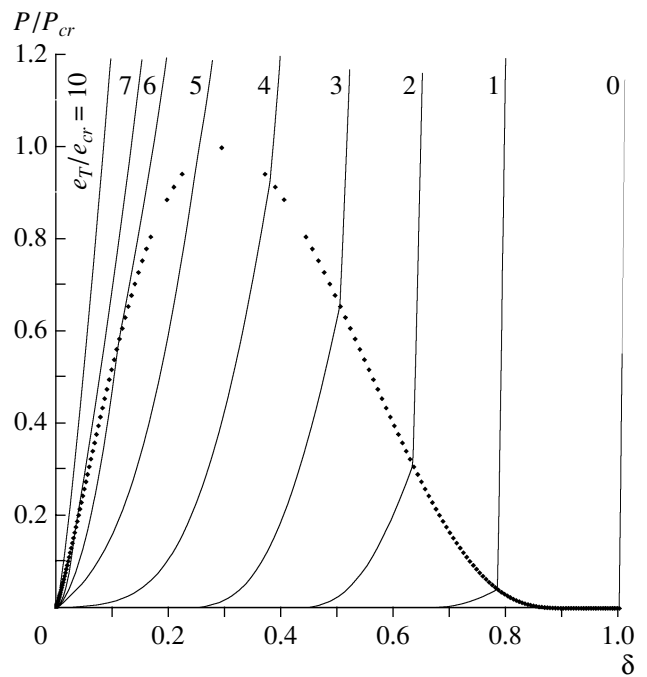


Рис. 1. Изэнтропы расширения свинца без учета метастабильности.

лизуются. Это противоречит очевидному факту, что вещество в твердой фазе (в рамках модели [10] отсутствует различие между твердой и жидкой фазами, поскольку энергия плавления, как правило, много меньше энергии сублимации и обе фазы в этом случае принято называть конденсированным состоянием (выдерживает достаточно большие (десятки тысяч атмосфер) растягивающие напряжения. Противоречие возникает вследствие того, что вещество, находясь внутри нижней части области под бинодалью, не распадается на двухфазную смесь конденсат–пар, а переходит в метастабильное состояние. Это обусловлено увеличением устойчивости метастабильных состояния (МС) при затухании тепловых флуктуаций в области низких температур. При этом область, ограниченная бинодалью, разбивается на зоны метастабильных и двухфазных состояний, и необходимо построить модель перехода от одних состояний к другим. Следует отметить, что проблема перехода от метастабильных состояний к двухфазным возникает при любой попытке построения достаточно корректного широкодиапазонного УРС. Однако наиболее остро эта проблема проявляется в тех случаях, когда необходимо рассматривать одновременно поведение вещества в газообразном состоянии и в твердой фазе при высоких уровнях растягивающих напряжений. Такие задачи, помимо высокоскоростных соударений с разрушением, возникают, например, при расчетах тыльных отколов в конденсированных преградах, образующихся вследствие субли-

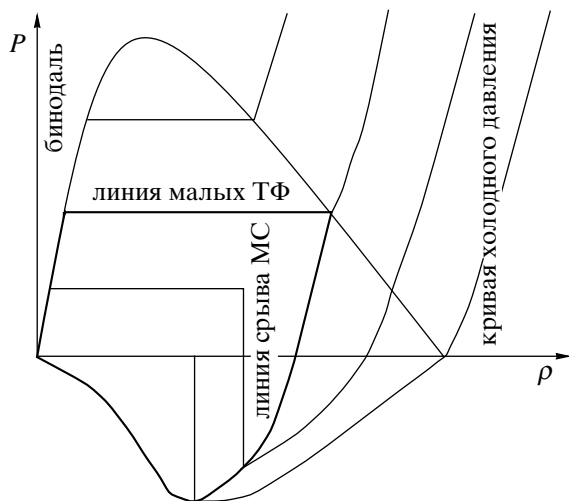


Рис. 2. Границы областей МС и двухфазности.

