

АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ПРИ СХЛОПЫВАНИИ ПОРЫ

Вон Джин-Шоун^{1,2}, Ли Шуа-Джи¹, Ян Хоун-Хоа¹

¹Технологический университет Дальяна, 116024 Дальян, Китай, wangjx@student.dlut.edu.cn

²Национально-исследовательская лаборатория баллистики, Научно-технологический университет Нанджина, Китай

Анализируются механизмы диссипации энергии, выделяющейся на границах частиц при компактировании металлических порошков взрывом. Для описания схлопывания предлагается одномерная модель сферически-симметричной поры. Влияние теплопроводности учитывается в уравнениях осесимметричного течения, а распределение температуры при схлопывании сферы рассчитывается конечно-разностным методом в предположении, что материал является жесткопластическим или термоупругопластическим. Результаты расчетов показывают, что влияние теплопроводности тем заметнее, чем меньше размер полости. В процессе схлопывания внутренняя поверхность переходит из упругопластического в жидкое состояние, ее температура значительно выше температуры остальной части сферы. Это способствует сохранению аморфной структуры при взрывном компактировании аморфных порошков.

Ключевые слова: взрывное компактирование, сферически-симметричное схлопывание, одномерное пластическое течение, термовязкопластичность, диссипация энергии.

ВВЕДЕНИЕ

При компактировании металлических или керамических порошков взрывом энергия ударных волн используется для формирования твердых тел. Эта перспективная технология позволяет без стадии длительного нагрева получать из метастабильных порошков твердые тела, прочность которых не уступает прочности компактов, получаемых при квазистатическом прессовании. Кроме того, она относительно недорогая, поэтому широко применяется при изготовлении керамики [1], металлических сплавов [2], композитов с металлической матрицей [3], нанокристаллических материалов [4] и метастабильных сплавов [5]. Для получения компактов хорошего качества очень важны исследования на микроуровне механического и термодинамического поведения порошков под действием приложенных напряжений и механизма диссипации энергии в процессе компактирования.

Многие исследования показывают, что

важнейшим механизмом диссипации энергии при уплотнении порошков взрывом является схлопывание пор. Для исследования динамики уплотнения пористых материалов в работе [6] с использованием модели полый сферы получено соотношение, связывающее параметры схлопывания с его скоростью. Эта модель была модифицирована в работах [7, 8] с учетом термодинамических эффектов ударного сжатия. Далее она была улучшена авторами работы [9], которые решали задачу о схлопывании поры в несжимаемом вязкопластическом материале с зависящими от температуры пределом текучести и вязкостью. Они показали, что распределение температуры в схлопывающейся сфере неравновесно и эффектами теплопроводности пренебрегать нельзя. Осталось неясным, настолько ли велика температура, чтобы в процессе схлопывания вызвать плавление материала, как повлияет теплопроводность на распределение температуры и не скажется ли все это на качестве компакта.

Цель данной работы — рассчитать температуру и ее распределение около пор различного размера при ударном сжатии и проанализировать влияние на них теплопроводности и размера пор.

Wang Jin-xiang^{1,2}, Li Xiao-jie¹, Yan Hong-hao¹

¹Department of Engineering Mechanics, Dalian University of Technology, Dalian, 116024 Liaoning, P.R.China.

²National Defence Research Laboratory of Ballistics Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, 210094 Jiangsu, P.R.China.

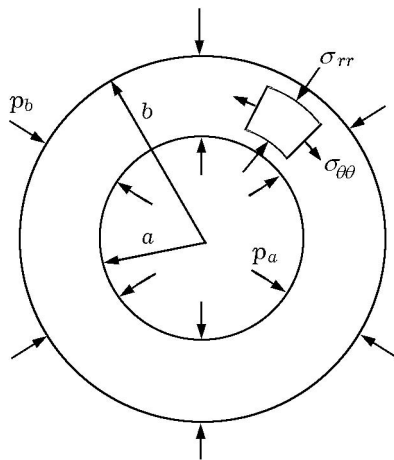


Рис. 1. Сечение схлопывающейся сферической оболочки

1. МОДЕЛЬ И МЕТОД РАСЧЕТА

1.1. Уравнения одномерного пластического течения со сферической симметрией

Из-за высокого уровня параметров, реализующихся при взрывном компактировании порошков, можно считать, что материал находится в пластическом состоянии. Так как в пористых материалах много приблизительно сферических пор, за основу исследования механизма диссипации энергии в процессе схлопывания поры примем модель из работы [9]. Вообще говоря, процесс схлопывания является двумерным, но на последней стадии размер поры становится намного меньше толщины ударного фронта, поэтому двумерными эффектами можно пренебречь и рассматривать задачу в одномерном приближении. Кроме того, в анализируемой области можно также пренебречь упругими деформациями по отношению к пластическим деформациям и рассматривать материал как жесткопластический.

