

УДК 539.374

АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ДИНАМИЧЕСКОГО РАДИАЛЬНОГО УПЛОТНЕНИЯ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СРЕД

Г. Ш. Болтачев, Н. Б. Волков

Институт электрофизики УрО РАН, 620016 Екатеринбург
E-mails: grey@ier.uran.ru, nbv@ami.uran.ru

В рамках развитого ранее континуального приближения проанализировано радиальное осесимметричное прессование гранулированной среды при наличии жесткого недеформируемого стержня на оси симметрии. Показано, что за счет инерционных эффектов при импульсном нагружении возможно достижение высоких плотностей, близких к соответствующим беспористому состоянию. Проанализировано влияние начальных радиальных размеров системы стержень — порошок — оболочка на процесс уплотнения. Выявлена масштабная инвариантность задачи при различных ограничениях, накладываемых на отношения характерных размеров.

Ключевые слова: гранулированные материалы, импульсное прессование, инерционный эффект.

Введение. Настоящая работа является продолжением работ [1, 2], посвященных полупроэмпирическому описанию процесса компактирования гранулированной среды, в частности нанопорошков на основе оксида алюминия [3–5]. Уплотнение гранулированной среды рассматривается в континуальном приближении пластично упрочняющегося пористого тела [6–9]. В работах [1, 5] приведены характеристики исследуемых нанопорошков с маркировкой АМ и α -АМ, экспериментальные адиабаты сжатия и эмпирически построенные функции упрочнения. Использование последних позволило сформулировать замкнутую систему реологических уравнений и выполнить квазистатический анализ радиального осесимметричного компактирования нанопорошков [1], реализованного в экспериментах по магнитно-импульсному прессованию [3–5]. В работе [2] построена модель, учитывающая влияние на динамику прессования инерционных свойств системы порошок — оболочка, роль которых в быстрых процессах магнитно-импульсного компактирования становится решающей. Для описания процесса радиального уплотнения гранулированной среды при наличии на оси симметрии жесткого стержня радиусом r_m получено дифференциальное уравнение, определяющее динамику границы раздела системы порошок — оболочка ($R = R(t)$) при воздействии извне магнитного давления $p_c(t)$:

$$a_0 R A = -\frac{2}{\rho} \frac{\Delta p}{C} - \frac{v_0^2 r_m^2 R^2 B}{(R^2 - r_m^2)^2} - \frac{v_0^2}{C} \frac{\rho_c}{\rho} \left[2 \ln \left(\frac{R_c}{R} \right) - 1 + \frac{R^2}{R_c^2} \right],$$

$$A = 1 - \frac{r_m^2 D}{R^2 - r_m^2} + \frac{\rho_c}{\rho} \frac{2 \ln (R_c/R)}{C}, \quad \Delta p = p_c - p_{c,el} - p_{el}, \quad (1)$$

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-08-33387).

$$B = \frac{6\Psi + \varphi}{3\varphi} \left[CD - 2 \ln \left(\frac{R}{r_m} \right) \right] - 1 + \frac{r_m^2}{R^2},$$

$$C = \frac{6\Psi + \varphi + 3\varphi r_m^2/R^2}{6\Psi + \varphi}, \quad D = \frac{6\Psi + 4\varphi}{6\Psi + \varphi} \ln \left(\frac{(6\Psi + \varphi)R^2 + 3\varphi r_m^2}{(6\Psi + 4\varphi)r_m^2} \right).$$

Здесь Ψ , φ — известные функции пористости θ [1]:

$$\Psi(\theta) = \frac{2}{3} \frac{1 - \theta + \theta^2/2}{\theta} \varphi(\theta), \quad \varphi(\theta) = (1 - \theta)^{5/3}, \quad (2)$$

$a_0 = d^2R/dt^2$ — ускорение; $v_0 = dR/dt$ — скорость границы раздела системы порошок — оболочка; $\rho = \rho_{\max}(1 - \theta)$ — плотность гранулированной среды; $\rho_{\max} = 3,66 \text{ г/см}^3$ для порошка АМ и $\rho_{\max} = 3,986 \text{ г/см}^3$ для порошка α -АМ; $\rho_c = 8960 \text{ кг/м}^3$ — плотность медной оболочки; $p_{c,el}$ — часть внешнего давления, компенсируемая упругими напряжениями в меди [2]:

$$p_{c,el} = \left(1 - \frac{R^2}{R_c^2} \right) \frac{10K}{\sqrt{3}} \sqrt{\varepsilon_0 + \frac{2}{\sqrt{3}} \ln \left(\frac{R_0}{R} \right)}, \quad (3)$$

