

Моделирование радиального магнитно-импульсного уплотнения гранулярной среды в квазистатическом приближении

© Г.Ш. Болтачев, Н.Б. Волков, С.В. Добров, В.В. Иванов, А.А. Ноздрин, С.Н. Паранин

Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия
e-mail: grey@ier.uran.ru

(Поступило в Редакцию 12 сентября 2006 г.)

Экспериментально получены адиабаты сжатия наноразмерных порошков на основе оксида алюминия, исследованы различные режимы магнитно-импульсного цилиндрически-симметричного радиального прессования и измерены распределения плотности в полученных изделиях. В рамках континуального приближения пористой среды с использованием экспериментальных адиабат сжатия рассмотрено квазистатическое уплотнение гранулярной среды. Проанализированы режимы однородного и равновесного уплотнения в условиях радиального прессования на жестком стержне. Рассчитаны распределения пористости, тензора напряжений, меры накопленных деформаций формоизменения. Объяснены особенности прессования нанопорошков, в частности наличие или отсутствие неоднородного радиального распределения пористости.

PACS: 81.05.Rm, 81.20.Ev, 81.07.Wx

Введение

К настоящему времени выполнено значительное количество экспериментальных исследований по использованию сильных импульсных магнитных полей для уплотнения порошковых материалов. В 1964 г. Сандстром [1] впервые предложил и реализовал электродинамическое прессование порошка в трубе, которая сжимается под действием импульсного магнитного поля собственного тока (так называемая схема Z-пинча). Позднее Миронов [2] реализовал вариант электродинамического прессования „на раздачу“. Широкое применение нашло радиальное индукционное сжатие металлических оболочек, известное как Θ -пинч [3]. Относительно недавно магнитно-импульсные методы стали применяться и для формирования наноразмерных порошков [4–6]. При использовании одноосного прессования [4] были получены компакты оксида алюминия с пористостью θ менее 0.3. Ввиду специфики свойств нанопорошков (сильные межчастичные взаимодействия, высокая поверхностная энергия) магнитно-импульсный метод оказался более эффективным для их формования [5] в сравнении с традиционными статическими и ударноволновыми способами.

Существенный прогресс в теоретическом описании процессов уплотнения структурно-неоднородных тел достигнут в рамках теории пластичности [7–17]. В частности, в работах [9–11] было установлено, что наряду с геометрическим фактором (уменьшение объема пор), определяющим сопротивление деформированию при уплотнении пористого тела, существенную роль играет так называемый физический фактор, т.е. деформационное упрочнение (наклеп) вещества пористого тела. Тем не менее несмотря на достигнутые успехи в настоящее время строгие и самодостаточные теоретические построения не могут претендовать не только на количественное согласие с экспериментом, но и на

качественное описание всей совокупности наблюдаемых явлений.

В связи с этим в настоящей работе развивается полуэмпирический подход [18], в рамках которого свободные параметры теории (кривая упрочнения) определяются по экспериментальным данным об импульсном одноосном сжатии гранулярной среды — так называемым адиабатам сжатия. В работе теоретически моделируются процессы радиального магнитно-импульсного прессования (РМИП) нанопорошков, в которых состояние гранулярной среды практически не доступно для экспериментального наблюдения. Результаты расчетов сравниваются с экспериментом по конечному состоянию спрессованных порошковых образцов.

1. Экспериментальные характеристики магнитно-импульсного компактирования наноразмерных порошков

Характеристики использованных для магнитно-импульсного компактирования наноразмерных порошков приведены в таблице. Нанопорошок АМ получен методом электровзрыва из сплава Al + 1.3 wt.% Mg в Институте электрофизики УрО РАН [19,20]. Для сепарации от крупных частиц готовились взвеси порошков в изопропиловом спирте. После осаждения крупных частиц спиртовую взвесь сливали и выпаривали. Получавшийся сухой остаток подвергали механическому размолу в дисковой мельнице. Насыпная плотность порошка в результате такой обработки повышается в 5–6 раз, что существенно упрощает процесс его укладки в прессформу перед прессованием. Порошок α -АМ получен из АМ путем отжига при температуре 1200°C в течение 60 min с целью перевода Al_2O_3 в α -фазу. Такая обработка

Характеристики порошков

Тип	Химический состав	Фазовый состав Al_2O_3	Средний размер частиц, nm	Рентгеновская плотность, $\rho_{\text{max}}, \text{g/cm}^3$
AM	$(\text{Al} + 1.3 \text{ wt.}\% \text{Mg})_2\text{O}_3$	$0.85\gamma + 0.15\delta$	20	3.66
α -AM	$\text{Al}_2\text{O}_3 + 4 \text{ wt.}\% \text{MgAl}_2\text{O}_4$	α	90	3.986

приводит к увеличению среднего размера частиц и плотности укладки.

Определение динамической прессуемости порошков (адиабат сжатия) производилось на одноосном магнитно-импульсном прессе с усилием до 800 кН. Импульсное сжатие порошков осуществлялось в сквозном цилиндрическом канале диаметром 15 мм при импульсном давлении амплитудой до 1.2 ГПа и длительностью 400–600 мкс с плавными фронтами нарастания и спада. Перед прессованием производилась дегазация. Для измерения адиабат сжатия пресс снабжен оптоволоконными датчиками измерения перемещения верхнего и нижнего пуансонов и тензорезистивным датчиком давления, наклеенным на нижний пуансон. Измерение высоты плоского порошкового слоя по перемещению пуансонов позволяет определить текущую плотность $\rho(t)$ либо по отношению к начальной плотности, либо — к конечной. Данные о текущих плотности $\rho(t)$ и давлении $p(t)$ в образце параметрически задают адиабату сжатия исследуемого порошка. Одновременно по известной адиабате $p(\rho)$ рассчитывалась удельная работа внешней силы по сжатию порошка и производилась оценка адиабатического разогрева порошковой среды во время прессования.

Экспериментальные адиабаты сжатия в сравнении с теоретическими представлены на рис. 1. Обращает на себя внимание снижение уплотняемости модифицированного порошка (α -AM) по сравнению с электровзрывным (AM) при приблизительно одинаковой работе внешней силы. Удельная работа внешней силы, затрачиваемая на сжатие порошков до давления 1.2 ГПа, составляет $\approx 200 \text{ J/g}$, что соответствует адиабатическому разогреву на $\approx 150^\circ\text{C}$.