На рис. 1 показана полая сфера (a — внутренний радиус, b — внешний), находящаяся под воздействием внутреннего (p_a) и внешнего (p_b) давления. Схлопывание сферы (полости) в предположении несжимаемости материала описывается уравнениями неразрывности и движения:

$$\frac{\partial u}{\partial r} + 2\frac{u}{r} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + 2\frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r}, \quad (2)$$

где ρ — плотность материала, σ_{rr} , $\sigma_{\theta\theta}$ — радиальное и окружное напряжения, u — радиальная скорость, r , t — пространственная и временная координаты соответственно.

Используются следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}|_{r=a} &= -p_a, \\ \sigma_{rr}|_{r=b} &= -p_b. \end{aligned} \quad (3)$$

В процессе схлопывания полости энергия пластической деформации возрастает с ростом скорости деформации. Ввиду кратковременности процесса производимое тепло накапливается в материале, что ведет к резкому увеличению температуры. Как отмечалось ранее, распределение температуры неравновесное, поэтому в уравнении энергии необходимо учитывать теплопроводность:

$$\rho \frac{de}{dt} = \sigma_{rr} \frac{\partial u}{\partial r} + 2\sigma_{\theta\theta} \frac{u}{r} + k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (4)$$

Здесь k — теплопроводность материала, T — температура, e — внутренняя энергия на единицу массы (среды). Интегрируя уравнение (1), получаем

$$r^2 u = D(t), \quad (5)$$

т. е. $r^2 u$ является функцией параметра t . С учетом (5) уравнение энергии принимает вид

$$\rho \frac{de}{dt} = -2u \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} + k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (6)$$

Для несжимаемого материала схлопывающейся сферы

$$de = c_v dT, \quad (7)$$

где c_v — удельная теплоемкость материалов. Из (6) и (7) следует выражение

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{2D(\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})}{\rho c_v r^3} + \frac{k}{\rho c_v} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (8)$$

Коэффициенты теплопроводности k и диффузии α связаны соотношением

$$\alpha = (k/\rho) c_v,$$

с помощью которого выражение (8) можно представить в виде

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{2D(\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})}{\rho c_v r^3} + \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (9)$$

Это и есть уравнение сохранения энергии для рассматриваемой задачи, учитывающее теплопроводность. Дифференцируя (5) и учитывая, что $u = dr/dt$, получаем

$$\frac{du}{dt} = \frac{\dot{D}}{r^2} - \frac{2D^2}{r^5}. \quad (10)$$

Из (2) и (10) следует

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} = \rho \frac{\dot{D}}{r^2} - 2\rho \frac{D^2}{r^5} - 2 \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r}. \quad (11)$$

Интегрирование (11) от a до r дает соотношение

$$\sigma_{rr} = -p_a - 2 \int_a^r \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} dr - \rho \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a} \right) \dot{D} + \frac{\rho}{2} \left(\frac{1}{r^4} - \frac{1}{a^4} \right) D^2, \quad (12)$$

которое описывает распределение радиального напряжения. Используя граничное условие $\sigma_{rr}|_{r=b} = -p$, при $r = b$ получаем

$$\dot{D} = \left[\frac{p_a - p_b}{\rho} - \frac{D^2}{2} \left(\frac{1}{b^4} - \frac{1}{a^4} \right) + 2 \int_a^b \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{\rho r} dr \right] / \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right). \quad (13)$$

Уравнение (13) описывает схлопывание полости и является дифференциальным для параметра D . Очевидно, что при заданном определяющем уравнении среды решение системы (9), (12), (13) дает информацию о движении полости и распределении напряжения и температуры.