$\varepsilon_0 = 0,01$; $K = 54,15 \text{ МПа}$; R_c — внешний радиус медной оболочки; R_0 — начальное значение R ; p_{el} — давление, компенсируемое упругими напряжениями в порошке [1, 2]:

$$p_{el} = \sqrt{\frac{1 - \theta}{2}} \frac{(2\Psi + \varphi/3)R^2 + \varphi r_m^2}{\sqrt{(2\Psi + \varphi/3)R^4 + \varphi r_m^4}} \tau_0(\Gamma_0). \quad (4)$$

Мера накопленных деформаций формоизменения Γ_0 , являющаяся аргументом функций упрочнения $\tau_0(\Gamma_0)$ исследованных нанопорошков, определяется выражением

$$\Gamma_0 = \int_{\theta}^{\theta_0} \sqrt{\Psi + \frac{\varphi}{6} \left(1 + 3 \frac{r_m^4}{R^4} \right)} \frac{d\theta}{(1 - \theta)^{3/2}}. \quad (5)$$

Уравнение динамики (1) выведено в предположении, что медная оболочка несжимаема и гранулированная среда уплотняется однородно:

$$R_c = \sqrt{R_{c,0}^2 + R^2 - R_0^2}, \quad R = \sqrt{r_m^2 + (R_0^2 - r_m^2) \frac{1 - \theta_0}{1 - \theta}}. \quad (6)$$

Здесь нижним индексом 0 отмечены величины, соответствующие начальному состоянию, в момент времени $t = 0$. Как показано в [2], результаты численного решения дифференциального уравнения (1) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными о плотности компактов, полученных методом радиального магнитно-импульсного прессования, что подтверждает адекватность реальным процессам принятых предположений, в частности используемой модели однородного уплотнения.

В данной работе в рамках развитого подхода проводится анализ основных закономерностей процесса динамического уплотнения гранулированных сред.

Выясним, возможно ли достижение уплотняемой средой состояний, близких к беспористому ($\theta = 0$), и исследуем влияние на процесс прессования радиальных размеров системы стержень — порошок — оболочка.

1. Предел малой пористости. Давление

$$p_{el} \simeq \Psi^{1/2} \tau_{0,\max} \simeq \sqrt{2/3} \tau_{0,\max} / \theta^{1/2} \quad (7)$$

стремится к бесконечности при $\theta \rightarrow 0$. Тем не менее дифференциальное уравнение (1) допускает решения, соответствующие беспористому состоянию. Действительно, при $\theta \rightarrow 0$ уравнение (1) сводится к уравнению

$$\alpha \ddot{R} + \beta \dot{R}^2 = \gamma(R - R_{\min})^{-1/2}, \quad (8)$$

где $R_{\min} = (r_m^2 + (R_0^2 - r_m^2)(1 - \theta_0))^{1/2}$ — минимально возможное значение радиуса R , соответствующее нулевой пористости,

$$\alpha = R_{\min} \left[1 - \frac{2r_m^2}{R_{\min}^2 - r_m^2} \ln \left(\frac{R_{\min}}{r_m} \right) + \frac{2\rho_c}{\rho_{\max}} \ln \left(\frac{R_{c,\min}}{R_{\min}} \right) \right] > 0,$$

$$\beta = \frac{\rho_c}{\rho_{\max}} \left[\frac{R_{\min}^2}{R_{c,\min}^2} - 1 + 2 \ln \left(\frac{R_{c,\min}}{R_{\min}} \right) \right] - \frac{r_m^2}{R_{\min}^2 - r_m^2}, \quad \gamma = \frac{2\tau_{0,\max} R_{\min}^{1/2}}{\sqrt{3} \rho_{\max}} \sqrt{1 - \frac{r_m^2}{R_{\min}^2}} > 0.$$

Приближение к нулевой пористости происходит на стадии замедления движения ($\dot{R} < 0$, $\ddot{R} > 0$), что позволяет считать знаконеопределенное (но конечное) второе слагаемое в левой части (8) пренебрежимо малым по сравнению с остальными расходящимися членами уравнения. Тогда при соответствующем переопределении $R = R_{\min} + (\gamma/\alpha)^{2/3}y$ получим дифференциальное уравнение

$$\ddot{y} \sqrt{y} = 1 \quad (9)$$

с начальными условиями $y(0) = y_0 > 0$, $\dot{y}(0) = \dot{y}_0 < 0$. Решение (9) имеет вид

$$\dot{y} = -\sqrt{4(\sqrt{y} - \sqrt{y_0}) + \dot{y}_0^2},$$

$$6t = (\dot{y}_0^2 - 4\sqrt{y_0} - 2\sqrt{\dot{y}_0}) \sqrt{4(\sqrt{y} - \sqrt{y_0}) + \dot{y}_0^2} + \dot{y}_0(\dot{y}_0^2 - 6\sqrt{y_0}). \quad (10)$$