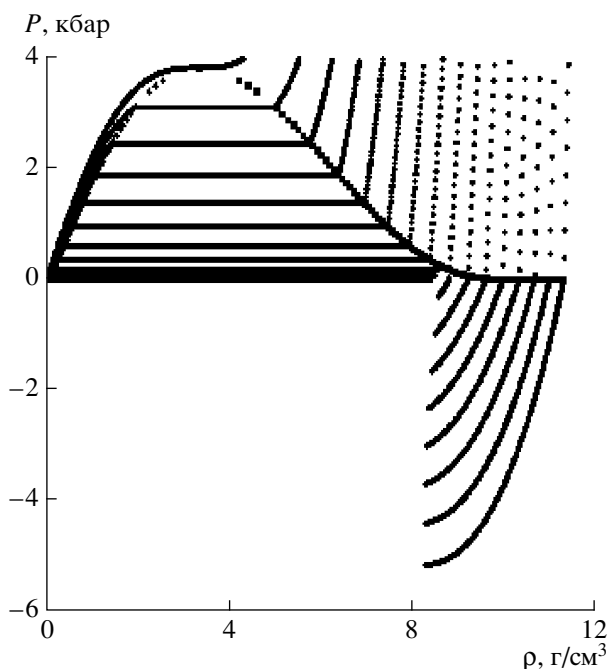


Рис. 3. Изотермы для свинца с учетом двухфазности и МС.

мации вещества на их внешних поверхностях, облучаемых рентгеновским излучением [11].

Модель перехода должна, прежде всего, содержать формулировку критериев, обеспечивающих реализацию МС и позволяющих построить границы, разделяющие область под бинодалью на зоны метастабильности и двухфазности. К сожалению, такие критерии или соответствующие экспериментальные данные для конкретных веществ нам не известны. Однако можно сформулировать некоторые эвристические требования, позволяющие построить приближенную модель,

качественно правильно описывающую переход от метастабильности к двухфазности.

Поскольку метастабильность имеет место при малых тепловых флуктуациях (ТФ), то можно ввести некоторый уровень температуры (в приближении модельного термического УРС (9) – некоторый уровень тепловой энергии), ниже которого метастабильные состояния возможны и реализуются тем вероятнее, чем они ближе к правой ветви бинодали (дальше от газообразного состояния). Под бинодалью определенному температурному уровню однозначно соответствует уровень давления, поэтому целесообразно ввести коэффициент давления  $k_p < 1$  (в расчетах он принимался равным 0.1), такой что при давлениях, меньших  $kP_{cr}$ , под бинодалью возможны МС. Показанная на рис. 2 горизонтальная прямая  $P = kP_{cr}$  отделяет от бинодали нижнюю часть, где уровень ТФ мал и возможна реализация метастабильных состояний. Эту прямую естественно назвать линией малых ТФ. Введение коэффициента давления не решает полностью рассматриваемой проблемы. Если при давлениях ниже  $kP_{cr}$  мы допустим, что реализуется метастабильность, и будем применять УРС без корректировки на двухфазность, то после прохождения минимума изотермы окажутся в области, где не выполняется одно из основных требований к УРС, используемых в современных газодинамических кодах, а именно, неравенство  $(\partial P / \partial \rho)_T > 0$ . Как известно, ситуации, когда при постоянной температуре с ростом давления падает плотность, не реализуема и физически. Поэтому представляется целесообразным в этой области изменения термодинамических параметров скорректировать УРС, предположив, что состояний с  $(\partial P / \partial \rho)_T < 0$  метастабильные изотермы не достигают, поскольку вещество на более раннем этапе переходит в область двухфазности.

Наиболее устойчиво метастабильное состояние при  $T = 0$  и нулевая изотерма в принципе может реализоваться до своего минимума. Эту точку можно принять за начало линии срыва МС. Конец этой линии находится, очевидно, на пересечении уровня давления  $kP_{cr}$  с правой ветвью бинодали (см. рис. 2). Эта точка соответствует ситуации, когда срыв метастабильного состояния происходит сразу при его образовании. Между этими двумя точками положение линия срыва метастабильных состояний не определено, но, во-первых, она должна проходить правее точек минимума изотерм (правее правой ветви бинодали), а во-вторых, она должна быть однозначной функцией плотности.

