

УДК 621.79:536.2

*О. О. Кузнецик<sup>1</sup>, Д. В. Минько<sup>2</sup>, К. Е. Белявин<sup>2</sup>, Е. Г. Григорьев<sup>3</sup>***ОЦЕНКА ХАРАКТЕРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ В ПОРОШКЕ  
ПРИ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОМ СПЕКАНИИ В УСЛОВИЯХ ОДНООСНОЙ  
ДУХСТОРОННЕЙ УПРУГОЙ ПОДПРЕССОВКИ**

*Обоснована феноменологическая модель распределения давления в порошке при электроимпульсном спекании, осуществляемом в условиях одноосного двухстороннего упругого формования, названного подпрессовкой. Рекомендовано использовать разработанную методику моделирования в расчетах по оптимизации режимов электроимпульсного спекания, обеспечивающих получение порошковых проницаемых материалов с относительно равномерной поровой структурой.*

*Ключевые слова:* электроимпульсное спекание, одноосная двухсторонняя упругая подпрессовка.

**Введение.** В порошковой металлургии развитых стран Европейского союза, США, Канады, Китая, Содружества Независимых Государств начинают находить широкое применение технологии, использующие импульсный ток для спекания трудноформуемых порошков, порошков тугоплавких металлов, твердых и железных сплавов [1–3]. Основу этих технологий, как правило, составляют процессы предварительного формования и последующего спекания импульсными токами с амплитудой силы тока порядка  $10^2$ – $10^4$  А, которые могут быть как высоковольтными (амплитуда напряжения порядка  $10^3$ – $10^4$  В) и относительно высокочастотными (свыше 10 кГц), так и низковольтными (амплитуда напряжения не превышает 10 В) промышленной (50–100 Гц) частоты. Используемое в этих технологиях предварительное формование довольно часто представляет собой механическое нагружение порошка в пресс-форме, при котором его частицы испытывают лишь упругие деформации. Поэтому, если после протекания импульсного тока спекания частиц не произошло, то после снятия механического нагружения состояние порошка будет близким к исходному состоянию. В дальнейшем предварительное формование, при котором происходит упругая деформация частиц порошка, будем называть упругой подпрессовкой. В силу исторических причин, в зависимости от наблюдаемых тех или иных физических явлений в порошке при протекании импульсного тока, основанные на этом технологии получения порошковых материалов и изделий, указанные технологии получили следующие наиболее распространенные названия [2, 3]: "Электроимпульсное спекание", "Электроразрядное спекание", "Электроискровое спекание" или "Spark Plasma Sintering", а также "High Energy High Rate Processing", "Electric Discharge Compaction" и т. д. Исходя из принятой ГОСТ 17359-82 терминологии для порошковой металлургии, технологии, использующие импульсный ток для получения порошковых материалов и покрытий, будем относить к технологиям электроимпульсного спекания (ЭИС). В работах [1, 2] показано, что среди этих технологий особое место занимает ЭИС порошков тугоплавких металлов, включая титан [4], осуществляемое в условиях одноосной двухсторонней упругой подпрессовки при давлениях порядка 10–100 МПа с помощью высоковольтных разрядов малой длительности ( $10^{-4}$ – $10^{-3}$  с). Получаемые таким образом изделия, к числу которых относят фильтроэлементы, объемно-пористые аноды конденсаторов и имплантаты, имеют проницаемую поровую структуру [1, 2], благодаря чему они используются в машиностроении, химической промышленности, энергетике, приборостроении и медицине для отделения твердой фазы от жидкой или газообразной, а также для увеличения удельной поверхности на границе раздела фаз [1, 2]. В работах [2, 3] показан механизм и приведены модели спекания порошка при протекании через него импульсного тока. При этом в работе [2] показано, что на структуру получаемого при ЭИС пористого проницаемого материала оказывает влияние распределение давления в порошке, как на стадии упругой подпрессовки, так и в момент протекания импульсного тока. Однако используемая в этой работе феноменологическая модель не учитывает как взаимосвязь между коэффициентами бокового давления и сухого трения, так и угол захвата между частица-

<sup>1</sup>Институт порошковой металлургии. 220005, г. Минск, ул. Платонова, 41; <sup>2</sup>Белорусский национальный технический университет. 220006, г. Минск, ул. Свердлова, 13; <sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ". 115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31; э-почта: oleg-kuznechik@rambler.ru. Поступила 19.04.2013.