При относительно медленном движении, когда $|\dot{y}_0| < 2y_0^{1/4}$, решение (10) не достигает значения $y = 0$ (при $y = (\sqrt{y_0} - \dot{y}_0^2/4)^2$ скорость \dot{y} обращается в нуль). При $\dot{y}_0 = -2y_0^{1/4}$ решение (10) обращается в нуль ($y = 0$, $R = R_{\min}$), при этом $\dot{y} = 0$, т. е. беспористое состояние достигается без упругого удара. Наконец, в случае достаточно большого разгона ($\dot{y}_0 < -2y_0^{1/4}$) решение достигает предела $y = 0$ с отличным от нуля значением $\dot{y} = -\sqrt{\dot{y}_0^2 - 4\sqrt{y_0}}$. Это соответствует упругому удару, завершающему прессование, с последующим отражением, что может привести к разрушению спрессованного изделия.

На рис. 1 представлены амплитуды $p_m = p_{m,0}$ синусоидального импульса внешнего давления

$$p_c = p_m \sin^2(\pi t/T), \quad (11)$$

начиная с которых в рамках анализируемой модели достигаются беспористые состояния нанопорошков АМ и α -АМ. Характеристики используемых порошков АМ и α -АМ приведены в [1]. При $p_m < p_{m,0}$, т. е. в области, расположенной ниже соответствующей кривой $p_{m,0}(T)$, процесс уплотнения заканчивается при $\theta > 0$ (рис. 2). При $p_m > p_{m,0}$ в конце процесса прессования неизбежен упругий удар. Сама же кривая $p_m = p_{m,0}$ соответствует достижению беспористого состояния без упругого удара. В квазистатическом процессе ($T \rightarrow \infty$) $p_{el} \rightarrow \infty$ (см. (7)), поэтому беспористое состояние недостижимо [8], что приводит к неограниченному росту амплитуды $p_{m,0}$ при $T \rightarrow \infty$. Абсолютный минимум на кривой $p_{m,0}(T)$ соответствует наиболее эффективному использованию инерционных свойств системы порошок — оболочка и для порошка АМ достигается при $T \simeq 29$ мкс и $p_{m,0} \simeq 1,11$ ГПа. Дальнейшее уменьшение периода сигнала T приводит к появлению ряда

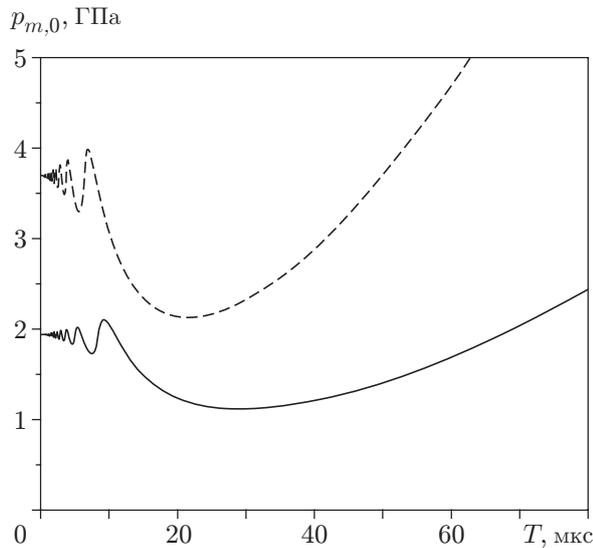


Рис. 1

Рис. 1. Амплитуды импульса внешнего давления (11), начиная с которых достигаются беспористые состояния нанопорошков АМ (сплошная линия) и α -АМ (штриховая линия) ($r_m = 1$ мм, $R_0 = 10$ мм, $R_{c,0} = 11$ мм)

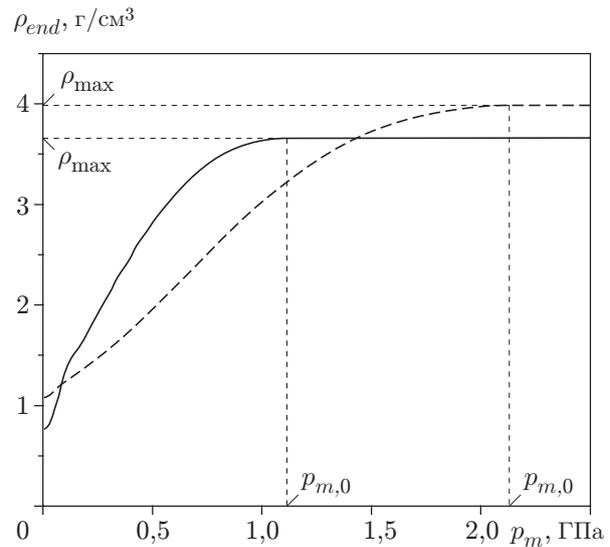


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость конечной плотности прессовки от амплитуды внешнего давления:

сплошная линия — нанопорошок АМ ($T = 29$ мкс); штриховая — нанопорошок α -АМ ($T = 21$ мкс)

локальных экстремумов, которые являются следствием периодичности сигнала (11). При $T \rightarrow 0$ величина $p_{m,0}$ стремится к конечному значению порядка 1,94 ГПа (порошок АМ), что эквивалентно мгновенному “включению” внешнего давления вдвое меньшей амплитуды ($\simeq 0,97$ ГПа). Меньшая прессуемость порошка α -АМ приводит к сдвигу кривой $p_{m,0}(T)$ в область более высоких давлений и более высокочастотных сигналов (координаты абсолютного минимума: $T \simeq 21$ мкс, $p_{m,0} \simeq 2,13$ ГПа).

Ранее вопрос о достижении беспористого состояния за счет динамики процесса прессования обсуждался в [8]. Отмечено, что возможность такого эффекта является лишь следствием использования модели жесткопластичной уплотняемой среды. Учет же упругих смещений, строго говоря, исключает такую возможность. Однако вследствие малости амплитуды упругой объемной деформации кристаллических (или поликристаллических) тел их влияние, по-видимому, должно быть существенно лишь для состояний, пористость которых составляет менее 1 %.

2. Масштабные закономерности процесса уплотнения. Приведенные выше численные оценки соответствуют размерам системы стержень — порошок — оболочка $r_m = 1$ мм, $R_0 = 10$ мм, $R_c = 11$ мм. Данные значения близки к соответствующим значениям параметров в проведенных экспериментах по магнитно-динамическому компактированию нанопорошков [1, 2, 5]. Изменение радиуса жесткого стержня r_m и (или) толщин слоя порошка R_0 и медной оболочки R_c приведет если не к качественному, то к количественному изменению полученных результатов. Проанализируем характер этого изменения.

Рассмотрим пропорциональное изменение геометрических размеров системы, при котором отношения r_m/R_0 и R_c/R_0 остаются неизменными. Выясним, какое влияние оказы-

вает изменение размера системы (в качестве которого будем использовать величину R_0) на процесс компактирования. Нетрудно заметить, что при переходе к приведенным переменным

$$x = \frac{R}{R_0}, \quad x_c = \frac{R_c}{R_0}, \quad x_m = \frac{r_m}{R_0}, \quad \tau = \frac{t}{R_0} \sqrt{\frac{K}{\rho_{\max}}}$$

абсолютные размеры системы, т. е. величина R_0 , исключаются из уравнений (1)–(6). Это означает, что динамика уплотнения описывается универсальной (не зависящей от абсолютных размеров) зависимостью $\theta(\tau) = \theta(\tau, p_c(\tau), x_m, x_c)$. Таким образом, изменение всех размеров системы в k раз приводит лишь к аналогичному масштабированию времени. Например, представленные на рис. 2 кривые уплотнения $\rho_{end}(p_m)$ останутся неизменными при увеличении размеров системы и периодов T в одинаковое число раз.

Более сложное влияние на процесс прессования оказывает относительное изменение размеров r_m , R_0 и R_c . Проанализируем сначала влияние на компактирование изменения радиуса внутреннего жесткого стержня r_m при неизменных значениях R_0 и R_c . Предельный переход при $r_m \rightarrow 0$ соответствует прессованию сплошного цилиндра. При этом выражения (1)–(6) существенно упрощаются. В частности, уравнение (1), определяющее движение границы раздела системы порошок — оболочка, принимает вид

$$a_0 R \left[\frac{\rho}{2} + \rho_c \ln \left(\frac{R_c}{R} \right) \right] = -\Delta p - \frac{\rho_c}{2} v_0^2 \left[2 \ln \left(\frac{R_c}{R} \right) - 1 + \frac{R^2}{R_c^2} \right]. \quad (12)$$

