

только одно решение  $\mu\epsilon - (0,17 - 0,34\beta)\epsilon^2 - 3,18 - 0,84\bar{q} \exp(\beta^{-1}) = 0$ , из которого следует, что при определенных значениях  $\beta$  существует пороговое значение  $\bar{q}$ , при котором  $\mu$  меняет знак.

На основании проведенного анализа решений системы (1.5), (1.6) возникает искушение утверждать следующее. Поток первоначально равномерно прогретой жидкости, в которой происходит повышение температуры за счет экзотермических реакций и вязкой диссипации, может находиться в трех тепловых состояниях: одно неустойчивое состояние теплового равновесия и два периодических цикла, которые могут быть устойчивыми или неустойчивыми. При данной постановке задачи, не учитывающей выгорание реагентов при протекании реакций, возможен предельный цикл. Существуют диаметры цилиндров (такие, что один из двух собственных векторов, соответствующих каждому двукратному собственному значению  $\sigma_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) производящего оператора (1.8), равен нулю), при которых жидкость будет иметь лишь одно стационарное состояние теплового равновесия, которое может быть устойчивым или неустойчивым.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Берд Р., Стюарт В., Лайфут Е. Явления переноса.— М.: Химия, 1974.
2. Марсен Дж., Мак-Кракен М. Бифуркация рождения цикла и ее приложения.— М.: Мир, 1980.
3. Иосс Ж., Джозеф Д. Элементарная теория устойчивости и бифуркаций.— М.: Мир, 1983.
4. Джозеф Д. Устойчивость движения жидкости.— М.: Мир, 1981.
5. Демидович Б. П. Лекции по математической теории устойчивости.— М.: Наука, 1967.

г. Бийск

Поступила 6/IV 1990 г.

УДК 535.211 : 536.4

А. И. Бывших, В. И. Кирко, Н. И. Пак

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Ударно-волновое нагружение пористых материалов в диапазоне давлений  $1,5 \div 3$  ГПа позволяет получать монолитные изделия [1—3]. Более высокие давления нагружения ( $30 \div 400$  ГПа) используются для исследования уравнений состояния различных веществ в критических условиях [4]. В [5] показано, что ударно-волновое нагружение характеризуется сильной неравновесностью тепловых процессов, которая обусловлена кратковременным сжатием вещества за фронтом ударной волны (УВ) и воздействием мощных тепловых потоков на поверхность частицы. При низких давлениях, характерных для технологий компактирования порошков, тепловая неравновесность проявляется в проплавлении поверхности частиц [2, 3].

Увеличение давления прессования или пористости приводит к возрастанию доли расплавленного компонента и к дальнейшему росту интенсивности тепловыделения на границах частиц. В этом случае необходимо отметить область вещества, в которой температура превышает температуру кипения при нормальном давлении; в ней в свою очередь можно выделить два слоя: в первом удельная внутренняя энергия больше энергии испарения, а во втором — меньше. При снятии давления расплавленный слой вещества, где приобретенная внутренняя тепловая энергия превышает уровень энергии, необходимой для испарения, перейдет в парообразное состояние, а во втором слое следует ожидать объемного вскипания. В реальном случае состояние среды за фронтом УВ зависит от соотношения  $t^*/\tau$  ( $t^*$  — время прихода волны разгрузки,  $\tau = R^2/a$  — характерное время установления теплового равновесия в отдельной частице радиуса  $R$ ,  $a$  — температуропроводность частицы). При  $t^*/\tau \ll 1$  частица не успевает прогреться равномерно, и после прихода волны разгрузки в перегретом материале могут происходить процессы парообразования и вскипания. Когда  $t^*/\tau \gg 1$ , в частицах устанавливается равновесная температура. Здесь состояние вещества после прихода волны разгрузки определяется  $p - v$ -диаграммой.

При малой энергии УВ вещество сохраняется в твердом состоянии. Если адиабата разгрузки проходит через двухфазную область, то происходит диспергирование вещества, а при прохождении ее выше критической точки — испарение материала.

Таким образом, варьируя значение вложенной энергии в ударное сжатие и параметр  $t^*/t$ , можно ударно-волновым нагружением пористых сред получать различные конечные состояния вещества: монолитные твердые тела, мелкодисперсные порошки с развитой пористой поверхностью, ультрадисперсные частицы, плотную плазму.