Моделируемые процессы экспериментально реализованы в процессах радиального прессования нанопорошков в полости трубчатых оболочек, сжимаемых давлением сильного импульсного магнитного поля. Конструкция пресс-формы, использовавшейся для радиального магнитно-импульсного компактирования, представлена на рис. 2. Плотность укладки порошка (3) в проводящую цилиндрическую оболочку (1) составляла порядка 20–25% от рентгеновской плотности ρ_{max} . После этого проводилась необходимая для импульсного прессования дегазация порошка, обеспечивающая удаление из порошка воздуха и основной доли адсорбированных веществ. С помощью размягчаемых в вакууме полиэтиленовых прокладок (5) и стальных пробок (6) осуществлялось газоплотное капсулирование пресс-формы. Прессование осуществлялось за счет радиального сжатия проводящей

оболочки импульсным магнитным полем в двух режимах: посредством Z-сжатия с полупериодом импульса тока $T_{1/2} \approx 15 \mu\text{s}$ и Θ -сжатия с $T_{1/2} \approx 90 \mu\text{s}$. При Z-сжатии пресс-форма непосредственно включалась в разрядную цепь емкостного накопителя энергии (емкостью 320 мкФ), так что оболочка сжималась под действием магнитного поля протекающего по ней тока. Во втором варианте сжатие оболочки осуществлялось давлением импульсного магнитного поля, генерируемого спиральным соленоидом при разряде того же емкостного накопителя. Варьирование амплитуды магнитного поля осуществлялось зарядным напряжением. В качестве проводящей оболочки использовалась медная труба диаметром 18–22 мм с толщиной стенки 1–2 мм. Для достижения достаточно

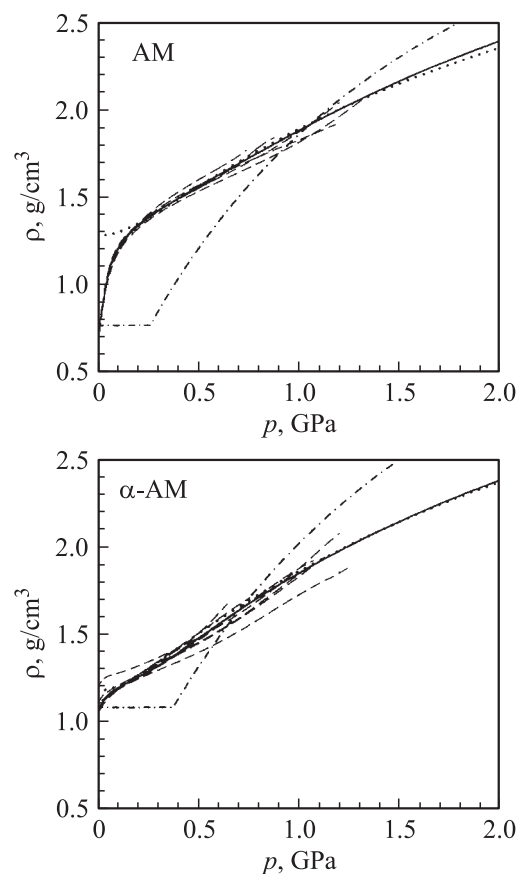


Рис. 1. Адиабаты сжатия порошков AM и α -AM. Штриховые линии — экспериментальные данные, сплошные — теория с законом упрочнения в виде (11), пунктир — теория с законом упрочнения в виде (4), штрихпунктир — теория с постоянным пределом текучести $k = 2 \text{ GPa}$ (отсутствие упрочнения материала).

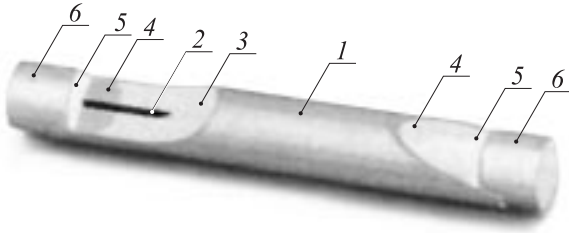


Рис. 2. Пресс-форма для магнитно-импульсного компактирования: 1 — проводящая оболочка, 2 — стержень, 3 — порошок, 4 — центр, 5 — прокладка, 6 — пробка.

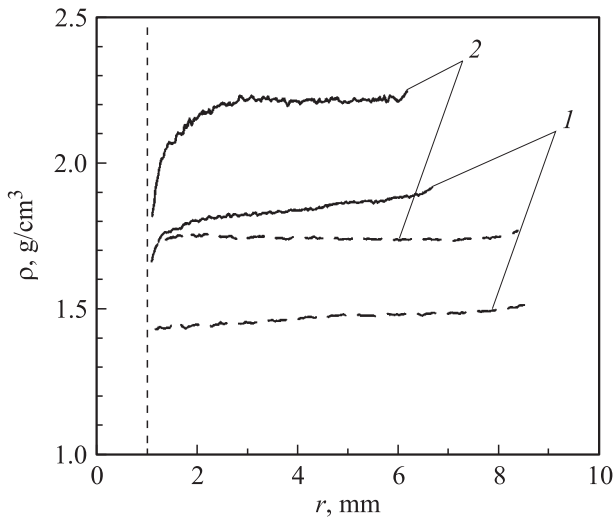


Рис. 3. Радиальные распределения плотности в прессовках из порошков АМ (сплошные линии) и α -АМ (штриховые линии), полученных при Z-сжатии ($T_{1/2} \approx 15 \mu\text{s}$, 1) и Θ -сжатии ($T_{1/2} \approx 90 \mu\text{s}$, 2). Амплитуда давления магнитного поля $\approx 0.24 \text{ GPa}$.

высоких плотностей прессовок требуются относительно невысокие уровни магнитных полей, порядка 25–30 Т, которые могут быть реализованы в известных конструкциях неразрушаемых соленоидов.

Важнейшей характеристикой сформированных прессовок является степень однородности распределения плотности по объему образца. Для измерения радиального распределения плотности в полученных методом РМИП прессовках использовалась теневая рентгеновская съемка, основанная на ослаблении интенсивности рентгеновского излучения при прохождении среды. Степень ослабления излучения определяется произведением ρh , где ρ — плотность среды, а h — толщина образца. Из спрессованной заготовки перпендикулярно ее оси вырезались диски толщиной $h = 3\text{--}6 \text{ mm}$. Рентгеновское излучение направлялось вдоль оси дисков. Для осуществления количественных измерений предварительно подготавливались образцы-калибры с различным (известным) произведением ρh из тех же порошков. Эти образцы также имели форму дисков и готовились на одноосном магнитно-импульсном прессе. Результаты

теневого рентгеновской съемки показывают (рис. 3), что независимо от режима прессования заготовки из порошка АМ характеризуются существенной неоднородностью плотности вблизи жесткого стержня. Пониженная плотность и ее монотонное снижение к центру образца наблюдаются для порошка α -АМ в результате быстрого импульсного Z-сжатия. Одним из возможных механизмов формирования неоднородности плотности в прессовках является возникновение ударно-волнового режима уплотнения порошковой среды. Модифицирование порошка и применение более медленного нагружения (Θ -пинч с $T_{1/2} = 90 \mu\text{s}$) позволило избежать этого режима и получить однородные заготовки из наноразмерного порошка оксида алюминия.

2. Полуэмпирическое уравнение состояния пористой среды

Уплотнение гранулярной среды, в нашем случае — наноразмерного порошка, будем рассматривать в континуальном приближении пористой среды. При этом будем полагать, что материал гранул несжимаем. Согласно гипотезе Бельтрами, пористая среда переходит в пластическое состояние при достижении работой упругой деформации определенного критического значения. Это приводит к выпуклой, замкнутой и гладкой поверхности нагружения [15]

$$\frac{p^2}{\Psi(\theta)} + \frac{\tau^2}{\phi(\theta)} = (1 - \theta)k^2, \quad (1)$$

где $p = -\frac{1}{3}\sigma$ — гидростатическая составляющая тензора напряжений σ^{ij} ($\sigma = Sp(\sigma^{ij})$), τ — интенсивность девиатора напряжений $\tau^{ij} = \sigma^{ij} + pg^{ij}$ (g^{ij} — метрический тензор), θ — пористость, k — предел текучести материала, а функция пористости Ψ и ϕ определяют как коэффициенты упругости, так и коэффициенты объемной и сдвиговой вязкости пористого материала [8]:

$$\xi = 2\eta_0\Psi(\theta), \quad \eta = \eta_0\phi(\theta), \quad (2)$$

η_0 — коэффициент сдвиговой вязкости каркаса пористого тела. Скорости деформаций связаны ассоциированным законом [21], который приводит к соосности девиаторов напряжений τ^{ij} и скоростей деформаций γ^{ij} , а также применительно к поверхности нагружения (1) — к скалярному соотношению

$$3\Psi e\tau = \phi\gamma\sigma, \quad (3)$$

где $e = Sp(e^{ij})$ — первый инвариант тензора скоростей деформаций, γ — интенсивность его девиатора $\gamma^{ij} = e^{ij} - \frac{1}{3}eg^{ij}$.