1.2. Решение одномерной сферически-симметричной задачи о течении термоупругопластической среды

Согласно теории пластичности условие пластического течения Треска для жесткопластического тела со сферической симметрией имеет вид

$$\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T), \quad (14)$$

где σ , ε , $\dot{\varepsilon}$ — напряжение, деформация и скорость деформации соответственно. Используя (14), уравнения рассматриваемой задачи представим в виде

$$\dot{D} = \left[\frac{p_a - p_b}{\rho} - \frac{D^2}{2} \left(\frac{1}{b^4} - \frac{1}{a^4} \right) + 2 \int_a^b \frac{\sigma}{\rho r} dr \right] / \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right), \quad (15)$$

$$\dot{T} = - \frac{2D\sigma}{\rho c_v r^3} + \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right).$$

Параметры связаны следующими соотношениями:

$$b^3 - a^3 = b_0^3 - a_0^3 \quad (\text{условие несжимаемости}),$$

$$\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta} = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) \quad (\text{уравнение состояния}),$$

$$\varepsilon = \frac{dr}{r}, \quad \dot{\varepsilon} = \frac{du}{dr}, \quad u = \frac{D}{r^2},$$

$$\sigma_{rr} = -p_a - 2 \int_a^r \frac{\sigma}{r} - \rho \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a} \right) \dot{D} + \frac{\rho}{2} \left(\frac{1}{r^4} - \frac{1}{a^4} \right) D^2.$$

Переходя при заданных начальных условиях $t = 0$, $u = u_0$, $T = T_0(r)$, $a = a_0$, $b = b_0$ и заданных параметрах материалов к конечно-разностной аппроксимации уравнений модели и выбирая соответствующий шаг по времени dt из условия

$$dt < \rho c_v (\Delta x)^2 / 2k$$

(Δx — шаг по пространству), можно получить численное решение уравнений (15).

2. РАСЧЕТЫ И АНАЛИЗ

В качестве примера рассмотрено решение задачи о схлопывании полый сферы из бескислородной меди (ОГНС) при $p_a = 0$, $p_b = 1$ ГПа. Чтобы показать влияние размера полый сферы и теплопроводности на конечную температуру и ее распределение, внутренний радиус сферы принимали равным 5 мм, 5 мкм и 5 нм, внешний — 10 мм, 10 мкм и 10 нм соответственно. Начальная скорость $u_0 = 0$, начальная температура $T_0 = 298$ К. В расчетах использовались следующие термодинамические параметры и константы: $\rho = 8930$ кг/м³, $k = 386$ В/(м·К), $\alpha = 0,000113$ м²/с, $c_v = 383$ Дж/(кг·К), $T_m = 1356$ К, $A = 90$ МПа, $B = 292$ МПа, $n = 0,31$,

$C = 0,025$, $m = 1,09$. Для предела текучести использовано уравнение Джонсона — Кука [10]

$$\sigma_e = \left[A + B(\dot{\epsilon}_e^p)^n \right] (1 + C \ln \dot{\epsilon}^*) [1 - (T^*)^m], \quad (16)$$

где $\dot{\epsilon}_e^p$ — эквивалентная пластическая деформация, σ_e — напряжение течения, $\dot{\epsilon}^* = \dot{\epsilon}_e^p / \dot{\epsilon}_0$ — безразмерная скорость пластической деформации, $\dot{\epsilon}_0 = 1 \text{ с}^{-1}$, $T^* = (T - T_r) / (T_m - T_r)$, T_m — температура плавления, T_r — комнатная температура. Второй и третий множители в (16) отражают влияние скорости деформации и температуры. Материал характеризуется пятью постоянными: A , B , n , C , m . На последней стадии процесса температура внутренней поверхности сферы может достигать значения T_m . Предполагаем, что тогда материал становится вязкой жидкостью, и предел текучести будет выражаться формулой [11]

$$\sigma = \mu \exp[-0,0046(T - 1356)] \dot{\epsilon}, \quad (17)$$

где μ — коэффициент вязкости, равный $\mu = 3 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$.

