

Инерционные эффекты в процессах импульсного радиального прессования наноразмерных порошков

Г. Ш. Болтачев, Н. Б. Волков, В. В. Иванов, С. Н. Паранин

Исследовано магнитно-импульсное радиальное прессование нанопорошков оксида алюминия при наличии жесткого недеформируемого стержня на оси симметрии. Анализ проводился на основе феноменологической теории пластично-упрочняющегося пористого тела с учетом влияния на динамику прессования инерционных свойств системы “порошок + оболочка”. В рамках гармонического сигнала внешнего магнитного давления проанализирована зависимость конечной плотности компактов ρ_{end} от характеристик прессующего импульса: амплитуды p_m и периода T . Выявлен немонотонный характер зависимости $\rho_{end}(T)$ с рядом локальных максимумов как в области малых значений T , где проявляется периодичность внешнего воздействия, так и в области больших значений T , где проявляется циклический характер процесса уплотнения. Главный максимум на кривой $\rho_{end}(T)$ в промежуточной области T соответствует своеобразному резонансу отклика деформируемой системы на внешнее воздействие.

Введение

Использование сильных импульсных магнитных полей для уплотнения порошковых материалов [1] становится уже традиционным. Относительно недавно магнитно-импульсные методы стали применяться и для формирования наноразмерных порошков [2 – 6]. Получаемые в результате наноструктурированные керамики, например на основе оксида алюминия [4] — перспективные материалы для разработки и изготовления ответственных износостойких деталей машин, подвергающихся интенсивному воздействию эрозионного, абразивного и ударного характера. Известно [7], что вследствие интенсивных межчастичных взаимодействий нанопорошки, в отличие от порошков микронного (и более крупного) гранулометрического состава, характеризуются низкой уплотняемостью при статическом прессовании. Эффективное преодоление сил межчастичного трения возможно за счет возмущений, вносимых в порошковую среду, например, при ударно-волновом компактировании [8]. Однако, быстрая разгрузка за фронтом ударной волны нередко приводит к растрескиванию прессовок. Поэтому магнитно-импульсный метод, характеризующийся относительно плавным нарастанием и спадом прессующего давления, оказался наиболее

эффективным для компактирования нанопорошков [2, 4, 6].

Теория пластично-упрочняющегося пористого тела, основанная на классической концепции “среднеквадратичных” [9] в настоящее время наиболее удачный (плодотворный) теоретический метод описания процессов консолидации порошковых сред. Замкнутая система реологических уравнений включает поверхности нагружения [10] и течения [11], соотношения, вытекающие из ассоциированного закона [12]. Макроскопически-усредненные коэффициенты упругости и вязкости определяются теоретически обоснованными выражениями, предложенными в [13]. В рамках развитой теории, используя параболический закон деформационного упрочнения твердой фазы, традиционный для поликристаллических металлов [14], решен ряд задач об уплотнении гранулированной среды в условиях квазистатического нагружения [5, 15]. Внешнее воздействие при этом на протяжении всего процесса находится на поверхности нагружения. Данное условие заведомо не выполняется при достаточно быстром росте внешних нагрузок, характерном для импульсных магнитных полей [2 – 6]. В быстрых процессах магнитно-импульсного компактирования становится решающей роль инерционных свойств системы “порошок + оболочка” [16].

Настоящая работа — продолжение исследований [5, 16] полуэмпирического описания процесса компактирования гранулированного материала, наноразмерных порошков на основе оксида алюминия. Характеристики исследуемых нанопорошков, маркированных АМ, α-АМ и А-АМ, экспериментальные адиабаты их сжатия, и эмпирически построенные функции упрочнения представлены в работах [3, 5].

Сравнение теоретической модели с экспериментальными данными

Теоретическая модель процесса радиального магнитно-импульсного прессования гранулированного материала, которая учитывает влияние на динамику прессования инерционных свойств системы “порошок + оболочка”, построена в работе [16]. Рассматривая радиальное уплотнение порошка при наличии на оси симметрии жесткого стержня радиусом r_m , получено дифференциальное уравнение, определяющее движение границы раздела “порошок-оболочка” ($R = R(t)$) при наложенном извне магнитном давлении $p_c(t)$:

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

$$A = 1 - \frac{r_m^2 D}{R^2 - r_m^2} + \frac{\rho_c}{\rho} \frac{2 \ln(R_c / R)}{C},$$

$$\Delta p = p_c - p_{c,el} - p_{el},$$

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

$$C = \frac{6\Psi + \phi + 3\phi r_m^2 / R^2}{6\Psi + \phi},$$

$$D = \frac{6\Psi + 4\phi}{6\Psi + \phi} \ln \left[\frac{(6\Psi + \phi) R^2 + 3\phi r_m^2}{(6\Psi + 4\phi) r_m^2} \right].$$

Здесь Ψ и ϕ — известные функции пористости θ [5]:

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

$$\phi(\theta) = (1 - \theta)^{5/3}, \quad (2)$$

$a_0 = d^2 R / dt^2$ — ускорение, $v_0 = dR / dt$ — скорость границы раздела “порошок – оболочка”; $\rho = \rho_{\max}(1 - \theta)$ — плотность гранулированной среды, $\rho_{\max} = 3,66 \text{ г/см}^3$ и $\rho_c = 8,96 \text{ г/см}^3$ — плотности материала гранул и медной оболочки, соответственно;

$$p_{c,el} = \left(1 - \frac{R^2}{R_c^2} \right) \frac{10K}{\sqrt{3}} \sqrt{\epsilon_0 + \frac{2}{\sqrt{3}} \ln \left(\frac{R_0}{R} \right)}, \quad (3)$$