Предел текучести материала k при наличии эффекта упрочнения является однозначной функцией меры накопленных пластических деформаций формоизмене-

ния Γ_0 , которая принимается в виде [13,15]

$$k = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \left(a + b\left(\frac{2}{3}\right)^{1/4} \Gamma_0^{1/2}\right), \quad \Gamma_0 = \int_0^t |\gamma_0| dt, \quad (4)$$

где a и b — параметры кривой упрочнения материала основы, а величина γ_0 определяется поверхностью течения [12,13]

$$\phi \gamma^2 + \Psi e^2 = (1 - \theta) \gamma_0^2. \quad (5)$$

Зависимости коэффициентов вязкости ξ и η от пористости, определяемые функциями $\Psi(\theta)$ и $\phi(\theta)$, установлены в рамках гидродинамической аналогии теории упругости [8]

$$\Psi = \frac{2}{3} \frac{1 - \theta + m\theta^2}{\theta} \phi(\theta), \quad \phi = (1 - \theta)^{5/3}. \quad (6)$$

Здесь m — свободный параметр теории, минимальное значение которого $m_{\min} = 1/2$ определяется требованием положительности первого коэффициента Ламе. Верхнюю границу допустимых значений m установим, проанализировав „коэффициент Пуассона“ пористой среды [7]

$$k_P = \frac{1}{2} \frac{3\xi - 2\eta}{3\xi + \eta} = \frac{2 - 3\theta + 2m\theta^2}{4 - 3\theta + 4m\theta^2}. \quad (7)$$

Производная функции $k_P(\theta)$ обращается в нуль при $\theta = \sqrt{m}$, т.е. при $m \leq 1$ зависимость $k_P(\theta)$ является монотонно убывающей функцией во всем диапазоне пористостей $0 < \theta < 1$. Значение $m_{\max} = 1$ соответствует локализации минимума функции $k_P(\theta)$ при $\theta = 1$ со значением $k_P = 0.2$. Дальнейшее увеличение m приводит к немонотонной зависимости коэффициента Пуассона от пористости, что представляется нефизичным для порошкового материала.

Совокупность уравнений (1), (3)–(6) связывает напряженное состояние уплотняемого тела с текущими значениями пористости, меры накопленных основой деформаций формоизменения Γ_0 и направлением осуществляемого процесса в пространстве тензора скоростей деформаций. Сами деформации связаны с пористостью уравнением неразрывности

$$e = \frac{1}{1 - \theta} \left(\frac{d\theta}{dt}\right). \quad (8)$$

Таким образом, представленные соотношения составляют „уравнения состояния“ уплотняемой пористой среды. Свободными параметрами данного „уравнения“ являются константа m и параметры a и b кривой упрочнения (4).

Определение численных значений констант m , a и b может быть произведено на основании экспериментальных данных, например об адиабатах сжатия исследуемого порошка в закрытой пресс-форме. В пренебрежении трением на стенках пресс-формы одноосное квазистатическое сжатие (вдоль оси z) соответствует однородному

уплотнению гранулярной среды [15,17]. Для меры накопленных деформаций Γ_0 и приложенного извне давления $p_z = -\sigma_z$ (σ_z — соответствующая главная компонента тензора σ^{ij}) вышеприведенные соотношения дают

$$\Gamma_0 = \int_{\theta}^{\theta_0} \sqrt{\Psi + \frac{2}{3} \phi} \frac{d\theta}{(1 - \theta)^{3/2}}, \quad (9)$$

$$p_z(\theta, \theta_0) = \left(\Psi + \frac{2}{3} \phi\right)^{1/2} (1 - \theta)^{1/2} k(\Gamma_0), \quad (10)$$

где θ_0 — начальная (засыпная) пористость среды: $\theta_0 \simeq 0.79$ для АМ и $\theta_0 \simeq 0.73$ — для α -АМ. Константы m , a и b определялись из условия наилучшего соответствия (10) экспериментально измеренным адиабатам сжатия $p_{z,\text{exp}}(\theta, \theta_0)$. Расчеты показывают, что изменение константы m в диапазоне от 0.5 до 1.0 практически не влияет на качество описания экспериментальных адиабат. Поэтому в дальнейшем использовалось значение $m = 1/2$. Расчетные значения констант упрочнения: $a \simeq 0$; $b = 4.5$ GPa для порошка АМ и $b = 5.1$ — для α -АМ. Сопоставление достигнутого теоретического описания с экспериментальными данными продемонстрировано на рис. 1. Для сравнения на том же рисунке показано поведение порошковых материалов без учета эффекта упрочнения. Видно, что использованная модель пластично упрочняющегося пористого тела позволяет на макроскопическом уровне адекватно описывать процесс уплотнения нанопорошков, за исключением относительно небольшой области малых нагрузок ($p_z < 0.2$ GPa). Достичь более точного воспроизведения экспериментальных адиабат сжатия можно за счет модификации традиционной функции упрочнения (4). Для этого зависимость $k(\Gamma_0)$ определялась из соотношения (10) по экспериментальным данным $p_{z,\text{exp}}(\theta, \theta_0)$. Полученные таким образом функции упрочнения аппроксимированы формулами

$$k = k_1 \Gamma_0^{1/2} + \frac{k_2 \Gamma_0^n}{k_3 + \Gamma_0^{n-1/2}} \quad (11)$$

с коэффициентами: $k_1 = 0.530$, $k_2 = 2.005$ GPa, $k_3 = 0.014$, $n = 6$ — для порошка АМ; $k_1 = 1.076$, $k_2 = 2.478$ GPa, $k_3 = 0.00022$, $n = 4$ — для порошка α -АМ. Рис. 1 показывает, что при этом теоретические адиабаты сжатия согласуются с экспериментальными во всем диапазоне измеренных давлений.