Зависимости температуры внутренней поверхности полостей от безразмерного внутреннего радиуса $\bar{a} = a^3 / (b^3 - a^3)$ показаны на рис. 2. Видно, что вначале температура растет медленно, но при $\bar{a} \lesssim 0,2$ температура внутренней поверхности резко возрастает до температуры плавления материала. Соответственно вначале материал находится в упругопластическом состоянии, но с увеличением скорости деформации и температуры прочность падает, что приводит к еще большему росту скорости деформации и температуры, и материал плавится. После плавления материала его прочность резко падает, скорость схлопывания увеличивается. Одновременно происходит увеличение температуры, вызванное вязкостью материала, до тех пор, пока полость не схлопнется полностью. Из данных рис. 2 также следует, что если не принимать во внимание теплопроводность, то чем меньше размер полости, тем более высокая температура будет достигнута при одинаковом значении безразмерного радиуса. Это объясняется тем, что скорость деформации тем выше, чем меньше размер полости. В случае, когда теплопроводность учитывается, ее влияние пренебрежимо мало при размерах полости порядка 1 мм, но при уменьшении диаметра до нануровня влияние теплопроводности становится существенным. Температура

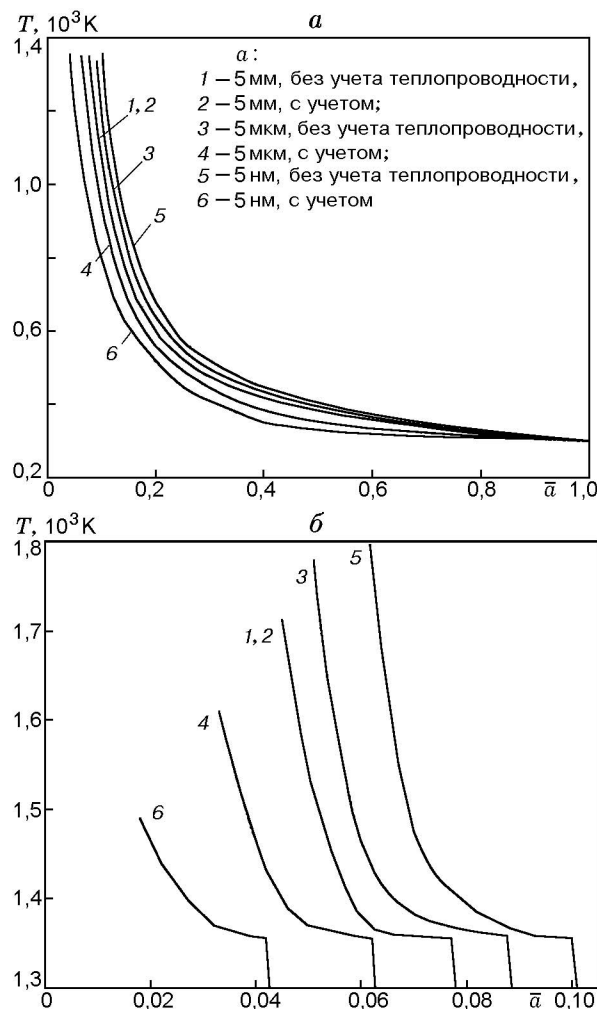


Рис. 2. Зависимость температуры внутренней поверхности полости от безразмерного внутреннего радиуса:

a — плавление отсутствует, b — плавление происходит

внутренней поверхности возрастает медленнее, соответственно радиус полости больше и его уменьшение замедляется по сравнению со случаем, когда теплопроводность не учитывается. По результатам расчетов можно сделать следующие выводы:

- размер полости и теплопроводность влияют на конечную температуру внутренней поверхности;
- влияние теплопроводности проявляется сильнее при меньшем размере полости;
- при схлопывании с уменьшением размера