При $r_m \rightarrow R_0$ имеем задачу об одноосном уплотнении [1]. В этом случае удобно перейти к переменной $x = h/h_0 = (R - r_m)/(R_0 - r_m)$, причем $h < h_0 \ll r_m$. Тогда уравнение (6) преобразуется к виду

$$x = (1 - \theta_0)/(1 - \theta),$$

а мера накопленных деформаций и предел упругокомпенсируемого давления будут определяться выражениями

$$\Gamma_0 = \int_{\theta}^{\theta_0} \sqrt{\Psi + \frac{2}{3} \varphi} \frac{d\theta}{(1 - \theta)^{3/2}}, \quad p_{el} = \tau_0 \sqrt{\left(\Psi + \frac{2}{3} \varphi \right) (1 - \theta)},$$

совпадающими с соответствующими соотношениями работы [1]. При $h_0 \rightarrow 0$ уравнение (1) сводится к уравнению

$$\rho_c R_0 \ln \left(\frac{R_c}{R_0} \right) h_0 \left(\frac{d^2 x}{dt^2} \right) = -\Delta p. \quad (13)$$

Отсутствие в (13) плотности компактируемой среды ρ является следствием того, что в пределе при $h \rightarrow 0$ влияние инерционных свойств порошка пренебрежимо мало по сравнению с влиянием инерционных свойств компактирующей оболочки ρ_c .

В процессе перехода от прессования сплошного цилиндра (см. (12)) к одноосному прессованию тонкого слоя порошка (см. (13)) имеют место достаточно сложные зависимости конечной плотности ρ_{end} от радиуса внутреннего жесткого стержня (рис. 3). При малых (кривые 1 и 1') и больших (кривые 2 и 2') значениях периода T зависимости $\rho_{end}(r_m)$ качественно различаются. Причина этих различий становится ясной при анализе зависимостей $\rho_{end}(T)$, соответствующих различным значениям r_m .

На рис. 4 представлена зависимость $\rho_{end}(T)$ для порошка α -АМ. Видно, что при заданной амплитуде прессующего давления p_m максимально возможная плотность ρ_{end}^* достигается в отсутствие жесткого стержня (кривая 1) при $T = T^*$. Появление жесткого

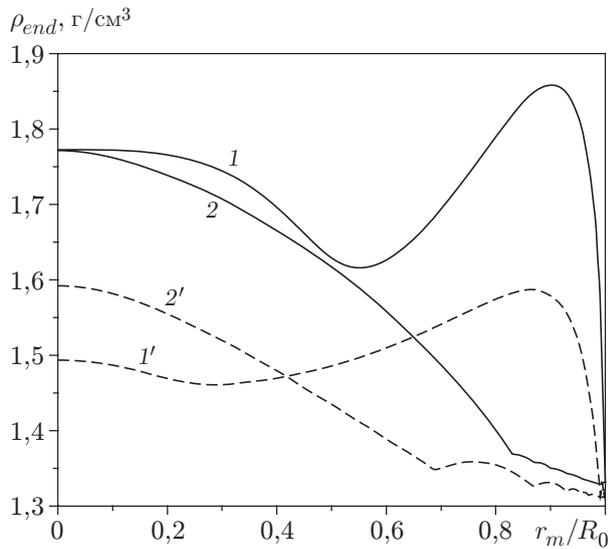


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость конечной плотности прессовки от радиуса внутреннего жесткого стержня при $R_c/R_0 = 1,1$:

сплошные линии — порошок АМ ($p_m = 0,2$ ГПа); штриховые — порошок α -АМ ($p_m = 0,3$ ГПа); 1 — $T = 20$ мкс; 2 — $T = 200$ мкс; 1' — $T = 15$ мкс; 2' — $T = 100$ мкс

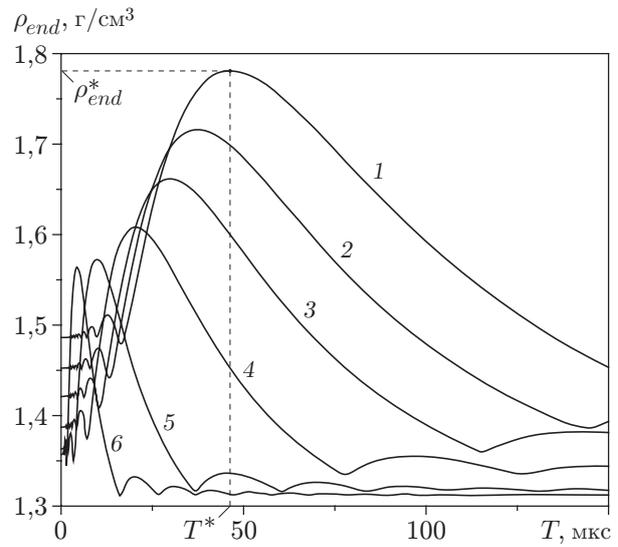


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость конечной плотности прессовки от периода T внешнего импульса давления (11) для нанопорошка α -АМ ($p_m = 0,3$ ГПа, $R_c/R_0 = 1,1$):