3. Радиальное сжатие пористой среды

Рассмотрим реализуемое в экспериментах, описанных в первом разделе, радиальное цилиндрически симметричное уплотнение порошка при наличии на оси симметрии жесткого (несжимаемого) стержня радиусом r_m . В цилиндрической системе координат $\{r, \phi, z\}$ поле скоростей деформаций имеет вид $\mathbf{v} = \{v(r), 0, 0\}$, а отличные от нуля главные компоненты тензора e^i_j : $e_r = v'$

и $e_\phi = v/r$ (здесь и далее штрихом будем обозначать производные по переменной r , т.е. $v' = \frac{\partial v}{\partial r}$). Главные компоненты тензора напряжений σ_j^i обозначим как σ_r , σ_ϕ и σ_z . Уравнение поверхности нагружения (1) и скалярное следствие ассоциированного закона (3) позволяют записать

$$\begin{aligned}\tau &= \phi\gamma k \frac{\sqrt{1-\theta}}{\sqrt{\phi\gamma^2 + \Psi e^2}}, \\ \sigma &= \frac{3\Psi e}{\phi\gamma} \tau = 3\Psi e k \frac{\sqrt{1-\theta}}{\sqrt{\phi\gamma^2 + \Psi e^2}}.\end{aligned}\quad (12)$$

Отсюда, используя условие соосности тензора γ_j^i и τ_j^i , а также определение величин σ и τ , для отдельных компонент получаем

$$\begin{aligned}\sigma_\phi &= \frac{\sigma(e_r - e_\phi) + \sigma_r(2e_\phi - e_r)}{2e_r - e_\phi}, \quad \sigma_z = \frac{\sigma e_r - \sigma_r(e_\phi + e_r)}{2e_r - e_\phi}, \\ \sigma_r &= \frac{\sigma}{3} - \frac{\tau}{\gamma} \frac{|2e_r - e_\phi|}{3}.\end{aligned}\quad (13)$$

Знак перед вторым слагаемым в выражении для σ_r соответствует условиям $\sigma_r \leq \sigma_\phi < 0$ и $\sigma_r \leq \sigma_z < 0$.

На внутренней поверхности уплотняемого цилиндра $e_\phi = v/r_m \rightarrow 0$ и $2e_r - e_\phi \rightarrow 2v'(r_m) < 0$. В то же время выражение $2e_r - e_\phi$ не может обратиться в нуль ни в одной точке уплотняемой среды, поскольку это привело бы к расходимости величин σ_ϕ , σ_z . Отсюда заключаем, что $2e_r - e_\phi < 0$ во всем объеме уплотняемой среды. Последнее позволяет избавиться в (13) от знака модуля и записать выражения для компонент тензора давления в более компактном виде

$$\begin{aligned}\sigma_\phi &= \frac{\sigma}{3} \left[1 + \frac{\phi}{3\Psi} \frac{2e_\phi - e_r}{e_r + e_\phi} \right], \quad \sigma_z = \frac{\sigma}{3} \left[1 - \frac{\phi}{3\Psi} \right], \\ \sigma_r &= \frac{\sigma}{3} \left[1 + \frac{\phi}{3\Psi} \frac{2e_r - e_\phi}{e_r + e_\phi} \right].\end{aligned}\quad (14)$$

Когда скорость слоя еще пренебрежимо мала ($|e_\phi/e_r| \ll 1$), т.е. слой только начал разгоняться, соотношения (14) переходят в соответствующие выражения одноосного уплотнения (10), при котором, в частности, $\sigma_z = \sigma_\phi = \sigma_r k_P / (1 - k_P)$. Действительно, предел $|e_\phi| \ll |e_r|$ может быть осуществлен за счет $r \rightarrow \infty$, с соответствующим переходом к одноосной геометрии. Случай $e_r = e_\phi$ соответствует другой известной [14] ситуации — однородному радиальному уплотнению сплошного цилиндра (без внутреннего жесткого стержня):

$$\sigma_z = \frac{\sigma}{3} \left[1 - \frac{\phi}{3\Psi} \right], \quad \sigma_r = \sigma_\phi = \frac{\sigma}{3} \left[1 + \frac{\phi}{6\Psi} \right].\quad (15)$$

Проанализируем, что дает модель однородного уплотнения при наличии жесткого стержня на оси прессуемого цилиндра.

3.1. Модель однородного радиального уплотнения

Независимость пористости $\theta = \theta(t)$ от пространственных координат позволяет проинтегрировать уравнение неразрывности (8). В цилиндрически симметричном случае приходим к следующему закону преобразования координат уплотняемой среды:

$$x = \left[1 + \frac{1-\theta_0}{1-\theta} (x_0^2 - 1) \right]^{1/2},\quad (16)$$

где $x = r/r_m$ — безразмерный текущий радиус произвольного цилиндрического слоя, $x_0 = r_0/r_m$ — начальный радиус слоя, соответствующий пористости θ_0 . Для тензора скоростей деформаций и меры накопленных деформаций формоизменения Γ_0 , используя (5), (8) и (16), получаем

$$\begin{aligned}e_r = v' &= \frac{e}{2} \left(1 + \frac{1}{x^2} \right), \quad e_\phi = \frac{v}{r} = \frac{e}{2} \left(1 - \frac{1}{x^2} \right), \\ \gamma &= \frac{-e}{\sqrt{6}} \sqrt{1 + \frac{3}{x^4}};\end{aligned}\quad (17)$$

$$\Gamma_0(\theta, \theta_0, x_0) = \int_{\theta}^{\theta_0} \sqrt{\Psi + \frac{\phi}{6} \left(1 + \frac{3}{x^4} \right)} \frac{d\theta}{(1-\theta)^{3/2}}.\quad (18)$$

Последнее соотношение показывает, что вследствие появившейся зависимости γ от r предел текучести материала k (11) должен нарастать во внутренних слоях (при меньших r) быстрее, чем во внешних. Для тензора напряжений соотношений (12), (14) и (17) дают

$$\begin{aligned}\tau &= \frac{\phi\sqrt{1-\theta}}{\sqrt{\phi + 6\Psi/(1+3/x^4)}} k(\theta, r), \\ \sigma &= \frac{-3\Psi\sqrt{1-\theta}}{\sqrt{\Psi + \frac{\phi}{6}(1+3/x^4)}} k(\theta, r), \\ \sigma_r &= \frac{\sigma}{3} \left[1 + \frac{\phi}{6\Psi} \left(1 + \frac{3}{x^2} \right) \right], \\ \sigma_\phi &= \frac{\sigma}{3} \left[1 + \frac{\phi}{6\Psi} \left(1 - \frac{3}{x^2} \right) \right], \quad \sigma_z = \frac{\sigma}{3} \left[1 - \frac{\phi}{3\Psi} \right].\end{aligned}\quad (19)$$

Применительно к внешнему радиусу уплотняемого цилиндра ($r_0 = R$) представленные соотношения устанавливают взаимосвязь пористости (плотности) с приложенным извне давлением $p_r = -\sigma_r$. В частности, при $R \gg r_m$ получаем

$$\begin{aligned}p_r &= \left(\Psi + \frac{\phi}{6} \right)^{1/2} (1-\theta)^{1/2} k(\Gamma_0), \\ \Gamma_0 &= \int_{\theta}^{\theta_0} \sqrt{\Psi + \frac{\phi}{6}} \frac{d\theta}{(1-\theta)^{3/2}}.\end{aligned}\quad (20)$$

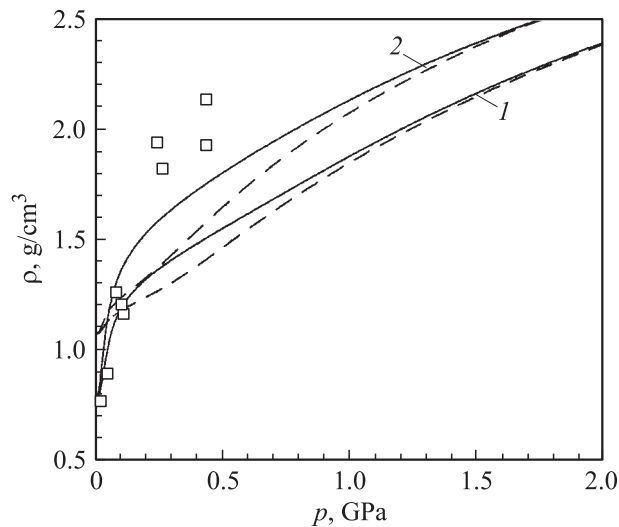


Рис. 4. Сопоставление адиабат сжатия (1) с однородным радиальным уплотнением цилиндрически симметричных заготовок (2). Точки — экспериментальные данные для Z-спрессования порошка АМ, сплошная кривая — АМ, штриховая — α -АМ.