— часть внешнего давления, компенсируемая упругими напряжениями в меди ($\epsilon_0 = 0,01$, $K = 54,15 \text{ МПа}$, R_c — внешний радиус медной оболочки, R_0 — начальное значение R);

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

— предел текучести гранулированной среды [5, 16]. Мера накопленных деформаций формоизменения Γ_0 , являющаяся аргументом функций упрочнения $\tau_0(\Gamma_0)$ исследованных нанопорошков, определяется выражением

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

Уравнение динамики (1) выведено, исходя из предположений, что медная оболочка несжимаема и гранулированная среда уплотняется однородно, так что

$$R_c = \sqrt{R_{c,0}^2 + (R^2 - R_0^2)},$$

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

где нижним индексом “0” отмечены величины, соответствующие начальному состоянию, в момент времени $t = 0$.

В экспериментах по магнитно-импульсному радиальному прессованию используют схемы Z-пинча, при которой осуществляется электродинамическое сжатие проводящей оболочки магнитным полем собственного тока, и Θ -пинча — индукционное сжатие оболочки полем внешнего индуктора [1, 3, 5]. В обеих схемах давление внешнего магнитного поля на проводящую оболочку пропорционально квадрату тока в цепи $p_c \sim I^2$. В случае Z-пинча временная развертка тока представляет собой затухающий гармонический сигнал [3]. Поэтому при проведении расчетов по уравнению (1) внешний импульс давления, пренебрегая эффектом затухания, задавался в виде

$$p_c = p_m \sin^2 \left(\frac{\pi t}{T} \right), \quad (7)$$

где p_m — амплитуда импульса, T — период (для импульса тока эта величина является полупериодом). В случае Θ -прессования форма сигнала (7) не соответствует экспериментально реализуемым импульсам давления [3]. Уменьшение радиуса медной оболочки R_c в процессе прессования приводит к заметному увеличению индуктивности электрической схемы, в связи с чем форма импульса тока искажается. Более адекватной для Θ -пинча зависимостью $p_c(t)$ является модельный сигнал в виде

$$p_c = \begin{cases} p_m \sin^2\left(\frac{\pi t}{2 t_0}\right), & 0 \leq t < t_0, \\ p_m, & t_0 \leq t < 3t_0, \\ 0, & 3t_0 \leq t, \end{cases} \quad (8)$$

где $t_0 = 20$ мкс. Приближение (8) удовлетворительно воспроизводит передний фронт сигнала [3] и довольно грубо — задний, при $t > 40$ мкс. Последнее, однако, не влияет на результаты расчета в области экспериментальных амплитуд давлений ($p_m \approx 0,2 - 0,3$ ГПа), поскольку, как показывают численные оценки, движение порошка заканчивается при $t < 40$ мкс.

Сопоставление теории с экспериментальными данными по конечной плотности прессовок ρ_{end} для нанопорошков АМ и α -АМ представлено на рис. 1. Там же для сравнения представлены теоретические кривые, соответствующие квазистатическому рассмотрению [5]. Методика проведения экспериментов описана в предшествующих работах [2, 3, 5]. Рисунок демонстрирует замечательное согласие теории и экспериментальных данных по Θ -сжатию для обоих

порошков и по Z -сжатию для АМ. Несколько хуже согласие по Z -прессованию для порошка α -АМ. Однако следует отметить малое количество экспериментальных точек в последнем случае, а как показывают данные по Z -сжатию порошка АМ, экспериментальный разброс по давлению p_m составляет порядка 0,1 ГПа. В рамках такой погрешности согласие теории и эксперимента следует признать удовлетворительным.

Основным фактором, определяющим величину конечной плотности изделия ρ_{end} и наиболее доступным для изменения в реальных условиях, является форма импульса внешнего давления, которая, в первую очередь, определяется параметрами электрической схемы. Проанализируем, как влияют характеристики гармонического сигнала (7), такие как амплитуда p_m и длительность T , на процесс прессования и конечный результат.

Влияние амплитуды внешнего давления на плотность компакта

Зависимости конечной плотности от амплитуды p_m гармонического сигнала (7) при различных значениях периода T для нанопорошка АМ представлены на рис. 2. В пределе $T \rightarrow 0$ ввиду инерционности прессуемого порошка и оболочки гармонический импульс (7) может быть заменен эквивалентным постоянным во времени импульсом

$$p_c(t) = \frac{p_m}{2} (= \text{const}). \quad (9)$$

Соответствующая данному пределу зависимость $\rho_{end}(p_m)$ изображена на рис. 2 штриховой линией. В