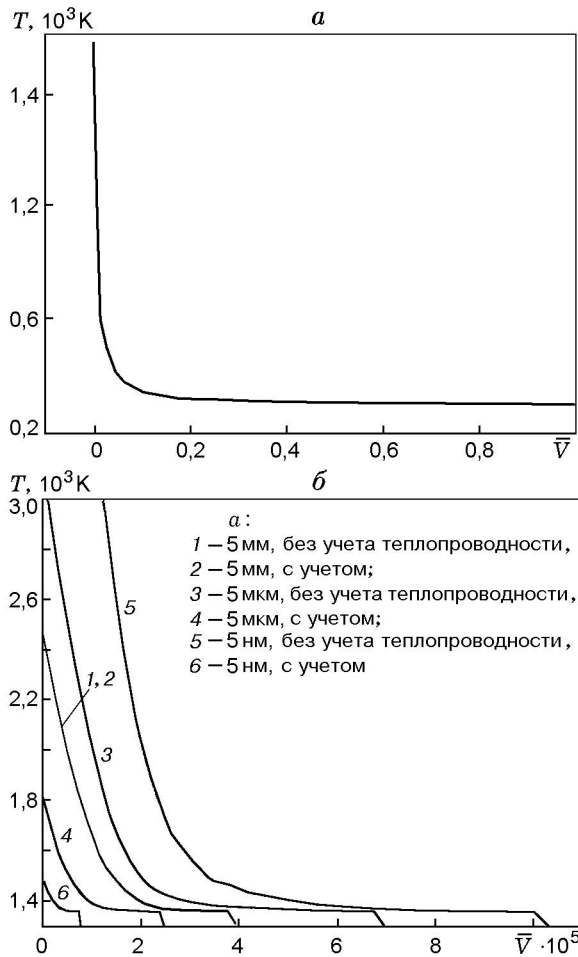


Рис. 3. Распределение температуры при захлопывании оболочки

a — плавление отсутствует, b — плавление происходит

полости влияние теплопроводности становится более заметным.

На рис. 3 показана зависимость температуры от безразмерного объема $\bar{V} = r^3/(b^3 - a^3)$ в случае, когда полость схлопывается полностью. Видно, что в момент полного схлопывания полости температура в ее центре, связанная с высокой скоростью деформации, очень высока и материал в центре будет плавиться. Поскольку большинство определяющих уравнений не описывают течений с большими пластическими деформациями, температуру нельзя рассчитать точно. Однако внутренняя поверхность полости все же будет плавиться, поскольку скорость схлопывания будет расти ввиду уменьшения прочности, вызванного уве-

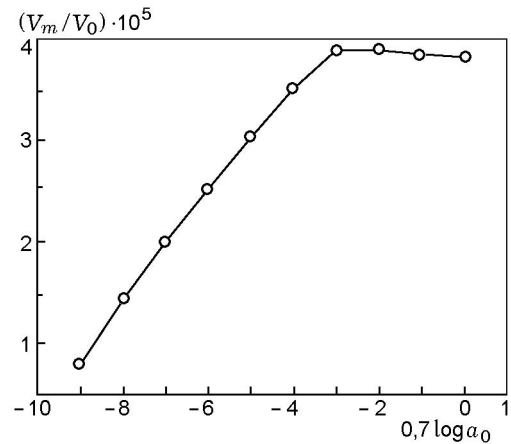


Рис. 4. Зависимость коэффициента плавления от размера полости

личением температуры. Это приведет к возрастанию скорости деформации, диссипируемой энергии, температуры и увеличению расплавленной области. Следовательно, схлопывание полости вызовет неравномерное распределение энергии и частичное плавление. Следует заметить, что область плавления, как это показано на рис. 3, очень мала. При учете теплопроводности отношение объема расплавленной области к полному объему сферы (коэффициент плавления) составит $3,89 \cdot 10^{-4}$; $2,52 \cdot 10^{-4}$; $0,79 \cdot 10^{-4}$ для полостей радиусом 5 мм, 5 мкм и 5 нм соответственно. Без учета теплопроводности эти отношения равны $3,89 \cdot 10^{-4}$; $6,92 \cdot 10^{-4}$; $10,31 \cdot 10^{-4}$. Необходимо подчеркнуть, что тенденции изменения отношения в случае учета и неучета теплопроводности противоположны. Результаты расчета также показывают, что чем меньше размер полости, тем заметнее влияние теплопроводности и, следовательно, меньше коэффициент плавления. Зависимость коэффициента плавления от размера полости в случае учета теплопроводности приведена на рис. 4. Видно, что при изменении параметра $0,7 \log a_0$ от -9 до 0 (размер полости изменится от 5 нм до 5 мм) коэффициент плавления сначала увеличивается, достигая максимума при $0,7 \log a_0 \approx -3$ (размер полости ≈ 5 мм), а затем немного уменьшается. Таким образом, если размер полости меньше 5 мм, то влияние теплопроводности преобладает над влиянием размера, а далее доминирует влияние размера. При размере полости ≈ 5 мм коэффициент плавления достигает максимального значения $3,89 \cdot 10^{-4}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для несжимаемых материалов величина $r^2 u$ является функцией t , т. е. скорость изменения объема сферы радиусом r ($a_0 < r < b_0$) зависит только от t . Тогда уравнения, описывающие схлопывание полой сферы, можно привести к дифференциальным уравнениям первого порядка. Используя уравнение состояния термовязкопластического тела [10, 11], можно с помощью численного конечно-разностного метода найти распределение температуры в окрестности схлопывающейся сферической полости. Задача решалась при постоянной внешней нагрузке и изменении размера полости от миллиметров до нанометров.