1 — $r_m/R_0 = 0$; 2 — $r_m/R_0 = 0,4$; 3 — $r_m/R_0 = 0,6$; 4 — $r_m/R_0 = 0,8$; 5 — $r_m/R_0 = 0,95$; 6 — $r_m/R_0 = 0,99$

стержня на оси системы и увеличение его радиального размера r_m приводит к уменьшению абсолютного максимума зависимости $\rho_{end}(T)$ и сдвигу соответствующей кривой в область меньших значений T и ρ_{end} . При $h_0 \rightarrow 0$ уменьшение максимума прекращается и кривые $\rho_{end}(T)$ становятся подобными. Действительно, нетрудно заметить, что при переходе к приведенной переменной $\tau \sim t/\sqrt{h_0}$ величина h_0 исчезает из соотношения (13). Это означает, что динамика уплотнения описывается универсальной, не зависящей от толщины слоя порошка зависимостью $\theta(\tau) = \theta(\tau, p_c(\tau), R_c/R_0)$. Таким образом, изменение толщины в k раз приводит лишь к соответствующему (в \sqrt{k} раз) масштабированию времени, а следовательно, и значений периода T на рис. 4.

Анализ рис. 4 показывает, что при $T \geq T^*$ увеличение r_m сопровождается монотонным уменьшением плотности ρ_{end} , в то время как при $T < T^*$ (слева от максимума) наблюдается более сложное поведение зависимости $\rho_{end}(r_m)$. Сначала основным фактором, определяющим поведение функции $\rho_{end}(r_m)$, является общее уменьшение плотности, которое практически полностью подавляет осцилляции функций $\rho_{end}(T)$ в области малых значений T , обусловленные периодичностью внешнего воздействия (11). При дальнейшем увеличении r_m абсолютный максимум зависимости $\rho_{end}(T)$ сдвигается к текущему значению периода. Это приводит к появлению аналогичного максимума функции $\rho_{end}(r_m)$, после чего наблюдается быстрое уменьшение ρ_{end} . При $r_m/R_0 \rightarrow 1$ на всех зависимостях $\rho_{end}(r_m)$ имеются слабые осцилляции, соответствующие осцилляциям функций $\rho_{end}(T)$ при больших значениях периода и обусловленные эффектом “цикличности” процесса. При относительно медленном нарастании прессующего давления уплотняемая среда испытывает несколько циклов разгона и торможения. В ходе последнего цикла состояние уплотняе-

мого порошка в общем случае характеризуется несколько более высоким давлением, чем в квазистатических условиях прессования, которые реализуются при $T \rightarrow \infty$.

Из рис. 3 следует, что при малых значениях r_m конечная плотность слабо зависит от радиуса жесткого стержня. Такое поведение функций $\rho_{end}(r_m)$ при $r_m \rightarrow 0$ не зависит от типа нанопорошка и параметров прессующего импульса (11), что является следствием исходных уравнений (1)–(6), определяющих динамику уплотняемой среды. Разложение этих уравнений по r_m не содержит линейных членов, за членами основного порядка следуют члены типа r_m^2 и $r_m^2 \ln(R/r_m)$. Следствием этого, в свою очередь, является обращение в нуль первой производной функции $\rho_{end}(r_m)$ при $r_m \rightarrow 0$, в результате чего значения ρ_{end} при малых значениях r_m становятся постоянными.

Проанализируем влияние на компактирование начальной толщины внешней проводящей оболочки $\Delta_0 = R_{c,0} - R_0$ при неизменных значениях R_0 и r_m . Для тонкой оболочки ($\Delta_0 \ll R_0$) управляющие соотношения (1), (3) и (6) могут быть разложены в ряд по параметру Δ_0 . В частности, из соотношений (6) и (3) в первом приближении получаем

$$\Delta = R_c - R = \Delta_0 R_0 / R, \quad p_{c,el} = \sqrt{2} \tau_{0,c} \Delta / R$$

($\tau_{0,c}$ — предел текучести материала оболочки), при этом уравнение, определяющее динамику оболочки [2], принимает вид

$$p = p_c - \sqrt{2} \tau_{0,c} \Delta / R + \rho_c a_0 \Delta,$$

где p — давление на внутреннюю поверхность оболочки, т. е. давление со стороны уплотняемого порошка. При $\Delta_0 \rightarrow 0$ (или $R_c \equiv R$) оболочка отсутствует. При этом давление на порошок p равно внешнему давлению p_c , а проводящая оболочка служит лишь инструментом для создания магнитного давления.