На рис. 3 показаны изотермы для свинца, построенные по УРС [10] и скорректированные по предлагаемому алгоритму (здесь и далее для удобства представления все отрицательные давления в случае свинца уменьшены в 10 раз). Видно, что отрицательные значения давлений достигают

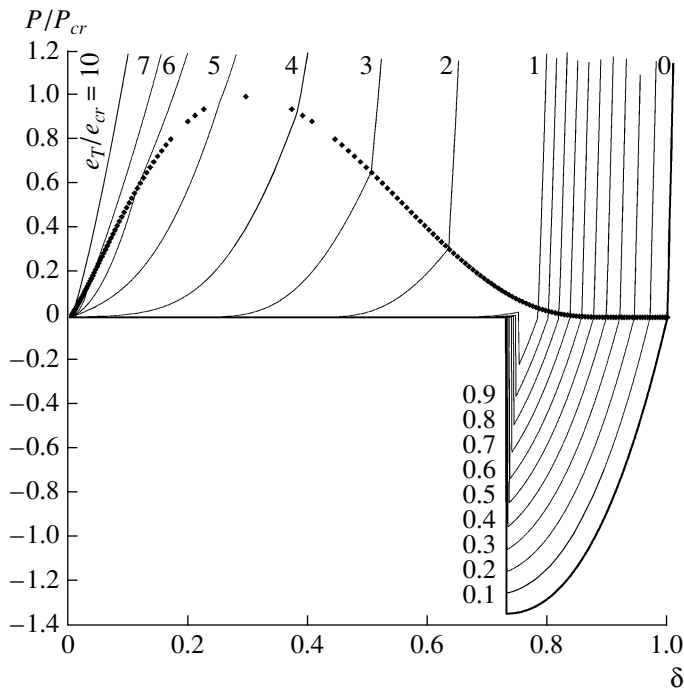


Рис. 4. Изэнтропы расширения свинца с учетом двухфазности и МС.

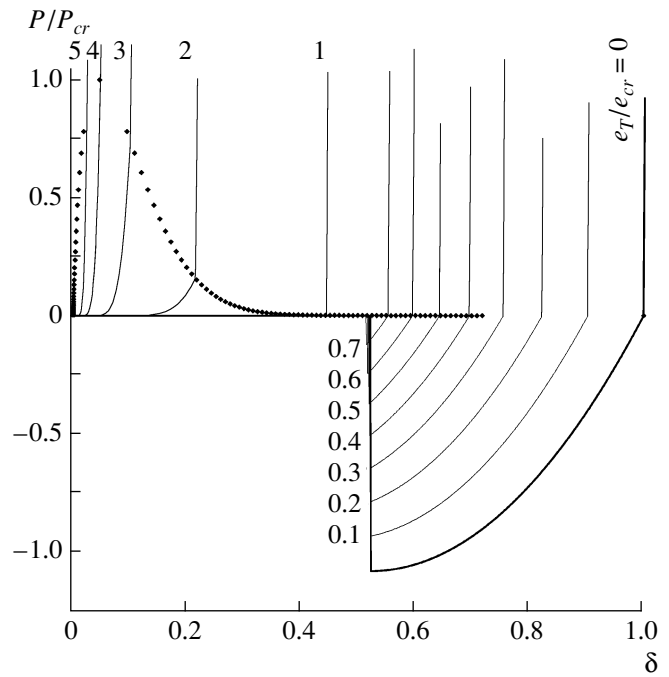


Рис. 5. Изэнтропы расширения ЭПК с учетом двухфазности и МС.