ми порошка, включая его пористость. Совершенствование этой модели может способствовать решению задач по оптимизации режимов ЭИС указанных технологий, способствуя тем самым повышению эффективности их применения в условиях производства. Исходя из этого, целью работы является:

- 1) определение взаимосвязи между коэффициентами бокового давления и сухого трения, возникающим между частицами углом захвата и пористостью порошка;
- 2) на основе установленной взаимосвязи разработка феноменологической модели распределения давления в порошке, как при одноосной двухсторонней упругой подпрессовке, так и при протекании импульсного тока;
- 3) оценка с использованием этой модели характера распределения давления в порошке при ЭИС на стадии одноосной двухсторонней упругой подпрессовки и в момент протекания импульсного тока.

**Разработка модели распределения давления в порошке на стадии одноосной двухсторонней упругой подпрессовки и в момент протекания импульсного тока.** Вывод зависимостей для оценки распределения давления в порошке на стадии одноосной двухсторонней упругой подпрессовки. Рассмотрим предшествующую протеканию импульсного тока стадию формования порошка в жесткой пресс-форме, состоящей из диэлектрической матрицы цилиндрической формы, а также из верхнего и нижнего электродов-пуансонов. Пусть формование осуществляется согласно схеме, приведенной на рис. 1. Тогда, как показано в работах [3, 5–9], его можно представить в виде процесса упругопластической деформации некоторой сплошной среды, обладающей определенной пористостью. При этом в качестве модельного допущения может использоваться гипотеза сплошности, которая позволяет возникшее в порошке напряженное состояние выразить в приближениях механики континуума с помощью симметричного тензора механических напряжений [6], содержащих шаровую и девиаторную составляющие. Такой феноменологический подход предполагает, что, с одной стороны, элементарный объем порошковой среды не менее чем на один-два порядка меньше объема получаемой порошковой формовки, а, с другой стороны, элементарный объем не менее чем на один-два порядка больше размеров входящих в него частиц. Учитывая [2, 7], что для большинства частиц порошка тугоплавких металлов, а также металлов и сплавов, относящихся к железной группе, модуль упругости имеет значения порядка 10–100 ГПа, а давление при упругой подпрессовке имеет значения порядка 10–100 МПа, то в этом случае в тензоре напряжений девиаторной составляющей можно пренебречь. Тогда такой тензор, по сути, будет шаровым и в этом случае он будет определять распределение давления в порошке на стадии упругой подпрессовки.

В силу создаваемой пресс-формой симметрии нагружения при осуществлении прессования по схеме на рис. 1, а также в силу того, что тензор механических напряжений является шаровым, распределение давления  $p$  в порошке может описываться в цилиндрической системе координат с использованием только двух переменных "z" и "r". При этом характер распределения давления в порошке, достигнувшем динамического равновесия при упругой подпрессовке, будет определяться решением дифференциального уравнения второго порядка гиперболического типа, в котором связь между разделенными переменными устанавливается с помощью некоторого коэффициента  $a$  следующим образом [2, 8, 9]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = a \left( \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} \right). \quad (1)$$

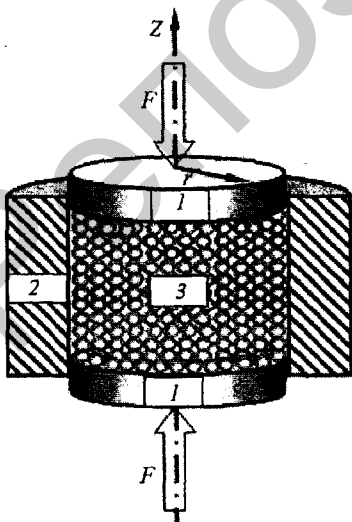


Рис. 1. Схема прессования: 1 — электроды-пуансоны; 2 — матрица; 3 — порошок; F — сила сжатия

В работах [2, 5, 8] коэффициент  $a$  в уравнении (1) предлагают связывать с коэффициентом бокового давления  $\xi$ . При этом отмечается, что на распределение давления в порошке при прессовании оказывает также влияние и коэффициент сухого трения  $\zeta$ . В этой связи в работе [2] предлагается использовать такой коэффициент вместе с  $\xi$  для результатов решения уравнения (1). Однако как связаны между собой  $\xi$  и  $\zeta$ , а также входящий в уравнение (1) коэффициент  $a$ , в этой работе не сообщается. Наиболее близкой к работе [2] в вопросе возможного решения уравнения (1) является известная работа [9], в которой коэффициент бокового давления вообще рекомендуется заменить коэффициентом сухого трения  $\zeta$ . Причем  $\zeta$  рекомендуется определять с учетом величины образующегося в

зонах сопряжения частиц порошка угла захвата  $\alpha_0$ . Исходя из этого, а также из анализа работ [2, 5, 9], в дальнейшем под коэффициентом  $a$  уравнения (1) будем понимать квадрат суммы коэффициентов бокового давления и трения:

$$a = \eta^2 = (\xi + \zeta)^2, \quad (2)$$

причем  $\xi = \frac{v_n \rho_n^2}{1 - v_n \rho_n^2}$ ,  $\zeta = \text{tg}^2 (0.25\pi - 0.5\alpha_0)$ .