Сопоставление этих выражений с аналогичными соотношениями (9), (10) для давления p_z , характеризующего одноосное прессование в жесткой матрице, показывает, что даже в отсутствие упрочнения материала ($k = \text{const}$) внешнее давление p_r , необходимое для достижения заданной пористости в случае радиального сжатия, меньше, чем p_z . Уменьшение давления связано с меньшим вкладом в тензор напряжений сдвиговых деформаций, характеризуемых функцией $\phi(\theta)$. По сравнению с одноосным прессованием радиальное цилиндрически симметричное сжатие ближе к (чисто объемному) сферически симметричному всестороннему уплотнению. Аналогичный эффект уменьшения наблюдается по отношению к мере накопленных деформаций формоизменения. Поэтому учет упрочнения материала лишь усиливает различие между величинами p_r и p_z .

Сопоставление кривых уплотнения $\rho(p_r)$ с адиабатами сжатия $\rho(p_z)$ представлено на рис. 4. Видно, что при одинаковом внешнем давлении цилиндрически симметричное уплотнение позволяет достичь более высокой плотности. На том же рисунке отмечены экспериментальные данные о прессовании порошка АМ в схеме Z-пинча с полупериодом импульса давления $T_{1/2} \approx 15 \mu\text{s}$. Эксперимент, по сравнению с теоретической моделью, демонстрирует примерно вдвое (по изменению плотности) более ощутимый эффект при переходе от квазистатического нагружения при измерении адиабат сжатия к динамическому нагружению при прессовании цилиндрических изделий. Последнее связано с неучитываемыми в данном исследовании инерционными эффектами: запасение энергии на начальной стадии импульса в виде кинетической энергии внешней проводящей оболочки и внешних слоев гранулярной среды с последующим

преобразованием запасенной энергии в работу по уплотнению порошка.

Помимо внешнего давления представляет интерес проанализировать поведение тензора напряжений внутри уплотняемой среды. Как показывают уравнения (19), компоненты тензора напряжений являются универсальными функциями приведенного расстояния $x = r/r_m$. При $x \rightarrow \infty$ (вдали от жесткой сердцевинки) мера накопленных деформаций формоизменения (18) перестает зависеть от x , а вместе с ней выходят на постоянные значения все компоненты тензора напряжений. Этот предел соответствует однородному уплотнению сплошного цилиндра без жесткого стержня [14], которое согласуется с условиями равновесия (градиент давления равен нулю: $\sigma_r = \sigma_\phi = \text{const}$). При $x \rightarrow 1$ реализуется предел одноосного уплотнения:

$$\sigma_\phi = \sigma_z = \frac{\sigma_r k_P}{1 - k_P}.$$

Переход между данными пределами сопровождается заметной, особенно для области $r \approx r_m$, радиальной зависимостью компонент тензора напряжений. Данные зависимости в общем случае не отвечают квазистатическому условию равновесия

$$\nabla_i \sigma^{li} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\phi}{r} = 0. \quad (21)$$

Нетрудно заметить, что произведение $r_m \nabla_i \sigma^{li}$ оказывается, как и компоненты тензора напряжений, универсальной (для заданного вещества) функцией x . Отнормированная таким образом радиальная компонента градиента напряжений, соответствующая достижению пористости $\theta = 0.5$, представлена на рис. 5. Для материала с постоянным пределом текучести соотношения (19)

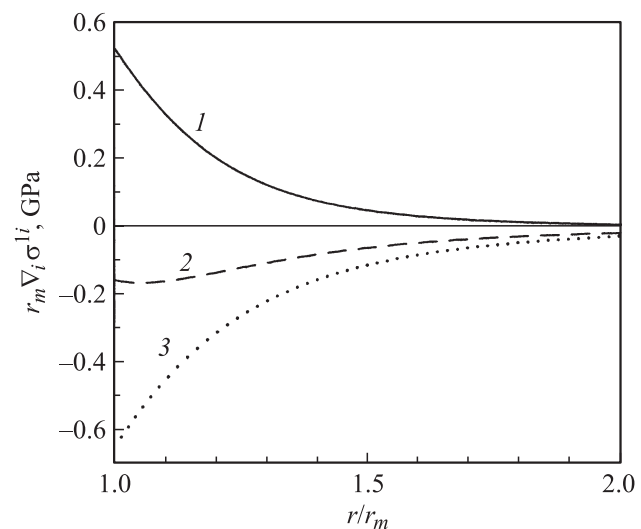


Рис. 5. Радиальная компонента градиента напряжений в зависимости от приведенного расстояния $x = r/r_m$ при достижении пористости $\theta = 0.5$ в рамках модели однородного радиального уплотнения (1 — АМ, 2 — α -АМ, 3 — $k = 2 \text{ GPa}$).

дают

$$\nabla_i \sigma^{li} = -\frac{\phi}{x^5} \frac{\Psi + \frac{\phi}{6}(1 + 3/x^2)}{[\Psi + \frac{\phi}{6}(1 + 3/x^4)]^{3/2}} (1 - \theta)^{1/2} k, \quad (22)$$

т. е. в отсутствие эффекта упрочнения градиент напряжений отрицателен и достигает максимума (по абсолютной величине) на внутреннем радиусе уплотняемого цилиндра. Так, при $\theta = 0.5$ из (22) имеем $\nabla_i \sigma^{li}|_{x=1} \simeq -0.324k$. Это означает, что при квазистатичном прессовании внутренние слои должны уплотняться более быстро, чем внешние, по чисто геометрическим причинам. Однако в реальных материалах существенную роль играет упрочнение материала гранул (физический фактор). Внутренние слои подвержены более интенсивной деформации формоизменения (18), что должно приводить к быстрому росту предела текучести и, как следствие, к замедлению уплотнения. Конкуренция этих двух факторов (геометрического и физического), как показывает рис. 5, для порошка α -АМ приводит к их почти полной компенсации. Для порошка АМ преобладающим является физический фактор, т. е. упрочнение внутренних слоев. Тем не менее для строгого анализа неоднородного распределения пористости необходимо отказаться от модели однородного уплотнения и считать зависимость $\theta(r)$ искомой функцией.