Рассмотрим динамическое нагружение металлического порошка плоской УВ. Внутреннюю энергию вещества  $\epsilon$  за фронтом УВ можно определить по ударной адиабате  $\epsilon = (p + p_0)(1/\rho_0 - 1/\rho)/2$  и представить в виде суммы:  $\epsilon = \epsilon_r + \epsilon_d + \epsilon_T$ . Здесь  $\rho_0$  и  $\rho$  — начальная и конечная плотность перед и за фронтом УВ;  $p$  — давление;  $\epsilon_r$ ,  $\epsilon_d$ ,  $\epsilon_T$  — доли энергии, затрачиваемой УВ на сжатие газа в порах, на объемную деформацию частиц и на выделение тепла на границах частиц соответственно.

Оценки показали, что, например, для алюминиевого порошка с  $\rho_0/\rho \simeq 3$ , сжатого давлением 10 ГПа,  $\epsilon/\epsilon_r \simeq 10^3$ . Подобные оценки подтверждает и анализ, проведенный в [1], где говорится, что наличие газа в пористых средах практически не влияет на процессы динамического компактирования. В этой связи расходом энергии на сжатие газа можно пренебречь и принять  $\epsilon = \epsilon_d + \epsilon_T$ .

Из экспериментальных результатов [6, 7] видно, что объемная энергия деформации  $\epsilon_d$  составляет  $\simeq 70\%$  от всей энергии УВ. Однако оценить с приемлемой достоверностью толщину  $\delta$  теплового слоя вещества, в котором выделяется энергия, в настоящее время не представляется возможным.

Рассмотрим два предельных случая:  $\delta = 0$  и  $\delta = R$ . При  $\delta = 0$  вся энергия УВ  $\epsilon$  выделяется в виде тепла в течение времени  $\Delta t$  равномерно по поверхности частиц. Примем аналогично [2], что порошок состоит из сферических частиц одинакового радиуса  $R$ . Промежуток  $\Delta t$  характеризует время прохождения УВ расстояния  $\sim 2R$  [1]. Тогда на единицу поверхности частицы в течение времени  $\Delta t = 2R/D$  действует тепловой поток  $q = \epsilon M_0 / (\Delta t S) = \epsilon \rho_0 D / 6$  ( $S$ ,  $M_0$  — площадь поверхности и масса одной частицы,  $D$  — скорость УВ). Для медного порошка с  $\rho_0 = 3,0$  г/см<sup>3</sup> и  $R = 100$  мкм, нагруженного УВ  $p = 7,5$  ГПа,  $q \simeq 2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Подобные тепловые потоки в обычных условиях при лазерном воздействии приводят к нагреванию поверхности до сверхкритических температур [8] и ее газодинамическому разлету.

Для описания процессов при сжатии порошков с учетом плавления примем математическую модель Стефана в энтальпийной формулировке [9]:

$$(1) \quad \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\lambda}{c\rho} \frac{\partial H}{\partial r} \right), \quad 0 < r < R, \quad t > 0;$$

$$(2) \quad \frac{dR_{\text{пл}}(t)}{dt} = \frac{\lambda}{\rho L_{\text{пл}}} \left( \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_{\text{пл}}(t)-0} - \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_{\text{пл}}(t)+0} \right), \quad T \Big|_{r=R_{\text{пл}}(t)} = T_{\text{пл}};$$

$$(3) \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} = \begin{cases} q, & t \leq \Delta t, \\ 0, & t > \Delta t; \end{cases}$$

$$(4) \quad \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad t > 0;$$

$$(5) \quad H \Big|_{t=0} = H_0, \quad 0 \leq r \leq R, \quad R_{\text{пл}} \Big|_{t=0} = R;$$

$$(6) \quad H = \begin{cases} cT, & T < T_{\text{пл}}, \\ cT + L_{\text{пл}}, & T > T_{\text{пл}}. \end{cases}$$

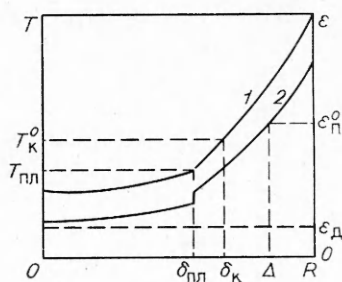
Здесь (1) — уравнение теплопроводности; (2)—(4) — условия на фронте плавления, на поверхности частицы, в точке  $r = 0$ ; (5) — начальные условия; (6) — связь энтальпии с температурой;  $R_{\text{пл}}(t)$ ,  $R$  — положение фронта плавления и радиус частицы;  $L_{\text{пл}}$  — удельная теплота плавления;  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  — теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности ма-

териала частицы. Система уравнений (1)–(6) решалась численно энтальпийным методом [9].