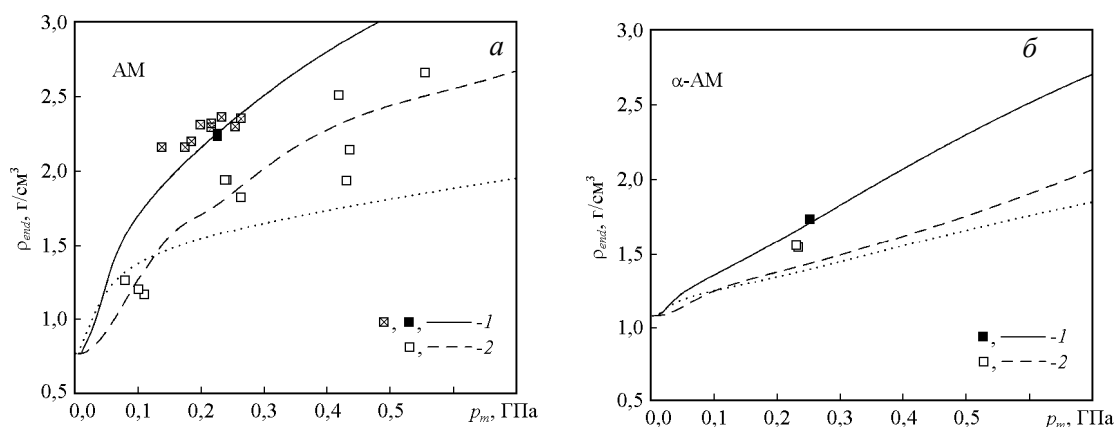


Рис. 1. Зависимость конечной плотности прессовки от амплитуды внешнего давления для нанопорошков АМ (слева) и α -АМ (справа). Экспериментальные данные (точки) и теоретические линии соответствуют: 1 — Θ -пинч (выделены наиболее надежные данные), 2 — Z -пинч с $T = 15$ мкс. Для всех данных $R_0 \approx 10$ мм, толщина медной оболочки $R_{c,0} - R_0 \approx 1$ мм. Пунктирные линии — расчет в рамках квазистатического рассмотрения [5].

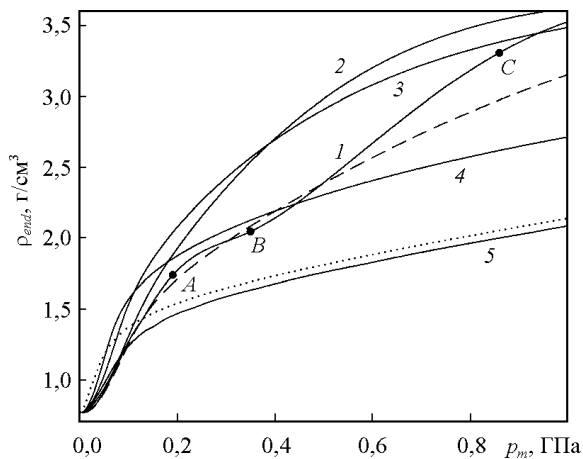


Рис. 2. Зависимость конечной плотности прессовки от амплитуды импульса внешнего давления (T) для нанопорошка АМ при различных значениях длительности T , мкс: 1 – 20, 2 – 40, 3 – 60, 4 – 150, 5 – 600. Штриховая линия соответствует пределу $T \rightarrow 0$, когда импульс давления определяется ур. (9); пунктирная линия – квазистатическое рассмотрение [5]. Точки А, В, С на линии 1 ($T = 20$ мкс) определены на рис. 3.

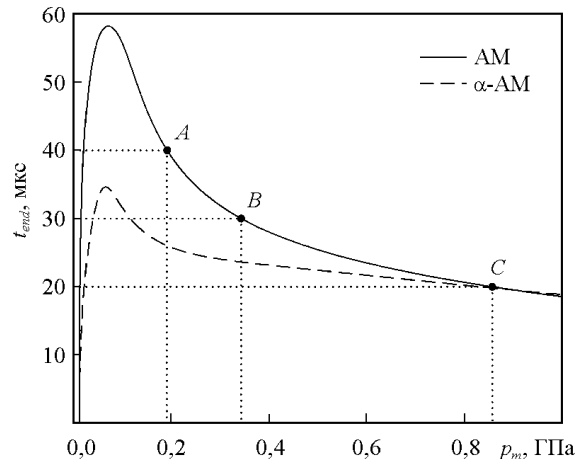


Рис. 3. Зависимость времени достижения конечной плотности t_{end} от амплитуды внешнего давления для нанопорошков АМ (сплошная линия) и α -АМ (штриховая линия) в пределе $T \rightarrow 0$. Точки А, В, С соответствуют $t_{end} = 40$ мкс (А), 30 мкс (В) и 20 мкс (С) для порошка АМ.

пределе $T \rightarrow \infty$ реализуется квазистатическое прессование [5]. Как показывают численные расчеты, переход к квазистатическому пределу происходит практически одновременно во всем диапазоне амплитуд внешнего давления p_m при $T \approx 400$ мкс для нанопорошка АМ, и $T \approx 150$ мкс для α -АМ. Последнее оправдывает использование в [5] данных об одноосном магнитно-импульсном прессовании с $T \approx 500$ мкс в качестве “квазистатических” адиабат сжатия. Зависимость плотности от внешнего давления $\rho(p_c)$ в квазистатическом пределе определяется соотношением

$$p_{el}(\rho) = p_c - p_{c,el}(R(\rho)).$$

В отличие от соответствующих результатов работы [5] наличие медной оболочки требует создания несколько более высоких внешних давлений p_c (на рис.2 кривая 5 проходит несколько ниже пунктирной линии), что связано с необходимостью преодоления упругих напряжений в меди.