При $R_c \rightarrow \infty$ величина упругокомпенсируемых оболочкой напряжений (3) остается конечной. Следовательно, увеличение толщины проводящей оболочки до сколь угодно больших значений не исключает возможности проведения прессования. Так, при $R_c \rightarrow \infty$ стартовое давление, переводящее внутреннюю поверхность оболочки в пластичное состояние, составляет $p_{c,el} = K/\sqrt{3} \simeq 31$ МПа. При этом уравнение (1) сводится к уравнению

$$\rho_c (Ra_0 + v_0^2) \ln(R_c/R) = -\Delta p. \quad (14)$$

При достаточно больших значениях R_c зависимостью $R(t)$ в аргументе логарифма можно пренебречь и положить

$$\ln(R_c/R) = \ln(R_c/R_0) + \ln(R_0/R) \simeq \ln(R_c/R_0).$$

Тогда, переходя к переменной $\tau \sim t/(R_0 \sqrt{\ln(R_c/R_0)})$, можно исключить R_c и R_0 из уравнения, определяющего динамику сжатия (14). Последнее, в частности, означает, что конечная плотность описывается универсальной (не зависящей от толщины оболочки) зависимостью $\rho_{end} = \rho_{end}(T_r, p_m(\tau), r_m/R_0)$, где $T_r = T(\ln(R_c/R_0))^{-1/2}$, т. е. кривые $\rho_{end}(T)$, приведенные на рис. 5, становятся подобными.

Влияние толщины проводящей оболочки на конечную плотность показано на рис. 6. Максимальное уплотнение достигается в пределе для бесконечно тонкой оболочки (координаты абсолютного максимума на кривой 1 на рис. 5: $T^* \simeq 27,6$ мкс, $\rho_{end}^* \simeq 1,841$ г/см³ (для порошка α -АМ)). Соответственно для порошка АМ $T^* \simeq 34,4$ мкс, $\rho_{end}^* \simeq 2,247$ г/см³. Увеличение толщины Δ_0 приводит к увеличению значения $p_{c,el}$, что снижает компактирование, и к росту инерционных характеристик системы, что в свою очередь сдвигает (растягивает) зависимость $\rho_{end}(T)$ в область больших значений периода T . В результате при относительно малых значениях периода ($T \leq T^*$) увеличение толщины проводящей оболочки сопровождается резким уменьшением достигаемой плотности ρ_{end} (см. рис. 6). При $T > T^*$ характер зависимости $\rho_{end}(\Delta_0)$ меняется. Влияние указанных выше факторов

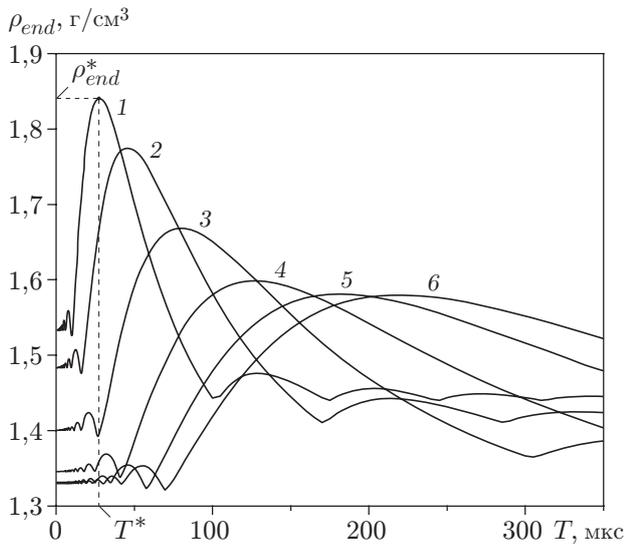


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость конечной плотности прессовки от периода T внешнего импульса давления (12) для нанопорошка α -АМ ($p_m = 0,3$ ГПа, $r_m/R_0 = 0,1$):
 1 — $R_{c,0} = R_0$ (пренебрежимо тонкая оболочка); 2 — $R_{c,0}/R_0 = 1,1$; 3 — $R_{c,0}/R_0 = 1,5$;
 4 — $R_{c,0}/R_0 = 3$; 5 — $R_{c,0}/R_0 = 10$; 6 — $R_{c,0}/R_0 = 30$