3.2. Режим квазиравновесного уплотнения

Рассмотрим радиальное уплотнение пористой среды, отвечающее в каждый момент времени условию равновесия (21). Уравнение неразрывности (8) в общем случае связывает текущее значение пористости с законом преобразования лагранжевых координат $r(r_0)$ уплотняемой среды

$$\theta(r_0) = 1 - (1 - \theta_0) \left(\frac{r_0}{r} \right) / \left(\frac{\partial r}{\partial r_0} \right). \quad (23)$$

Таким образом, ставится задача на определение зависимости $r(r_0)$, соответствующей различным значениям внешнего давления p . Поскольку распределение напряжений в среде определяется не только распределением пористости $\theta(r_0)$ при заданном p , но и мерой накопленных деформаций формоизменения $\Gamma_0(r_0)$, численный расчет функций $r(r_0)$ производится путем последовательных малых отклонений от начального состояния $r(r_0) \equiv r_0$. Бесконечно малое увеличение внешнего давления dp соответствует бесконечно малому приращению функции $r(r_0)$, так что $r(r_0, p + dp) = r(r_0, p) + \delta(r_0, p)$. Если изменение давления связать с динамичностью процесса уплотнения, т. е. $p = p(t)$, то

$$\delta(r_0, p) \equiv dr = \frac{dr}{dt} dt = v(r_0, t) dt. \quad (24)$$

Величины, характеризующие тензор скоростей деформаций, принимают вид

$$e_r dt = \frac{\delta'}{r'}, \quad e_\phi dt = \frac{\delta}{r}, \quad e dt = \frac{\delta'}{r'} + \frac{\delta}{r},$$

$$\gamma dt = \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\left(\frac{\delta'}{r'} \right)^2 - \frac{\delta \delta'}{r r'} + \left(\frac{\delta}{r} \right)^2}, \quad (25)$$

где штрих обозначает дифференцирование по r_0 , а для меры накопленных деформаций имеем

$$d\Gamma_0 = |\gamma_0| dt = \frac{1}{\sqrt{1 - \theta}} \times \sqrt{\Psi \left[\frac{\delta'}{r'} + \frac{\delta}{r} \right]^2 + \frac{2\phi}{3} \left[\left(\frac{\delta'}{r'} \right)^2 - \frac{\delta \delta'}{r r'} + \left(\frac{\delta}{r} \right)^2 \right]}. \quad (26)$$

Величины, входящие в условие равновесия (21), следующие:

$$\sigma_r = \frac{\sigma}{3} \left[1 + \frac{\phi}{3\Psi} \frac{2r\delta' - \delta r'}{r\delta' + \delta r'} \right], \quad \sigma_r - \sigma_\phi = \sigma \frac{\phi}{3\Psi} \frac{r\delta' - \delta r'}{r\delta' + \delta r'}$$

$$\sigma = 3\Psi \left[\frac{\delta'}{r'} + \frac{\delta}{r} \right] \frac{k(\Gamma_0)}{d\Gamma_0} \sqrt{1 - \theta}. \quad (27)$$

Само условие равновесия (21) представляет собой дифференциальное уравнение второго порядка относительно искомой функции $\delta(r_0)$. Оно решалось в виде задачи Коши с начальными условиями: $\delta(r_m) = 0$, $\delta'(r_m) = 10^{-5}\beta$, где $\beta = r'_m - 1 = -\theta_0$ — максимально возможный (по абсолютной величине) наклон искомой функции в начальной точке, соответствующий достижению нулевой пористости.

Численные решения данной задачи продемонстрированы на примере порошка АМ (рис. 6). Поскольку тензор напряжений однозначно определяется отношением r/r_m , то, как и в случае однородного уплотнения, все характеристики среды являются универсальными (для данного материала) функциями переменной $x = r/r_m$. В „начальной“ конфигурации (при $\theta = \theta_0$, $p_r = 0$) $r \equiv r_0$. В пределе высоких давлений ($\theta \rightarrow 0$, $p_r \rightarrow \infty$) зависимость $r(r_0)$ определяется моделью однородного уплотнения (16) с $\theta = 0$. В промежуточных случаях прессование приводит к неоднородному распределению пористости (рис. 7), которое наиболее заметно выражено при достижении внешними слоями $\theta \simeq 0.55$. Однако ощутимые отклонения от однородности локализованы в непосредственной окрестности внутреннего (неизменного) радиуса r_m при $r < 2r_m$. При более высоких значениях r влияние внутренней неоднородной области становится незначительным. Так, зависимость „текущего“ значения радиуса от пористости при $r_0 > 2r_m$ практически совпадает с моделью (16). В связи с этим уплотнение внешних слоев ($r_0 > 2r_m$) удовлетворительно описывается как моделью однородного сжатия (16)–(19), так и моделью сжатия сплошного цилиндра (внутренний жесткий стержень отсутствует),

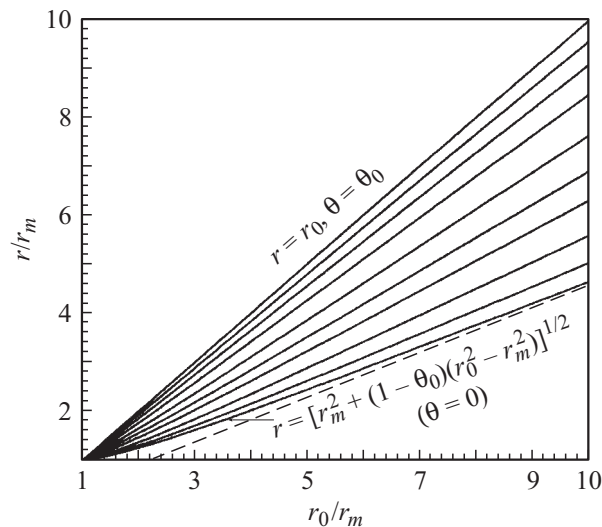


Рис. 6. Взаимосвязь „текущего“ r и „начального“ r_0 радиусов уплотняемой среды для нанопорошка АМ при различных значениях внешнего давления p_r . Верхняя линия $r = r_0$ соответствует начальной пористости θ_0 и $p_r = 0$, нижняя — пределу нулевой пористости, который соответствует модели однородного уплотнения (16) при $\theta = 0$, промежуточные линии — (сверху вниз) $p_r \simeq 0.012, 0.021, 0.035, 0.083, 0.281, 0.709, 1.749, 4.284$ ГПа. Штриховая линия — предел нулевой пористости в модели сплошного цилиндра: $r = r_0(1 - \theta_0)^{1/2}$.

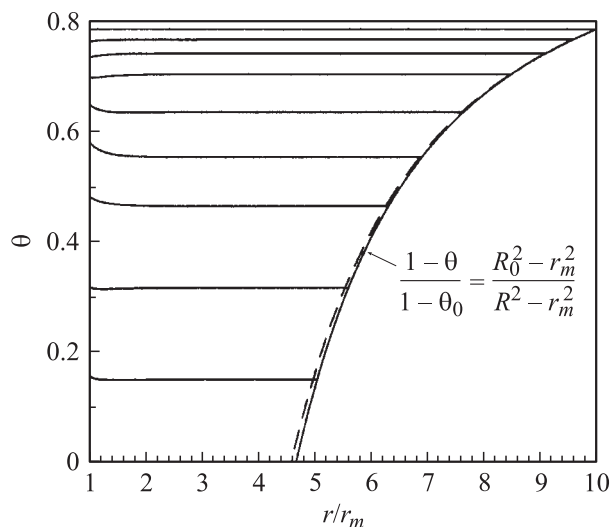


Рис. 7. Распределение пористости в прессуемом изделии из порошка АМ при тех же значениях внешнего давления, что и на рис. 6. Огибающие линии: сплошная — модель однородного уплотнения (16) при $r = R$; штриховая — однородное сжатие сплошного цилиндра, (16) при $x \gg 1$.