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. На начальной стадии схлопывания материал является упругопластическим, температура внутренней поверхности полости увеличивается медленно, но, когда безразмерный внутренний радиус уменьшается до $\approx 0,1 \div 0,2$, температура внутренней поверхности резко возрастает и достигает температуры плавления материала. Конечная температура достаточно высока, чтобы материал плавился, и это приводит к спеканию порошков, если только ударное давление не слишком мало.

2. Конечная температура внутренней поверхности зависит от размера полости и теплопроводности. Если в случае полостей малого размера теплопроводность не учитывается, то высокая конечная температура обусловлена высокой скоростью деформации. Влияние теплопроводности незначительно при размерах полости порядка 1 мм, однако с уменьшением размера полости до нанометров влияние теплопроводности резко усиливается. За счет теплопроводности рост температуры внутренней поверхности замедляется. Влияние теплопроводности доминирует при размерах полости меньше 5 мм, при больших размерах преобладает влияние размера. Коэффициент плавления достигает максимального значения $3,89 \times 10^{-4}$ при диаметре полости 5 мм.

3. В процессе схлопывания полости температура внутренней поверхности значительно выше, чем на некотором расстоянии от нее. Плавление охватывает малую область в окрестности внутренней поверхности полости

(коэффициент плавления только $\approx 10^{-4}$). Относительно низкая температура других областей позволит сохранить аморфность материала при компактировании аморфных порошков.

Работа поддержана Национальным фондом естественных наук Китая (грант № 1017225).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Jong-Heon Lee et al.** Defect-enhanced solid-state reaction behavior of shocked-modified Ti+C powder mixture compacts // J. Mater. Proc. Technol. 1999. V. 85. P. 79–82.
2. **Ando S. et al.** Explosive compaction of Nd — Fe — B powder // J. Mater. Proc. Technol. 1999. V. 85. P. 142–147.
3. **Shao Binghuang.** Explosive consolidation of amorphous cobalt-based alloys // J. Mater. Proc. Technol. 1999. V. 85. P. 121–124.
4. **Tanimoto H., Pasquini L., Prummer R., et al.** Self-diffusion and magnetic properties in explosion densified nanocrystalline Fe // Scripta mater. 2000. V. 42. P. 961–966.
5. **Glade S. C., Thadhane N. N.** Shock consolidation of mechanically alloyed amorphous Ti — Si powders // Metallurg. Mater. Trans. A. 1995. V. 26. P. 2565–2569.
6. **Carrol 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.
7. **Дунин С. З., Сурков В. В.** Динамика закрытия поры во фронте ударной волны // Прикл. математика и механика. 1979. Т. 43, № 3. С. 511–518.
8. **Аттетков А. В., Власов Л. Н., Селиванов В. В., Соловьев В. С.** Влияние неравновесного разогрева на поведение пористого вещества при ударном сжатии // ПМТФ. 1984. № 6. С. 120–127.
9. **Carrol M. M., Kim K. T.** The effect of temperature on viscoplastic pore collapse // J. Appl. Phys. 1986. V. 59, N 6. P. 1962–1967.
10. **Johnson G. R., Cook W. H.** Fracture characteristics of three metals subjected to various strain rates, temperatures and pressures // Eng. Fracture Mech. 1985. V. 21, N 1. P. 31–48.
11. **Shao B. H., Zhang K.** Explosive Welding Principle and its Application. Dalian: Dalian Univ. Sci. and Technol. Press, 1987. P. 329–341.

Поступила в редакцию 13/IV 2004 г.