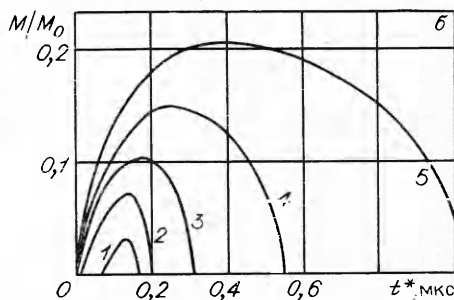
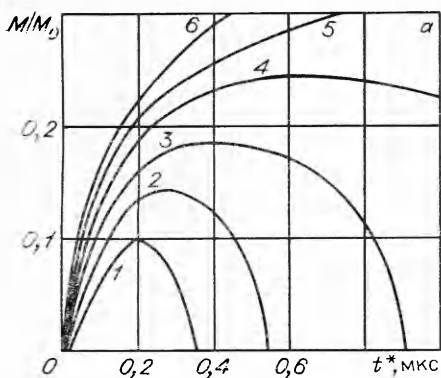
На рис. 1 показаны характерные распределения температуры и внутренней энергии (кривые 1, 2) отдельной частицы. Наибольший интерес представляют зоны, в которых температура выше температуры кипения при нормальных условиях  $T_K^0$ . Эти перегреваемые зоны образованы при нагреве под высоким давлением. Отметим три из них, разделенные границами  $\delta_{пл}$ ,  $\delta_K$ ,  $\Delta$ .

Граница с координатой  $r = \delta_{пл}$  определяет положение изотермы  $\bar{T} = T_{пл}$  (фронт расплав — твердое тело), координата  $r = \delta_K$  задает условную границу, где температура равна температуре кипения при нормальном давлении ( $T = T_K^0$ ), а граница  $r = \Delta$  отмечает уровень удельной энергии парообразования материала частицы  $\epsilon_{\pi}^0$  при мгновенной разгрузке. Слой вещества при  $\Delta \leq r < R$  с тепловой энергией, превышающей  $\epsilon_{\pi}^0$ , при снятии давления в момент прихода волны разгрузки перейдет в парообразное состояние. А в той области материала (при  $\delta_K \leq r < \Delta$ ), где  $T > T_K^0$ , но  $\epsilon < \epsilon_{\pi}^0$ , следует ожидать вскипания [10] с образованием на поверхности пористой структуры.

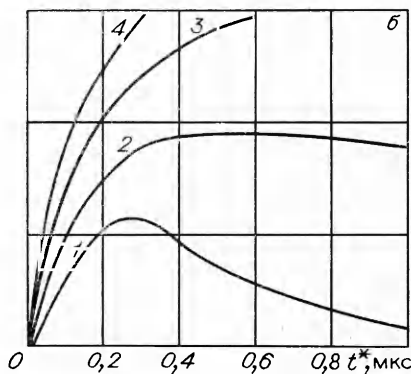
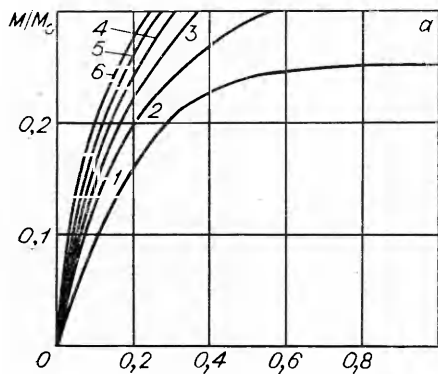
Из анализа динамики температурных полей в частице видно, что положение границ  $\delta_{пл}$ ,  $\delta_K$ ,  $\Delta$  (а они в свою очередь определяют доли жидкой и парообразной фаз) существенно зависит от интенсивности УВ, размеров частиц порошка и от времени начала разгрузки давления  $t^*$ , которое определяет время выдержки давления для некоторого участка среды от момента происхождения фронта УВ до момента прихода волны разгрузки.