Рассмотрим возможное решение уравнения (1) с учетом изложенной в работах [9–11] теории решения дифференциальных уравнений второго порядка гиперболического типа, включая предлагаемый в работе [2] подход к решению и принимая во внимание уточнения (2). С точностью до некоторого коэффициента  $A$ , в обобщенном виде оно может представлять собой определенное произведение двух функций с разделенными переменными  $r$  и  $z$ , которые при необходимости могут быть заменены на их относительные величины (т. е.  $\chi = r/D$  и  $\psi = z/H$ ). Тогда искомый обобщенный вид этого решения для случая, приведенного на рис. 1, будет таким, как показано ниже:

$$p(r, z) = A[1 + R(r)Z(z)] \text{ или } p(\chi, \psi) = A[1 + R(\chi)Z(\psi)], \quad (3)$$

где  $r$  — переменная, изменяющаяся в пределах диаметра  $D$  порошка в пресс-форме,  $z$  — переменная, изменяющаяся в пределах высоты  $H$  порошка в пресс-форме.

Как следует из работ [10, 11], входящие в обобщенный вид решения (3) уравнения (1) функции в характеристических уравнениях могут быть представлены следующим образом:

$$Z'' - \lambda^2 Z = 0, \quad (4)$$

$$\xi^2 \left( R'' + \frac{1}{\chi} R' \right) - \lambda R = 0, \quad (5)$$

где  $\lambda$  — некоторая характеристическая константа.

Как следует из работ [2, 9–11], с точностью до постоянных интегрирования ( $C_1, C_2$ ), определяемых граничными условиями, решением дифференциального уравнения (4) будет:

$$Z(\psi) = C_1 \text{ch} (\lambda [\psi + C_2]). \quad (6)$$

Полагая, что  $\lambda^2 = \eta^2$ , решением дифференциального уравнения (6), удовлетворяющим условию конечности при  $r = 0$ , с точностью до некоторого коэффициента  $C_3$  будет являться модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка от аргумента ( $\chi$ ):

$$R(\chi) = C_3 I_0 (\chi). \quad (7)$$

Обобщая в зависимостях (6) и (7) константы так, что  $K = C_1 C_3$ , и подставляя это в решение общего вида (3) уравнения (1), получим:

$$p = A (1 + K I_0 (\chi) \text{ch} (\eta [\psi + C_2])). \quad (8)$$

Из-за существующего трения между частицами, в том числе и о стенки матрицы, давление в порошке при подпрессовке будет изменяться монотонно по высоте и сечению. С учетом работ [2, 5, 8, 9], предполагая, что своего минимума давление достигает в центре матрицы, граничными для уравнения (8) будут следующие условия:

$$\frac{\partial p(z_0)}{\partial z} = 0, \quad \text{ch} \left( \left[ \frac{H}{2R} + C_2 \right] \eta \right) = 0. \quad (9)$$

Условия (9) позволяют в уравнении (8) определить входящую в него константу  $C_2$  путем введения безразмерного параметра  $\beta$ , который будем считать отношением высоты ( $H$ ) порошка к его диаметру ( $D$ ):

$$C_2 = -\frac{H}{D} = -\beta. \quad (10)$$

Для определения постоянных  $A$  и  $K$  в уравнении (8) воспользуемся тем, что давление  $p_0$  в порошке в точках его сопряжения с центрами электродов-пуансонов определяется отношением силы сжатия к площади этих электродов-пуансонов. Пусть центральная ось пресс-формы (рис. 1) является осью координат "OZ", которая проходит через центры электродов-пуансонов, имеющими координаты  $(0, 0)$  и  $(0, H)$ . Тогда  $p_0 = p(0, 0) = p(0, H)$ . В этом случае связь между  $I_0(r)$  и  $I_0(1)$ , определяющих характер распределения давления в пределах радиуса  $R$  сечения порошка, а также между максимальным ( $p_0$ ) и минимальным ( $p_{\min}$ ) значениями давления на центральной оси в точках с координатами  $(0, 0)$  и  $(0, H)$  будет следующей:

$$\int_0^R I_0(r) r dr = R^2 I_0(1), \quad (p_0 - p_{\min}) \pi R^2 = 2\pi R \eta \int_0^{H/2} p dz. \quad (11)$$

С учетом условий (11), обобщенное решение (8) примет следующий вид:

$$p_0 - A [1 + 2KI_1(1)] = \frac{\eta}{D} A [H - DK I_0(1) \operatorname{ch}(\beta\eta)], \quad (12)$$