(16)–(19) при $x \rightarrow \infty$. Последний случай, при котором равновесное сжатие соответствует однородному уплотнению, был детально исследован при упрощающих предположениях $\theta \ll 1$ и $\phi \simeq (1 - \theta)^2$ в работе [14]. Внутренние слои характеризуются более интенсивными деформациями формоизменения, и, как следствие, бо-

лее высокими значениями предела текучести (рис. 8). Это приводит к обратному от геометрического фактора эффекту — ухудшению прессуемости внутренних слоев. Результирующие зависимости $\theta(r)$ являются следствием конкуренции геометрического и физического факторов.

Относительное отклонение плотности в окрестности внутреннего радиуса $\rho_0 = \rho(r_m)$ от плотности во внешних слоях $\rho_R = \rho(R)$ для исследованных нанопорошков представлено на рис. 9. Видно, что в области малых давлений ($p_R < 40$ МПа) геометрический фактор является преобладающим — внутренние слои прессуются лучше. В области давлений $p_R \simeq 50$ МПа быстрый рост деформаций формоизменения приводит к ухудшению их

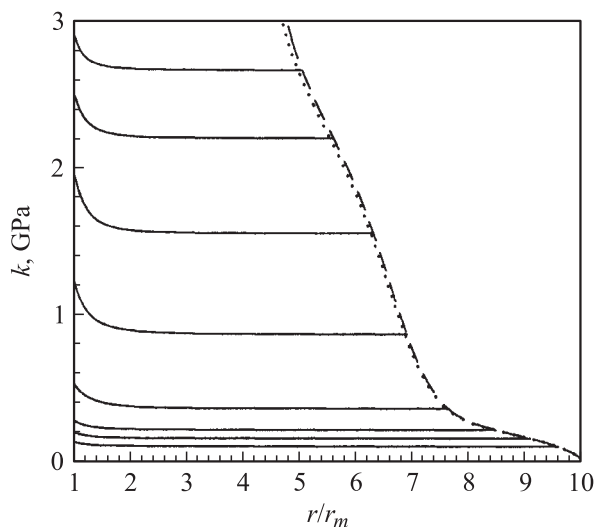


Рис. 8. Радиальное распределение величины предела текучести (11) при различных значениях внешнего давления (см. подп. к рис. 7).

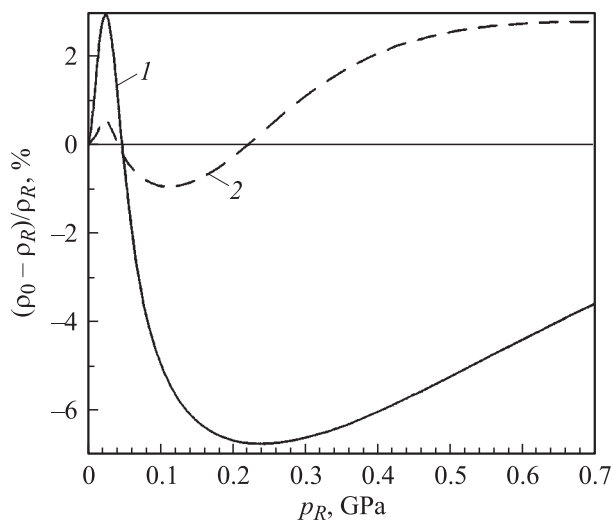


Рис. 9. Относительное отклонение плотности в окрестности внутреннего радиуса $\rho_0 = \rho(r_m)$ от плотности во внешних слоях $\rho_R = \rho(R)$ в зависимости от приложенного снаружи давления p_r (1 — АМ, 2 — α -АМ).

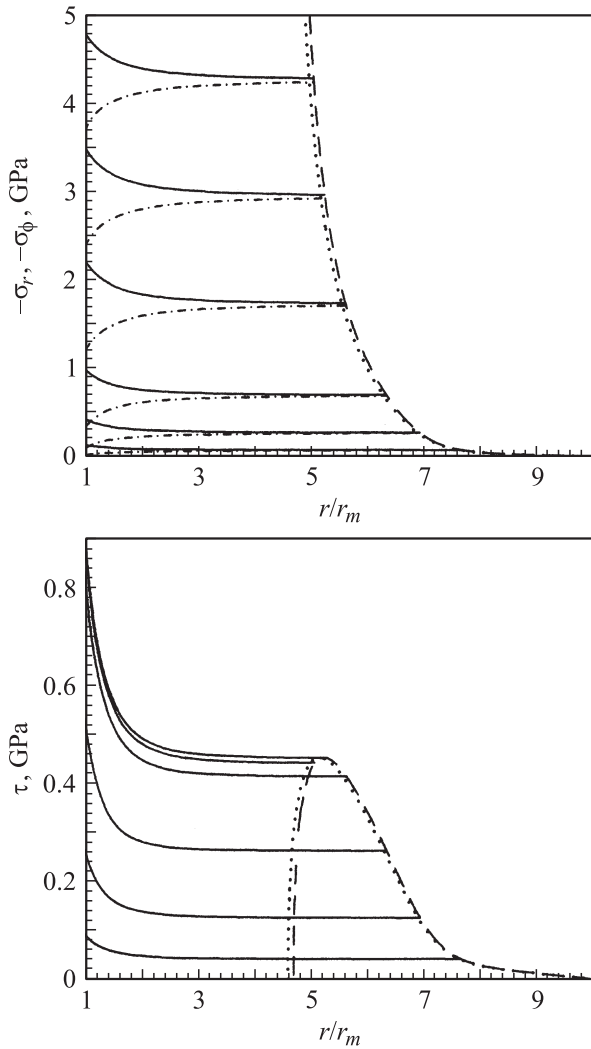


Рис. 10. Радиальные распределения компонент тензора напряжений (слева: $-\sigma_r$ — сплошные линии, $-\sigma_\phi$ — штрихпунктир) и интенсивности девиатора напряжений (справа) для порошка АМ при значениях внешнего давления $p_r \simeq 0.083, 0.281, 0.709, 1.749, 2.970, 4.284$ ГПа. Штриховая линия — модель однородного сжатия (16), (19) при $r = R$; пунктир — однородное сжатие сплошного цилиндра (16), (19) при $x \gg 1$.

прессования. В дальнейшем для порошка АМ преобладающим является фактор упрочнения, что приводит к максимальному отклонению плотности ρ_0 от плотности внешних слоев ρ_R порядка 7% при давлениях $p_R \simeq 0.24$ ГПа. Более сложная конкуренция данных факторов для порошка α -АМ при этом же давлении приводит практически к полному отсутствию отличий в уплотнении внутренних и внешних слоев. Выявленное различие в характере прессования порошков АМ и α -АМ коррелирует с экспериментальными данными (см. рис. 3) о радиальных распределениях плотности в прессовках, соответствующих максимальной амплитуде магнитного давления $p_R \simeq 0.24$ ГПа.