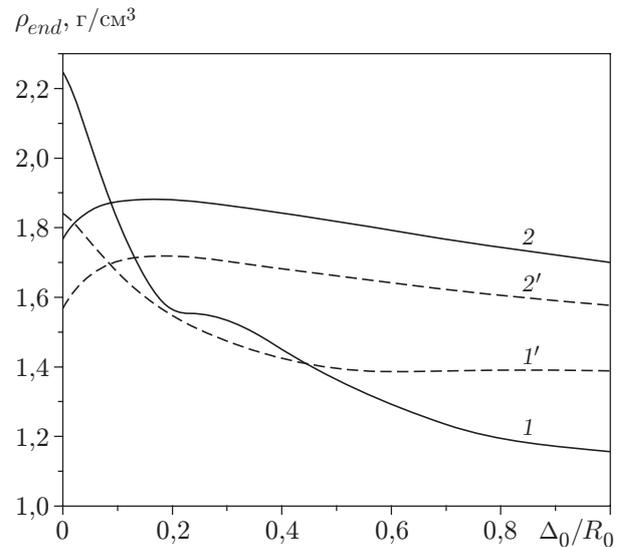


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость конечной плотности прессовки от начальной толщины внешней проводящей оболочки при $r_m/R_0 = 0,1$:
 сплошные линии — порошок АМ ($p_m = 0,2$ ГПа); штриховые — порошок α -АМ ($p_m = 0,3$ ГПа); 1 — $T = 34,4$ мкс; 2 — $T = 150$ мкс; 1' — $T = 27,6$ мкс; 2' — $T = 70$ мкс

приводит к появлению незначительного максимума при значениях $\Delta_0 \simeq 0,2R_0$. Отметим также, что незначительные осцилляции на кривых 1 и 1' (см. рис. 6) являются следствием периодичности используемого сигнала (11).

Заключение. В рамках развитого ранее континуального приближения пластично-упрочняющегося пористого тела проанализированы характерные особенности динамического процесса радиального осесимметричного прессования гранулированных сред при наличии жесткого стержня на оси симметрии. Показана возможность (в пренебрежении упругими деформациями) достижения беспористого состояния; для исследуемых нанопорошков рассчитаны амплитуды внешнего давления, при которых в конце процесса прессования неизбежен упругий удар. Выявлена масштабная инвариантность уравнений, описывающих динамику процесса, относительно пропорционального изменения всех радиальных размеров системы стержень — порошок — оболочка и аналогичного масштабирования времени. Проанализировано также влияние относительного изменения размеров. В частности, установлено, что в пределе для тонкого жесткого стержня ($r_m \rightarrow 0$) его толщина не влияет на процесс компактирования и как следствие на плотность конечного компакта. Выявленные закономерности открывают возможность управления процессом компактирования с целью получения изделия с требуемыми параметрами.

Авторы выражают благодарность В. В. Иванову за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Болтачев Г. Ш., Волков Н. Б., Добров С. В. и др.** Моделирование радиального магнитно-импульсного уплотнения гранулярной среды в квазистатическом приближении // Журн. техн. физики. 2007. Т. 77, вып. 10. С. 58–67.
2. **Болтачев Г. Ш., Волков Н. Б., Иванов В. В., Паранин С. Н.** Модель динамического прессования гранулированной среды // ПМТФ. 2008. Т. 49, № 2. С. 211–215.
3. **Иванов В. В., Паранин С. Н., Вихрев А. Н., Ноздрин А. А.** Эффективность динамического метода уплотнения наноразмерных порошков // Материаловедение. 1997. № 5. С. 49–55.
4. **Иванов В. В., Паранин С. Н., Никонов А. В. и др.** Получение труб из керамик на основе Al_2O_3 и ZrO_2 посредством электродинамического прессования и обычного спекания // Проблемы нанокристаллических материалов: Сб. науч. тр. Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 2002. С. 536–546.
5. **Paranin S., Ivanov V., Nikonov A., et al.** Densification of nano-sized alumina powders under radial magnetic pulsed compaction // Adv. Sci. Technol. 2006. V. 45. P. 899–904.
6. **Мартынова И. Ф., Штерн М. Б.** Уравнение пластичности пористого тела, учитывающее истинные деформации материала основы // Порошковая металлургия. 1978. № 1. С. 23–29.
7. **Скороход В. В., Тучинский Л. И.** Условие пластичности пористых тел // Порошковая металлургия. 1978. № 11. С. 83–87.
8. **Штерн М. Б.** Феноменологические теории прессования порошков / М. Б. Штерн, Г. Г. Сердюк, Л. А. Максименко, Ю. В. Трухан, Ю. М. Шуляков. Киев: Наук. думка, 1982.
9. **Скороход В. В.** Реологические основы теории спекания. Киев: Наук. думка, 1972.

Поступила в редакцию 9/VIII 2007 г.