чрезвычайно больших величин. В частности, они превышают откольную прочность свинца (5 кбар) на порядок. Полученное несоответствие теоретической и наблюдаемой прочности материалов общеизвестно и обсуждать его причины здесь нет необходимости. Стоит только отметить, что современные коды для расчета волн напряжений в конденсированных средах включают численные реализации различных моделей разрушения, которые делают невозможным достижение столь низких значений отрицательных давлений при решении конкретных задач. Поэтому нет необходимости в корректировке УРС для устранения различия в теоретической и наблюдаемой прочности. Следует также учесть, что чем совершеннее структура материала, тем это различие меньше, а развитие современных нанотехнологий позволяет надеяться на получение материалов все более высокого качества. На рис. 4 представлены изэнтропы расширения свинца, посчитанные с учетом метастабильности конденсата при низких температурах.

Значительный интерес представляет построение УРС композитных материалов и их компонентов. На рис. 5 представлены результаты расчетов зон двухфазных и метастабильных состояний, а также изэнтроп расширения для одной из термостойких эпоксидно-полиамидных композиций (ЭПК) современных композитных материалов (для удобства представления все отрицательные давления в случае ЭПК уменьшены в 100 раз).

Таким образом, описанный подход позволяет корректировать феноменологически построенные calorические уравнения состояния с целью обеспечения возможности их использования в современных численных кодах.

### МОДЕЛЬ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЯЧЕЙКИ ГМ

Важным моментом при использовании различных модификаций метода частиц является расчет смешанных ячеек, образующихся в окрестности области контакта взаимодействующих тел. В случае же гетерогенных тел все ячейки оказываются смешанными, поскольку представляется вполне логичным отождествить их с элементарными ячейками ГМ. При этом, конечно, возникает необходимость считать смешанные ячейки более эффективно, поскольку их стало много, но зато в рамках метода частиц с отождествлением элементарных и смешанных ячеек легко учесть межкомпонентную пористость: достаточно оставить в расчетных ячейках пустоты между частицами различных компонентов.

В предлагаемом численном коде расчета ударного взаимодействия гетерогенных тел применяется равновесная модель элементарной (смешанной) ячейки [12] с учетом фазовых переходов в ее компонентах (в лагранжевых частицах), для которой предложен эффективный способ численной реализации [13]. В этой модели предполагается, что успевают выравниваться не только давления

компонентов, но и их температуры (для элементарной ячейки это справедливо в случае достаточно малых характерных размеров включений наполнителя; для смешанной ячейки это всегда можно добиться уменьшением ее размеров).

Как было показано, введение температурного параметра в калорическое УРС оказалось целесообразным для его корректировки в двухфазной области. Если использовать этот подход и для изотермической смешанной ячейки с частицами, поведение которых описывается калорическими УРС, то температуру можно рассматривать просто как удобный параметр, постоянное значение которого задает физически верное распределение энергии между частицами. Необходимо, конечно, как-то согласовать этот монотонно возрастающий вместе с тепловой энергией параметр для различных веществ. В работе при описании поведения компонентов ГМ (или частиц смешанной ячейки) используется УРС [9], в котором согласование температурного параметра для различных веществ реализуется из условия его равенства температуре в критической точке. Следует отметить, что ис-

пользование калорического УРС, дополненного температурным параметром, является удобным средством отладки предлагаемого алгоритма расчета равновесной ячейки, сам же алгоритм предназначен для проведения численного моделирования задач газовой динамики с применением широкого диапазона табличных УРС.

Далее для простоты предполагается, что кривые равновесия фаз “конденсат–пар”  $P_{SL-G}^k(T)$  ( $k = 1, \dots, N$ ;  $N$  – число частиц) входящих в состав ячейки частиц не пересекаются. При этом условии в двухфазном состоянии может находиться лишь одна из частиц (частицы, состоящие из одного и того же вещества, в пределах ячейки сливаются в одну частицу большей массы). Первоначально в предлагаемом алгоритме проверяется возможность нахождения  $k$ -й частицы в двухфазном состоянии. В этом случае должны выполняться уравнения баланса объема (для простоты также предполагается отсутствие пустот, хотя обобщение на пористый ГМ не представляет принципиальных затруднений) и внутренней энергии в ячейке:

$$\begin{cases} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^N \frac{m_i}{\rho_i(T, P_{SL-G}^k(T))} + \left[ \frac{(1 - m_{SL}^k)}{\rho_G^k(T)} + \frac{m_{SL}^k}{\rho_{SL}^k(T)} \right] = \frac{\sum_{i=1}^N m_i}{\rho_\Sigma}, \\ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^N m_i e_i(T, P_{SL-G}^k(T)) + m_k [(1 - m_{SL}^k) e_G^k(T) + m_{SL}^k e_{SL}^k(T)] = \sum_{i=1}^N m_i e_\Sigma, \end{cases} \quad (10)$$

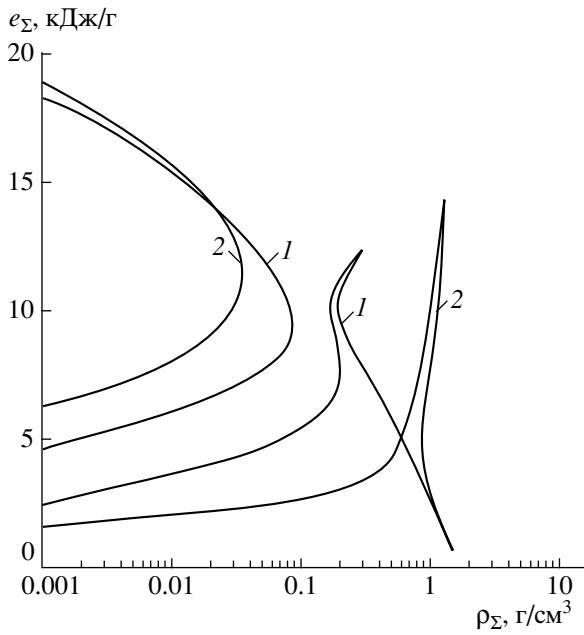
где  $m_i$  – массы частиц (для гетерогенной ячейки  $m_i$  – массовые доли компонентов, для которых  $\sum_{i=1}^N m_i = 1$ );  $\rho_i(T, P)$ ,  $e_i(T, P)$  – заданные для каждой частицы уравнением состояния функции;  $m_{SL}^k$  – массовая доля конденсата в частице, находящейся в двухфазном состоянии;  $\rho_\Sigma$ ,  $e_\Sigma$  – плотность и удельная энергия всей ячейки (или ГМ) в целом. Незвестная массовая концентрация конденсата  $m_{SL}^k$  входит в первое уравнение системы линейно и легко выражается из него через температуру. Подставляя ее во второе уравнение, получаем одно нелинейное уравнение для определения температуры  $T$ , которое решается численно с помощью эффективной процедуры поиска корня ZEROIN, описанной в [14]. Эта процедура модернизирована так, что если в некоторой области значений  $T$  массовая доля конденсата отрицательна или превышает единицу, то решение не ищется (т.е. используется процедура поиска корня при дополнительных ограничениях). После определения  $T$

давление в ячейке находится по кривой фазового равновесия  $P = P_{SL-G}^k(T)$ .