Интересная особенность порошка АМ — наличие заметных осцилляций на зависимости $\rho_{end}(p_m)$ в области малых, порядка 20 мкс, значений периода T (рис. 1 и 2). Данный эффект связан с периодичностью прессующего сигнала (7). При малых величинах T за время t_{end} , необходимое для достижения конечной плотности ρ_{end} , реализуется более одного периода T .

Само значение t_{end} при этом слабо зависит от T , стремясь к константе в пределе $T \rightarrow 0$. Зависимости t_{end} от амплитуды p_m для исследуемых нанопорошков, соответствующие данному пределу, представлены на рис. 3. Видно, что при $p_m \approx 0,191$ ГПа (рис. 3 точка А) за время прессования t_{end} успевает реализоваться в точности два полных периода T по 20 мкс, что приводит к несколько повышенной прессуемости порошка АМ (рис. 2 точка А). Далее, при $p_m \approx 0,343$ ГПа за время прессования t_{end} успевает реализоваться полтора периода по 20 мкс, что приводит к некоторому снижению прессуемости (рис. 2, 3 точка В). Наконец, при $p_m \approx 0,858$ ГПа (точка С) реализуется один период, что опять дает увеличение прессуемости, аналогичное точке А. Подобный эффект существует, конечно, и для меньших значений T с большим количеством точек повышенной (как А и С) и пониженной (В) прессуемости, которые отвечают реализациям, соответственно, целого или полуцелого количества периодов сигнала внешнего давления (рис. 1). Однако на фоне большого количества периодов данный эффект быстро становится незаметен. Наиболее ярко он проявляется для $T = t_{max}/3$, где t_{max} — максимальное значение t_{end} на рис. 3 ($t_{max} \approx 58$ мкс для АМ и $t_{max} \approx 35$ мкс для α -АМ). С увеличением T эффект “периодичности” также быстро исчезает. При $T > t_{max}$ при любой амплитуде p_m прессующего сигнала всегда реализуется менее

одного полного периода T . В отличие от порошка АМ время t_{end} для α -АМ демонстрирует гораздо более слабую зависимость от давления p_m , что приводит практически к полному отсутствию вышеописанного эффекта. Отметим также, что в реальных условиях, данный эффект может быть слабо выражен ввиду затухания сигнала (7), неучитываемого в настоящем исследовании.

Влияние периода прессующего сигнала на плотность компакта

Наиболее ярко эффект “периодичности” проявляется (для обоих порошков) на зависимостях конечной плотности ρ_{end} от периода T гармонического сигнала (7) при фиксированном значении p_m . Проанализируем в качестве примера представленную на рис. 4 зависимость $\rho_{end}(T)$ для порошка АМ при $p_m = 0,2$ ГПа. Точки 1 – 4 на рисунке соответствуют значениям периода T , для которых на рис. 5 представлены временные развертки характерных давлений в системе “порошок + оболочка”.

В пределе $T \rightarrow 0$, когда гармонический сигнал (7) может быть заменен эквивалентным сигналом-ступенькой (9), плотность ρ_{end} стремится к конечному пределу, равному $\approx 1,712$ г/см³. Стадия разгона, когда $a_0 < 0$ и скорость v_0 растет по абсолютной величине, практически соответствует области t на рис. 5, где оказываемое медной оболочкой давление p на прессуемый порошок превосходит предел его упругости p_{el} . В действительности, ускорение a_0 границы раздела “порошок – оболочка” обращается в ноль несколько позже выполнения условия $p = p_{el}$. Это связано с тем, что внешние слои однородно уплотняемой среды при радиальном сжатии вынуждены двигаться несколько более ускоренно, чем внутренние. Однако, отставание момента, когда прекращается “разгон” внешней границы порошка ($a_0 = 0$), от момента, когда выполняется условие $p = p_{el}$, составляет менее 0,5 мкс, и мы в дальнейшем будем пренебрегать данным, весьма искусственным, продлением стадии “разгона”. В пределе $T \rightarrow 0$, как видно из рис. 5, данная стадия составляет ≈ 26 мкс. Затем еще около 13 мкс система “порошок + оболочка” движется по инерции, постепенно замедляясь вплоть до полной остановки при $t = t_{end} \approx 39$ мкс. Штрих-пунктирная линия на рис. 5 соответствует той части внешнего давления, которая компенсируется упругими напряжениями в меди $p_{c,el}$. Увеличение $p_{c,el}$ связано как с утолщением оболочки в процессе ее сжатия — геометрический фактор, определяемый множителем $(1 - R^2/R_c^2)$ в выражении (3), — так и

упрочнением меди в процессе накопления деформаций формоизменения — физический фактор, определяемый ростом предела текучести. Давление, оказываемое медной оболочкой на порошок, при $t \rightarrow t_{end}$ составляет $p \approx 0,270$ ГПа, что существенно превышает “остаточное” (статическое) внешнее давление $p_c - p_{c,el} \approx 0,033$ ГПа. Данный избыток давления — результат инерционных свойств медной оболочки. Состояние же уплотняемой среды при этом соответствует еще более высокому давлению $p_{el} \approx 0,377$ ГПа, что обусловлено инерционными свойствами порошка.