Р и с.



Р и с. 2



Р и с. 3

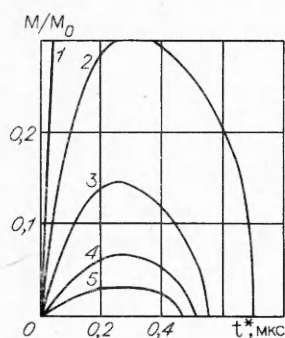


Рис. 4

На рис. 2, 3 обобщены расчеты ударно-волнового нагружения медного порошка с начальной пористостью  $\rho_0/\rho_{00} \approx 3$  и  $R = 100$  мкм для различных условий нагружения. Рис. 2 иллюстрирует зависимость относительной доли вещества ( $M/M_0$ ) при  $T > T_K^0$  от интенсивности ударного нагружения  $p$  и времени выдержки давления  $t^*$ . Расчеты, представленные на рис. 2, а при  $p = 2,7; 3,7; 4,4; 6,1; 7,5; 9,1$  ГПа (линии 1—6), соответствуют модели поверхностного выделения энергии УВ ( $\delta = 0$ ) и, по-видимому, могут служить верхними оценками фазовых состояний вещества. Результаты рис. 2, б (линии 1—5 для  $p = 3,7; 4,8; 6,1; 7,5; 9,1$  ГПа) дают нижние оценки по фазовому составу и представляют модель объемного выделения энергии ( $\delta = R$ ). По сути, кривые определяют количество пара в порошке после прихода волны разгрузки. Например, при давлении УВ 6 ГПа максимальное значение  $M/M_0$  лежит в интервале  $10 \div 25$  %. При  $t^* \approx 0,2$  мкс следует ожидать, что  $10 \div 20$  % материала порошка (нижняя и верхняя оценки) будут иметь тепловые условия для вскипания.

Различие в верхней и нижней оценках при  $t^*/\tau \leq 1$  составляет  $10 \div 30$  %, что приемлемо для практического использования. При больших  $t^*$ , когда  $t^*/\tau \gg 1$ , различие в оценках увеличивается, но в подобной ситуации принятая в работе модель объемного тепловыделения за фронтом УВ становится слишком грубой.

На рис. 3 даны аналогичные результаты, связанные с оценками доли расплава в порошке (а — обозначения соответствуют рис. 2, а; б —  $p = 2,7; 3,7; 4,8; 6,1$ ). Отметим, что при определенных значениях давления УВ частицы порошка могут оказаться полностью в расплавленном состоянии за счет объемного сжатия. В этой связи, например, для порошков, близких по теплофизическим параметрам к меди, при давлениях УВ свыше 10 ГПа можно уже не учитывать тепловую неравновесность.

Для анализа влияния размера частиц на фазовый состав медного порошка проведены расчеты для ударно-волнового нагружения с  $p = 7,5$  ГПа. Рис. 4 ( $R = 10; 50; 100; 200; 500$  мкм — линии 1—5) иллюстрирует долю вскипевшего материала в частицах различного размера. Расчеты показывают, что с уменьшением размера частиц порошка доля вскипающего вещества возрастает. Медный порошок с  $R \leq 10$  мкм весь переходит в парообразное состояние.

Таким образом, представленные зависимости по предложенной модели тепловой неравновесности порошковых сред при ударно-волновом нагружении позволяют прогнозировать получение различных конечных состояний вещества от монокристаллических твердых тел до плотной плазмы металлических паров. Варьируя значение энергии ударного сжатия и время выдержки давления, можно получать частицы заданных размеров, а также частицы с развитой поверхностной пористостью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кирко В. И., Кузовников А. А. Динамическое компактирование порошков аморфных сплавов (обзор литературы). — Красноярск, 1985. — (Препр./АН СССР, Спб. отд-ние, ИФ; № 358).
2. Vreeland T., Kasiraj P., Mutz A. N., Thadhani N. N. Shock consolidation of a glass-forming crystalline powder // Intern. conf. on metallurgical applications of shock wave and high-strain-rate phenomena. — Portland, 1985.
3. Нестеренко В. Ф. Возможности ударно-волновых методов получения и компактирования быстрозакаленных материалов // ФГВ. — 1985. — № 6.
4. Альтшулер Л. В., Бушман А. В., Жерноклетов В. Н. Изоэнтропы разгрузки и уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии // ЖЭТФ. — 1980. — Т. 78, № 2.
5. Нестеренко В. Ф. Электрические эффекты при ударном нагружении контакта металлов // ФГВ. — 1975. — № 3.