Для процессов дальнейшей обработки спрессованных изделий, в частности, для спекания, представляет ин-

терес распределение напряжений. Как показали проведенные расчеты, компонента σ_z и гидростатическая составляющая тензора напряжений p слабо зависят от r , в то время как компоненты σ_r, σ_ϕ и интенсивность девиатора напряжений τ , представленные на рис. 10, демонстрируют заметные радиальные изменения при $r < 2r_m$. Значения p_ϕ и p_z становятся равными в пределе $r \rightarrow r_m$, когда осуществляется переход к „плоской“ деформации. Как видно из рис. 10, при $r \gg r_m$ прессование удовлетворительно описывается как моделью однородного уплотнения $((\sigma_r - \sigma_\phi) \sim (r/r_m)^{-2})$, так и моделью сплошного цилиндра ($\sigma_r \equiv \sigma_\phi$). Отметим, что в пределе $\theta \rightarrow 0$ ввиду расходимости функции $\Psi(\theta)$ (материал гранул несжимаем) величина σ , а с ней и все индивидуальные компоненты тензора напряжений, во всем объеме сжимаемой среды расходятся

$$\sigma(r) \rightarrow \sqrt{\frac{6}{\theta}} k(\Gamma_{0,\max}(r)). \quad (28)$$

Мера накопленных деформаций формоизменения вблизи внутреннего радиуса

$$\Gamma_{0,\max}(r_m) = \int_0^{\theta_0} \sqrt{\Psi + \frac{2\phi}{3}} \frac{d\theta}{(1-\theta)^{3/2}} \quad (29)$$

для порошка АМ ($\theta_0 \simeq 0.79024$) составляет 2.019 (что дает для $k_{\max}(r_m) \simeq 3.601$ ГПа), а для α -АМ ($\theta_0 \simeq 0.72919$) — 1.850 ($k_{\max}(r_m) = 4.834$). Во внешних слоях (при $r \gg r_m$) мера накопленных деформаций формоизменения

$$\Gamma_{0,\max}(R) \simeq \int_0^{\theta_0} \sqrt{\Psi + \frac{\phi}{6}} \frac{d\theta}{(1-\theta)^{3/2}} \quad (30)$$

для порошка АМ составляет 1.771 ($k_{\max}(R) \simeq 3.372$ ГПа), а для α -АМ — 1.645 ($k_{\max}(R) = 4.558$). Таким образом, значения величин σ и σ_{ij}^i внутри оказываются примерно на 10% выше, чем снаружи. В отличие от них девиатор напряжений в пределе $\theta \rightarrow 0$ стремится к нулю (см. рис. 10)

$$\tau \simeq \sqrt{\frac{3\theta}{2}} \frac{\gamma}{|e|} k_{\max}(r) = \begin{cases} \sqrt{\theta} k_{\max}(r_m), & (r \simeq r_m), \\ \frac{1}{2} \sqrt{\theta} k_{\max}(R), & (R \gg r_m) \end{cases} \quad (31)$$

и во внутренних слоях оказывается более чем в два раза выше, чем во внешних.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе экспериментально получены адиабаты сжатия наноразмерных порошков на основе оксида алюминия, исследованы различные режимы магнитно-импульсного цилиндрически-симметричного радиального прессования и измерены

распределения плотности в полученных изделиях. Реализован полуэмпирический подход феноменологического описания процесса прессования порошкового материала в рамках теории пластически упрочняющихся пористых тел. Свободные параметры теории (кривая упрочнения) для исследованных нанопорошков определены по измеренным адиабатам сжатия. Проанализированы режимы однородного и равновесного уплотнения в условиях радиального цилиндрически симметричного прессования на жестком стержне, и показано, что в общем случае даже в отсутствие эффекта упрочнения материала основы (гранул) модель однородного уплотнения не совместим с условием квазистатического равновесия. Для режима равновесного прессования рассчитаны радиальные распределения всех характерных параметров уплотняемой среды: пористость, тензор напряжений, мера накопленных деформаций формоизменения, предел текучести и т. п. Установлено, что неоднородность радиального распределения плотности связана не только с возможностью возникновения ударно-волнового режима уплотнения при быстром динамическом прессовании, но может также являться атрибутом квазистатического процесса. Последнее позволяет объяснить наблюдаемое в экспериментах различие в характере прессования нанопорошков — наличие или отсутствие неоднородности плотности вблизи внутреннего жесткого стержня.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-08-33387).

Список литературы

- [1] *Sandstrom D.J.* // Metal. Progr. 1964. Vol. 86. N 3. P. 215.
- [2] *Миронов В.А.* Прогрессивные способы производства деталей машин и приборов из порошковых материалов. Рига: Зинатне, 1974. 87 с.
- [3] *Миронов В.А.* Магнитно-импульсное прессование порошков. Рига: Зинатне, 1980. С. 79–118.
- [4] *Ivanov V.V., Paranin S.N., Vikhrev A.N., Boehme R., Schumacher G.* // Proc. of Conf. FOURTH EURO CERAMICS. Italy. 1995. Vol. 2. P. 169.
- [5] *Иванов В.В., Паранин С.Н., Вихрев А.Н., Ноздрин А.А.* // Материаловедение. 1997. № 5. С. 49.
- [6] *Иванов В.В., Паранин С.Н., Никонов А.В., Хрустов В.Р., Ивин С.Ю., Котов Ю.А., Саматов О.М., Добров С.В., Медведев А.И.* // Сб. науч. тр. конф. „Проблемы нанокристаллических материалов“. Екатеринбург, 2002. С. 536.
- [7] *Скорород В.В.* // Порошковая металлургия. 1965. № 12. С. 31.
- [8] *Скорород В.В.* Реологические основы теории спекания. Киев: Наук. думка, 1972. 152 с.
- [9] *Мартынова И.Ф., Скорород В.В.* // Порошковая металлургия. 1976. № 5. С. 14.
- [10] *Мартынова И.Ф., Скорород В.В.* // Порошковая металлургия. 1977. № 4. С. 70.
- [11] *Скорород В.В., Мартынова И.Ф., Шклярченко В.П.* // Порошковая металлургия. 1977. № 5. С. 62.
- [12] *Мартынова И.Ф., Штерн М.Б.* // Порошковая металлургия. 1978. № 1. С. 23.

- [13] *Мартынова И.Ф., Скорород В.В., Штерн М.Б.* // Порошковая металлургия. 1979. № 9. С. 69.
- [14] *Мартынова И.Ф., Скорород В.В., Штерн М.Б.* // Порошковая металлургия. 1979. № 10. С. 20.
- [15] *Штерн М.Б., Сердюк Г.Г., Максименко Л.А., Трухан Ю.В., Шуляков Ю.М.* Феноменологические теории прессования порошков. Киев: Наук. думка, 1982. 140 с.
- [16] *Залазинский А.Г., Поляков А.П.* // Прикладная механика и техническая физика. 2002. № 3. С. 140.
- [17] *Залазинский А.Г., Поляков А.А., Поляков А.П.* // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2003. № 1. С. 123.
- [18] *Добров С.В., Иванов В.В.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 4. С. 35.
- [19] *Kotov Y.A., Azarkevich E.I., Beketov I.V., Murzakaev A.M.* // Proc. 9th Cimtec „Ceramics: Getting into the 2000's“. Florence. Italy, 1999. Part B. P. 277.
- [20] *Kotov Yu.A.* // J. of Nanoparticle Research. 2003. Vol. 5. N 5–6. P. 539.
- [21] *Седов Л.И.* Механика сплошной среды. М.: Наука, 1976. Т. 2. 576 с.