С увеличением T зависимость $\rho_{end}(T)$ проходит через ряд локальных максимумов (аналоги точек А и С на рис. 2 и 3) и минимумов (аналоги точки В на тех же рисунках). Максимумы соответствуют приблизительно целому количеству периодов T , реализованных за время прессования t_{end} ; а минимумы — полупериоду. Другими словами, условия экстремумов, наблюдаемых в области $T < t_{end}$, можно представить в виде

$$T \approx \begin{cases} t_{end}/n & \text{(максимум),} \\ t_{end}/(n-0,5) & \text{(минимум),} \end{cases} \quad n = 2, 3, 4, \dots, \quad (10)$$

где $t_{end} \approx 39,0$ мкс (для $p_m = 0,2$ ГПа). В качестве примера на рис. 5 представлены временные развертки давлений для точки 2 (рис. 4, $T \approx 13,2$ мкс), когда реализуется практически три периода. Основное отличие от точки 1 (сигнал — “ступенька”) состоит в том, что теперь процесс уплотнения состоит из чередующихся стадий разгона, когда $p > p_{el}$, $a_0 < 0$, и торможения. Условия экстремумов (10) выполняются достаточно точно при больших значениях n . С уменьшением n становится заметной погрешность — экстремумы сдвигаются в область более высоких значений T . Так, последний локальный минимум соответствует $T \approx 26,8$ мкс, в то время как $t_{end}/1,5 \approx 26,0$ мкс.

Дальнейшее увеличение периода T приводит к росту конечной плотности, вплоть до достижения абсолютного максимума (рис. 4, точка 3) с координатами $T \approx 66,2$ мкс и $\rho_{end} \approx 2,084$ г/см³. Главный максимум, как видно из рис. 5, не отвечает условиям (10). За время прессования $t_{end} \approx 44,5$ мкс успевает реализоваться примерно 2/3 импульса давления. Стадия разгона занимает около 36,5 мкс, то есть чуть больше половины периода T . Скорость v_0 к концу “разгона” достигает величины ≈ 210 м/с. Затем реализуется стадия торможения вплоть до полной остановки при давлении $p_{el} \approx 0,918$ ГПа, что почти в 5 раз превышает амплитуду приложенного импульса $p_m = 0,2$ ГПа. Столь высокий уровень давления достигается благодаря максимально эффективному

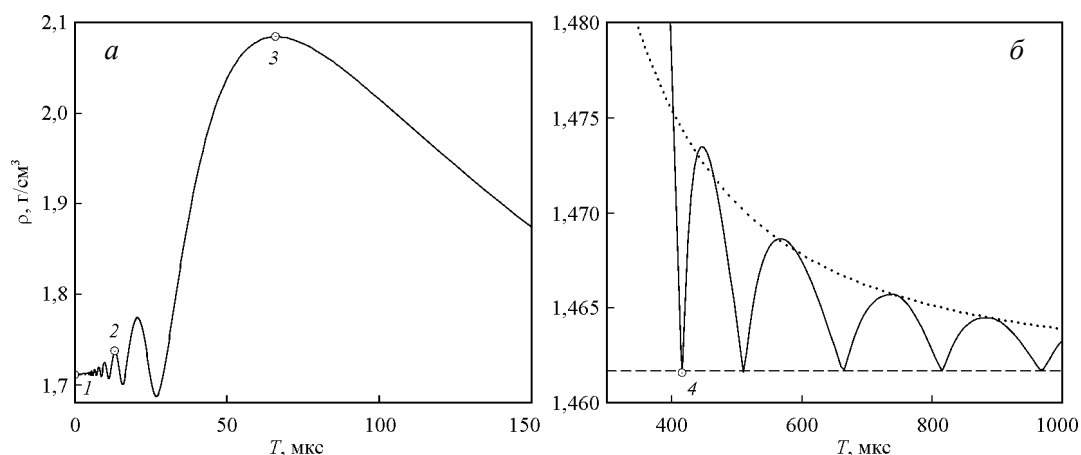


Рис. 4. Зависимость конечной плотности прессовки от периода T для нанопорошка АМ при амплитуде импульса $p_m = 0,2$ ГПа в области малых (а) и больших (б) значений T . Точками отмечены частные значения, для которых на рис. 5 представлены временные развертки характерных давлений в системе.