6. Нестеренко В. Ф. Гетерогенный разогрев пористых материалов при ударно-волновом деформировании и критерии образования прочных компактов // Высокоэнергетическое воздействие на материалы: Сб. тр. Междунар. конф. (HERF-86), Новосибирск, авг. 1986. — Новосибирск, 1986.
7. Prümmer R. Explosive compaction of amorphous alloys // Междунар. семинар по высокоэнергетической обработке быстроокаленных материалов (HERAPS-88), Новосибирск, окт. 1988: Сб. тр. — Новосибирск, 1989.
8. Краношин В. С. Обработка поверхности металлических материалов лазерным излучением // Поверхность. — 1982. — № 3.
9. Vollert V., Crosst M. Accurate solutions of moving boundary problems using the enthalpy method // Intern. J. Heat and Mass Transfer. — 1981. — V. 24. — P. 545.
10. Курко В. И., Пак Н. И., Попов Е. Г. Исследование процесса уноса вещества с поверхности при воздействии отраженной ударной волны // ПМТФ. — 1985. — № 4.

г. Красноярск

Поступила 31/1 1989 г.,  
в окончательном варианте — 5/II 1990 г.

УДК 517.947

Н. И. Пак, С. А. Шижунов

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕРМИЧЕСКОГО УДАЛЕНИЯ ЗАУСЕНЦЕВ КОНЦЕНТРИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ЭНЕРГИИ

Из современных способов удаления заусенцев с металлических изделий одним из наиболее перспективных является термическая зачистка [1]. Термическое удаление заусенцев с обрабатываемых заготовок производят в камере посредством сжигания газокислородной смеси, обеспечивающей локальный разогрев заусенцев до их расплавления или сгорания. Другой метод термического удаления основан на использовании концентрированных потоков энергии, в частности лазерного луча, приводящего к оплавлению и испарению заусенцев [2]. Режимы обработки деталей определяются в большинстве случаев экспериментально [3].

Цель данной работы — численное исследование процесса удаления заусенца с поверхности стенки при воздействии концентрированных потоков энергии за счет оплавления и испарения. Определение закономерностей удаления при вариации различных параметров позволяет построить методики выбора режимов термической обработки и оптимизировать известные технологии.

Термическое воздействие на вещество мощным кратковременным тепловым потоком в настоящее время можно осуществить с помощью лазерных установок, взрывных источников плазмы, высокоэнтальпийных газовых струй и т. п. Основными определяющими факторами теплового режима в материалах в подобных процессах являются воздействующий тепловой поток, время его действия и геометрическая форма поверхности. Термическое разрушение вещества обусловлено проплавлением и испарением (процесс сгорания тонких заусенцев в работе не рассматривается), причем в случаях конвективного воздействия имеет место растекание и унос расплава с поверхности. В этой связи важно изучить динамику плавления и испарения, законы движения фазовых границ, оценить степень прогревания изделия в окрестности заусенцев.

Рассмотрим воздействие однородного по пространству и времени теплового потока  $Q$  на поверхность заготовки с находящимся на ней заусенцем (рис. 1). Геометрическая форма заусенца для определенности выбрана в виде равнобедренного треугольника. Поскольку размеры заусенцев, как правило, намного меньше размеров изделия, то достаточно рассмотреть конечную область  $\Omega(t)$ , изменяющуюся со временем за счет возможного движения внешней границы  $\omega$  при проплавлении и испарении.

Оценить температурное поле в области  $\Omega(t)$  можно по математической модели Стефана в двумерной постановке с учетом особенностей фазовых превращений на поверхности стенки:

$$(1) \quad cp\partial T/\partial t = \lambda(\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2), \quad (x, y) \in \Omega(t), \quad t > 0;$$

$$(2) \quad pG \frac{d\xi}{dt} = [q]_{\xi}, \quad T|_{(x,y) \in \xi} = T^{**};$$