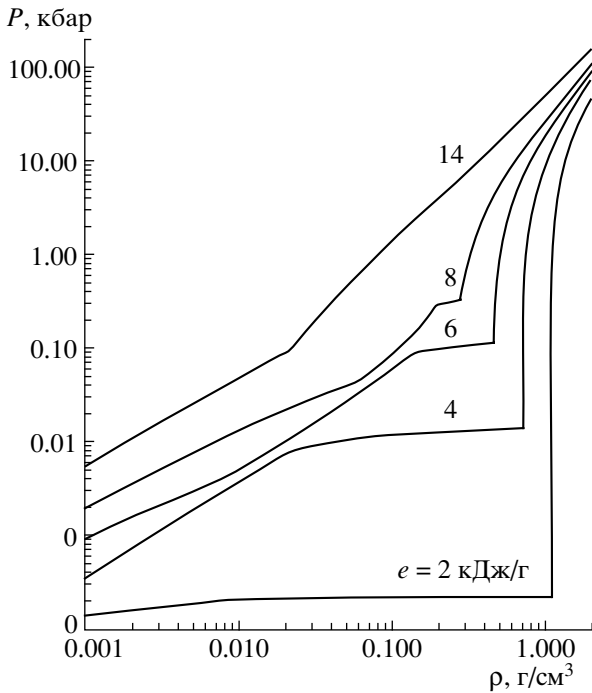
В том случае, когда ни для одного из значений  $k = 1, \dots, N$  решение системы (1) при условии  $0 \leq m_{SL}^k \leq 1$  не находится, необходимо решать систему двух нелинейных уравнений:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^N \frac{m_i}{\rho_i(T, P)} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i}{\rho_\Sigma}, \\ \sum_{i=1}^N m_i e_i(T, P) = \sum_{i=1}^N m_i e_\Sigma. \end{cases} \quad (11)$$

Система уравнений (11) для определения параметров ячейки  $T$ ,  $P$  решается численно двукратным применением процедуры ZEROIN. Следует отметить, что, несмотря на высокую эффектив-

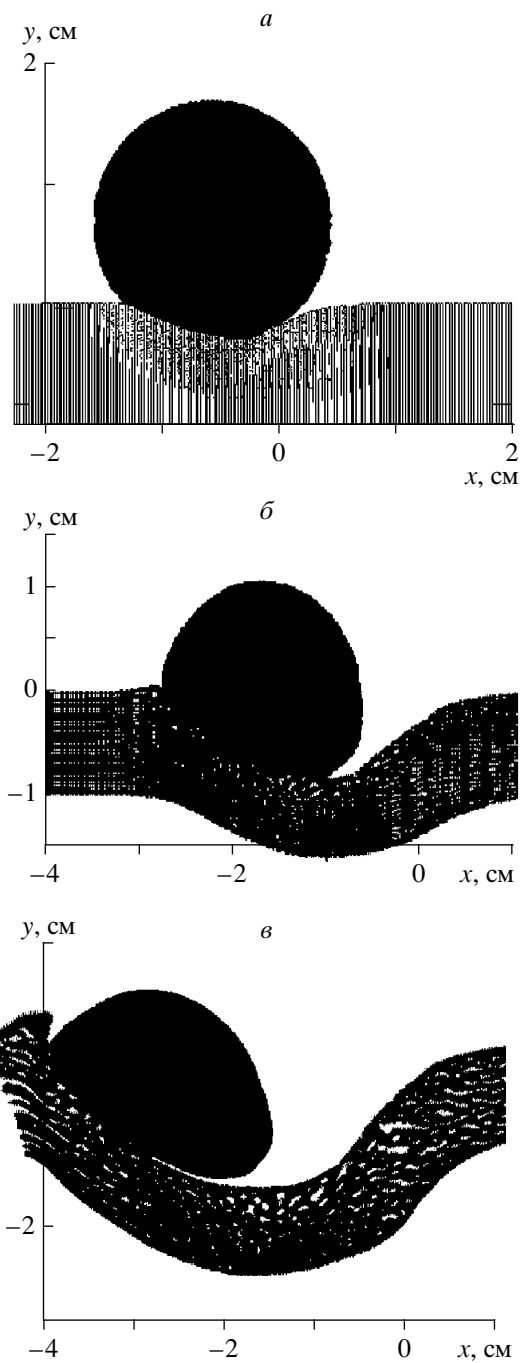


**Рис. 6.** Области двухфазных состояний ГМ: 1 – 70% ЭПК + 30% свинца; 2 – 70% ЭПК + 30% диоксида олова.



**Рис. 7.** Уравнение состояния ГМ (70% ЭПК + 30% Pb).

ность этой процедуры и единственность решения у системы (11), время поиска значений  $T$  и  $P$  из (11) на порядок превосходит время проверки наличия решения у системы (10). Поэтому в численном коде первоначально предпринята попытка решить систему (11) методом итераций по Ньютону, и лишь в немногочисленных случаях неуспеха ис-



**Рис. 8.** Формоизменение тел при  $t = 1$  (а), 3 (б) и 5 мкс (в).

пользуется алгоритм двукратного применения процедуры ZEROIN. Таким образом, предлагаемый алгоритм позволяет рассчитать параметры смешанной ячейки (в частности, распределение внутренней энергии по частицам) или применительно к ячейке ГМ построить УРС гетерогенного материала:  $P = P(\rho_\Sigma, e_\Sigma)$ .