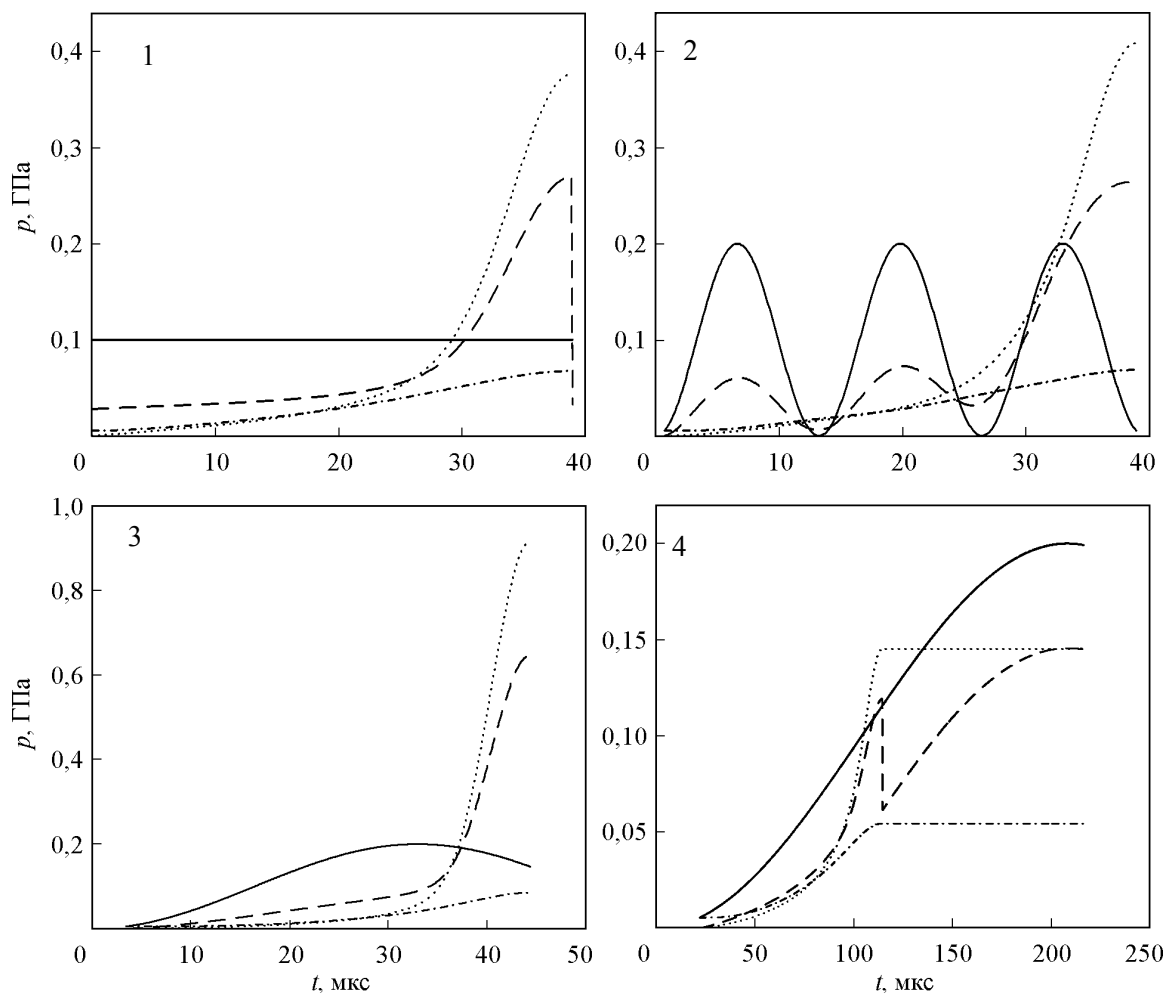


Рис. 5. Временная развертка характерных давлений в системе для точек, отмеченных на рис. 4. Сплошные линии — внешнее (магнитное) давление на медную оболочку p_c , штриховые — давление на порошок p , пунктирные — величина давления компенсируемого упругими напряжениями в уплотняемом порошке p_{eb} , штрих-пунктирные — то же для оболочки, $p_{c,el}$.

использованию инерционных свойств системы “порошок + оболочка”. По сути, в точке 3 реализуется своеобразный резонанс отклика прессуемой системы на внешнее воздействие. В момент остановки (“застывания”) системы ускорение a_0 скачком падает до нуля, а давление p до статического значения, равного $p_c - p_{c,el}$. Данное скачкообразное изменение a_0 и p — результат пренебрежения процессом упругой разгрузки порошка.

В области больших значений периода T процесс прессования заканчивается раньше достижения максимума внешним давлением, то есть $t_{end} < T/2$. При $T < 416,3$ мкс (рис. 4 точка 4) за счет инерционной стадии уплотняемая среда к моменту t_{end} достигает предела упругих напряжений p_{el} , который не может быть преодолен в стационарном состоянии (при $v_0 = 0, a_0 = 0$) несмотря на дальнейший рост внешнего давления p_c . В точке 4 реализуется стационарный предел уплотнения, то есть величина p_{el} оказывается равной максимальному статическому давлению $p_c - p_{c,el} \approx 0,145$ ГПа.

При более высоких значениях периода T процесс уплотнения приобретает циклический характер. После завершения первого цикла уплотнения, состоящего из стадий разгона и торможения, предел упругих напряжений p_{el} оказывается несколько ниже максимального статического давления. Поэтому дальнейший рост внешнего давления инициирует второй цикл уплотнения с аналогичными первому циклу стадиями разгона и торможения.

Если последний из запущенных циклов уплотнения заканчивается достижением величиной p_{el} значения $p_c - p_{c,el} \approx 0,145$ ГПа, то зависимость $\rho_{end}(T)$ касается статического предела — это минимумы, аналогичные точке 4 на рис. 4. Вне этих точек последний из запущенных циклов уплотнения “забрасывает” величину p_{el} в область более высоких значений. Снижение величины локальных максимумов ρ_{local} , наблюдаемых после точки 4, с ростом периода T хорошо описывается (особенно при $T \rightarrow \infty$) зависимостью

$$\rho_{local} = \rho_{stat} + \xi T^{-2}, \quad (11)$$

где ρ_{stat} — плотность, соответствующая статическому пределу. Для анализируемого случая (порошок АМ, амплитуда давления $p_m = 0,2$ ГПа) зависимость (11) изображена на рис. 4 (справа) пунктирной линией: $\rho_{stat} \approx 1,4617$ г/см³, $\xi \approx 2200$ г/(см³·мкс). Однако, величина отклонения конечной плотности от статического предела, обусловленного многоциклическостью процесса, даже для первого локального максимума не превышает 1%, что существенно ниже разброса экспериментальных точек (рис. 1). Поэтому

первое же касание зависимостью $\rho_{end}(T)$ значения ρ_{stat} (точка 4) можно с хорошей точностью считать переходом к квазистатическому уплотнению с пренебрежимо малым влиянием инерционных эффектов.

Качественно, аналогичные изображенной на рис. 4 зависимости $\rho_{end}(T)$ имеют место при любых амплитудах внешнего давления как для порошка АМ, так и для порошка α -АМ. В количественном плане увеличение амплитуды p_m приводит к более высоким значениям скорости v_0 и, как следствие, к сдвигу характерных точек 1–4 в область меньших значений периода T . Так, например, для порошка АМ при $p_m = 0,6$ ГПа главный максимум (точка 3) имеет координаты $\rho_{end} \approx 3,202$ г/см³, $T \approx 39,5$ мкс, а переход к квазистатическому прессованию (точка 4) с $\rho_{stat} \approx 1,8267$ г/см³ происходит при $T \approx 373,2$ мкс. Время прессования t_{end} в точке 3 составляет порядка 26,7 мкс, то есть успевает реализоваться, как и при $p_m = 0,2$, примерно 2/3 импульса давления. Стадия разгона при этом занимает около 22,1 мкс. Максимальное отклонение ρ_{end} от ρ_{stat} вследствие реализации двухциклического уплотнения (первый локальный максимум), составляет менее 0,4%.

Меньшая уплотняемость нанопорошка α -АМ по сравнению с АМ, особенно в области малых значений внешнего давления, что наглядно видно при сравнении адиабат сжатия (рис. 1), приводит к примерно вдвое меньшим скоростям разгона внешней границы уплотняемой среды v_0 . Последнее снижает влияние инерционных эффектов: существенно меньше плотность, достигаемая в главном максимуме; переход к квазистатическому режиму прессования происходит при меньших значениях T . Так, при $p_m = 0,3$ ГПа для порошка α -АМ главный максимум (точка 3) имеет координаты $\rho_{end} \approx 1,776$ г/см³, $T \approx 45,4$ мкс, а переход к квазистатическому прессованию (точка 4) с $\rho_{stat} \approx 1,4107$ г/см³ происходит при $T \approx 170,3$ мкс. Время прессования t_{end} в точке 3 составляет порядка 32,2 мкс, то есть успевает реализоваться, в отличие от порошка АМ, чуть больше 2/3 импульса давления. Стадия разгона занимает около 22,8 мкс, что практически соответствует половине периода T . Более ощутимым для порошка α -АМ становится эффект многоциклическости. Максимальное отклонение ρ_{end} от ρ_{stat} вследствие реализации двухциклического уплотнения, составляет порядка 2,26%.

Таким образом, улучшение прессуемости, то есть повышение конечной плотности прессовки, всегда связано с наиболее эффективным разгоном системы “порошок + оболочка” на начальной стадии прессования. При изменении периода T макси-

мальное уплотнение достигается, когда начальная стадия разгона соответствует времени нарастания внешнего давления. Если сравнивать исследованные нанопорошки, то существенно более высокая прессуемость порошка АМ в области малых давлений позволяет достичь вдвое более высоких скоростей разгона, что приводит к значительно более сильному проявлению инерционных свойств системы “порошок + оболочка”.

В заключение отметим, что наиболее эффективный разгон системы достигается именно за счет однократного импульса внешнего давления. Попытка провести прессование посредством двух (или большего) количества импульсов с нарастающей амплитудой будет приводить к снижению конечной плотности. Так, например, если перед импульсом давления амплитудой $p_m = 0,2$ ГПа и периодом $T = 66,2$ мкс, который соответствует максимальному уплотнению порошка АМ (рис. 4 точка 3) с конечной плотностью $\rho_{end} \approx 2,084$ г/см³, порошок подвергнуть предварительной подпрессовке вдвое меньшим по амплитуде импульсом, то процесс уплотнения завершится к моменту $t \approx 55,8$ мкс. При этом будет достигнута плотность $\rho_{end} \approx 1,575$ г/см³, соответствующая давлению $p_{el} \approx 0,231$ ГПа. Это существенно выше, чем максимальное статическое давление на порошок, которое реализуется на втором, “основном”, импульсе. Поэтому при такой схеме прессования второй импульс окажется “холостым”.

Выводы

1. Показано, что учет инерционных свойств проводящей оболочки и компактируемой среды позволяет достичь согласия с данными о конечной плотности прессовок, полученных в экспериментах по магнитно-импульсному радиальному прессованию наноразмерных порошков.

2. Для внешнего давления, зависящего от времени по гармоническому закону, проанализировано влияние параметров прессующего импульса (амплитуда, период) на процесс прессования и конечный результат. Выявлены соответствующие отличия в процессах прессования, соответствующих различным областям значений периода прессующего импульса. Определяющим фактором качественных отличий является соотношение между периодом T и временем уплотнения t_{end} .