На рис. 6 представлены результаты расчетов зон двухфазности одного из компонентов ГМ, состоящего из эпоксидной смолы, наполненной различными тяжелыми включениями: свинцом или диоксидом олова. Видно, что двухфазные состояния заполняют значительную часть представляющей практический интерес области состояний ГМ ( $\rho_{\Sigma}, e_{\Sigma}$ ).

На рис. 7 приведена зависимость давления от плотности и удельной внутренней энергии ГМ с 30%-ным наполнением свинцом. Наблюдается существенное влияние учета многофазности на зависимость  $P = P(\rho_{\Sigma}, e_{\Sigma})$ .

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В качестве расчетного примера рассматривался удар бесконечным свинцовым цилиндром по гетерогенной полосе из стеклопластика (40% по массе эпоксидно-полиамидного связующего и 60% – стекла). Удар производился под углом  $30^{\circ}$  к плоскости полоски со скоростью 6.6 км/с. Радиус цилиндра равнялся 1 см, толщина и ширина полоски – 1 и 8 см соответственно. Результаты расчетов представлены на рис. 8. Видно, что к моменту времени  $t = 5$  мкс наблюдается существенная сепарация частиц (частицы ЭПК обесцвечены, и там, где на рис. 8 имеют место белые пятка, в стеклопластике присутствует лишь связующее), относящихся к различным компонентам ГМ, и в дальнейшем планируется доработка численного кода в направлении уточнения описания взаимодействия между частицами-компонентами в ячейке с целью построения многоскоростной модели деформирования ГМ.

Таким образом, разработанный численный код позволяет проводить расчеты высокоскоростного взаимодействия гетерогенных тел с использованием широкодиапазонных уравнений состояния их компонентов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Свифт Х.Ф.* // Динамика удара. М.: Мир, 1985. С. 173.
2. *Рини Т.* // Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973. С. 164.
3. *Каннель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Форттов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: “Янус-К”, 1996.
4. *Lebedev A.N., Fortov V.E., Skvortsov V.A.* // Intern. J. Impact Engng. 1997. V. 20. № 6/10. P. 511.
5. *Клумов Б.А., Ким В.В., Ломоносов И.В. и др.* // УФН. 2002. Т. 175. № 7. С. 767.
6. *Ким В.В., Ломоносов И.В., Острик А.В., Форттов В.Е.* // Мат. моделирование. 2006. Т. 18. № 8. С. 5.
7. *Ломоносов И.В., Форттов В.Е., Хищенко К.В.* // Хим. физика. 1995. Т. 14. № 1. С. 47.
8. *Куропатенко В.Ф.* // Сб. научн. тр. “Экстремальные состояния вещества”. М.: ИВТАН, 1991. С. 3.
9. *Острик А.В., Ромадинова Е.А.* // Конструкции из композиц. матер. 2004. Вып. 2. С. 42.
10. *Сапожников А.Т., Першина А.В.* // ВАНТ. Сер. “Методики и программы численного решения задач математической физики”. 1984. Вып. 2(16). С. 29.
11. *Острик А.В.* Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе. М.: НТЦ “Информтехника”, 2003.
12. *Острик А.В., Ромадинова Е.А.* // Тр. XLVIII научн. конф. МФТИ “Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук”. Ч. II. М.: МФТИ, 2005. С. 13.
13. *Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А.* Численный код для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на многослойный многофункциональный гетерогенный плоский пакет. Черноголовка: ИПХМ РАН, 2006.
14. *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980.