3. В области малых значений T , когда в процессе уплотнения гранулированного материала (за время t_{end}) успевает реализоваться не менее одного полного периода T , то есть $T \leq t_{end}$, выявлен эффект “периодичности”, приводящий к появлению ряда максимумов

и минимумов на зависимости $\rho_{end}(T)$. При этом величина t_{end} практически не меняется с изменением T , и в пределе $T \rightarrow 0$ стремится к конечному пределу.

4. Изучены условия резонансного прессования, при котором максимально используются инерционные свойства уплотняемой среды и внешней проводящей оболочки. Главный максимум на зависимости $\rho_{end}(T)$ реализуется в окрестности значений T , определяемых соотношением $T \approx (3/2) t_{end}$. Стадия разгона ($a_0 < 0$) при резонансных условиях практически соответствует половине периода T .

5. В области больших значений T выявлен циклический характер процесса уплотнения, который приводит к появлению ряда максимумов на зависимости $\rho_{end}(T)$ при переходе к статическому прессованию в пределе $T \rightarrow \infty$. Однако амплитуда этих максимумов, как правило, меньше разброса экспериментальных данных о конечной плотности получаемых наноструктурированных компактов.

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

Литература

1. Миронов В.А. Прогрессивные способы производства деталей машин и приборов из порошковых материалов. Рига: Зинатне, 1974, 87 с.
2. Иванов В.В., Паранин С.Н., Вихрев А.Н., Ноздрин А.А. Эффективность динамического метода уплотнения наноразмерных порошков. Материаловедение, 1997, № 5, с. 49 – 55.
3. Parani S., Ivanov V., Nikonov A., Spirin A., Khrustov V., Ivin S., Kaygorodov A., Korolev P. Densification of Nano-Sized Alumina Powders under Radial Magnetic Pulsed Compaction. Advances in Science and Technology, 2006, v. 45, p. 899 – 904.
4. Иванов В.В., Кайгородов А.С., Хрустов В.Р., Паранин С.Н., Спиринов А.В. Прочная керамика на основе оксида алюминия, получаемая с использованием магнитно-импульсного прессования композитных нанопорошков. Российские нанотехнологии, 2006, т. 1, № 1 – 2, с. 201 – 207.
5. Болтачев Г.Ш., Волков Н.Б., Добров С.В., Иванов В.В., Ноздрин А.А., Паранин С.Н. Моделирование радиального магнитно-импульсного уплотнения гранулярной среды в квазистатическом приближении. ЖТФ, 2007, т. 77, вып. 10, с. 58 – 67.
6. Ноздрин А.А. Исследование динамической прессуемости наноразмерных порошков на основе оксида алюминия. Перспективные материалы, 2007, № 6, с. 79 – 85.
7. Андриевский Р.А. Порошковое материаловедение. М.: Металлургия, 1991, 205 с.
8. Graham R.A., Sawaoka A.B. Explosive Processing of Ceramics. High Pressure Explosive Processing of

- Ceramics” ed. by R.A. Graham and A.V. Sawaoka. Trans. Tech. Publ. 1987, p. 17 – 27.
9. Олевский Е.А., Штерн М.Б. Реологические основы процессов консолидации порошков и концепция “среднеквадратичных”. Порошковая металлургия, 2004, № 7 – 8, с. 35 – 45.
 10. Скороход В.В., Тучинский Л.И. Условие пластичности пористых тел. Порошковая металлургия, 1978, № 11 (191), с. 83 – 87.
 11. Мартынова И.Ф., Штерн М.Б. Уравнение пластичности пористого тела, учитывающее истинные деформации материала основы. Порошковая металлургия, 1978, № 1 (181), с. 23 – 29.
 12. Седов Л.И. Механика сплошной среды, т. 2. М.: Наука, 1976, 576 с.
 13. Скороход В.В. Реологические основы теории спекания. Киев: Наукова думка, 1972, 152 с.
 14. Трефилов В.И., Моисеев В.Ф., Печковский Э.П., Горная И.Д., Васильев А.Д. Деформационное упрочнение и разрушение поликристаллических металлов. АН УССР, Ин-т проблем материаловедения. Киев: Наук. Думка, 1989, 256 с.
 15. Штерн М.Б., Сердюк Г.Г., Максименко Л.А., Трухан Ю.В., Шуляков Ю.М. Феноменологические теории прессования порошков. Киев: Наукова думка, 1982, 140 с.
 16. Болтачев Г.Ш., Волков Н.Б., Иванов В.В., Паранин С.Н. Модель динамического прессования гранулированной среды. ПМТФ, 2008, № 2, с. 211 – 215.

Болтачев Грэй Шамилевич — Институт электрофизики УрО РАН, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник. Специалист в области механики сплошных сред.

Волков Николай Борисович — Институт электрофизики УрО РАН, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией нелинейной динамики ИЭФ УрО РАН. Специалист в области нелинейной физики плазмы и экстремальных состояний вещества.

Иванов Виктор Владимирович — Институт электрофизики УрО РАН, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией прикладной электродинамики ИЭФ УрО РАН. Специалист в области магнитно-импульсных методов компактирования порошков и электрофизических установок.

Паранин Сергей Николаевич — Институт электрофизики УрО РАН, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ИЭФ УрО РАН. Специалист в области радиального магнитно-импульсного прессования порошков.