причем:

$$A [1 + 2KI_1(1) \operatorname{ch}(\beta\eta)] = p_0. \quad (13)$$

Выразим входящие в зависимости (12) и (13) содержащиеся в них константы  $A$  и  $K$  следующим образом:

$$K = \frac{\beta\eta}{I_1(1) [\operatorname{ch}(\beta\eta) - 1] + \eta I_0(1) \operatorname{sh}(\beta\eta)}, \quad A = \frac{p_0}{1 + 2KI_1(1) \operatorname{ch}(\beta\eta)}. \quad (14)$$

С учетом полученных выражений (14), используя относительные переменные  $\chi$  и  $\psi$ , искомое решение (8) уравнения (1), для приведенного на рис. 1 случая упругой подпрессовки, примет свой окончательный вид:

$$p(\chi, \psi) = p_0 \frac{1 + \eta KI_0(\chi) \operatorname{ch}(\eta[2\psi - \beta])}{1 + 2KI_1(1) \operatorname{ch}(\beta\eta)}. \quad (15)$$

При проведении оценки распределения давления в порошке можно использовать следствия полученного решения (15) для уравнения (1) в следующих случаях:

переменные  $\chi$  и  $\psi$  сопоставимы между собой, причем  $\beta_0 = \text{const}$ , тогда:

$$p(z) = p_0 \frac{1 + KI_0(1) \operatorname{ch}\left(\eta\left[\frac{2z}{D} - \beta_0\right]\right)}{1 + 2KI_1(1) \operatorname{ch}(\beta_0\eta)}, \quad (16)$$

$\beta < 0.5$

$$p(z) \approx p_0 \frac{1 + K_\beta I_1(1) \left[1 + \eta\left(\frac{2z}{D} - \beta\right)^2\right]}{1 + I_1(1) [1 + \eta\beta^2]}, \quad (17)$$

где  $K_\beta = \frac{\eta}{\beta + \xi I_1(1)}$ ,  $\beta > 0.5$ , тогда:

$$p(z) \approx \frac{1}{2} p_0 \operatorname{ch} \left( \eta \left[ \frac{2z}{D} - \beta \right] \right) \exp(-\beta \eta). \quad (18)$$

Полученные зависимости (15)–(18) позволяют оценить характер распределения давления в порошке при одноосной двухсторонней упругой подпрессовке. По своей сути эти зависимости являются феноменологическими. Благодаря введенному модельному допущению (2), при оценке характера распределения давления в порошке с помощью этих зависимостей определенным образом учитывается взаимосвязь между коэффициентами бокового давления и сухого трения, углом захвата между частицами порошка и его пористость. При этом также учитывается относительная способность материала частиц порошка к линейным деформациям на растяжение и сжатие.

*Вывод зависимостей для оценки распределения давления в порошке при импульсном токе высоковольтного разряда.* Протекающий через упруго подпрессованный порошок импульсный ток высоковольтного разряда конденсаторной батареи может вызывать [2, 12] скин-эффект и пинч-эффект. Импульс этого тока является затухающим. Исходя из этого, принимая во внимание анализ работ [2, 12–14], введем следующие допущения.

Изменение силы импульсного тока  $i$  с течением времени  $t$  связано с его амплитудой  $I_0$  коэффициентом затухания  $\delta$  и циклической частотой  $\omega$  следующим образом:

$$i(t) = I_0 \exp(-\delta t) \sin(\omega t), \quad (19)$$

вектор магнитной индукции  $B$ , плотность тока  $j$  и радиальное давление  $p_r$  в порошке связаны между собой следующими дифференциальными уравнениями [13]:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \gamma \left( \frac{\partial^2 B}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B}{\partial r} - \frac{B}{r^2} \right), \quad (20)$$

$$j = \frac{1}{\mu \mu_0 r} \frac{\partial (rB)}{\partial r}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial p_r}{\partial r} = -jB, \quad (22)$$

где  $\gamma = \sqrt{\frac{2\omega\sigma_{\text{пр}}}{\mu\mu_0}}$ .

При этом отметим, что подобно уравнению (1), уравнение (20) по своей сути также является дифференциальным уравнением второго порядка параболического типа. Поэтому при решении уравнения (22) может использоваться тот же подход [9, 10], что и в решении уравнения (1). При этом учтем следующие граничные условия.

Пусть магнитное поле в начальный момент времени внутри порошка отсутствует, т. е.  $B(r, 0) = 0$ , а на границе со стенками матрицы оно определяется уравнением следующего вида:

$$B(0, 5D_m, t) = \frac{\mu\mu_0}{\pi D} I_0 \exp(-\delta t) \sin(\omega t). \quad (23)$$

Тогда, с учетом принятых допущений и метода решения уравнения (1), обобщенный вид решения уравнения (20) будет следующим:

$$B(r, t) = \frac{\mu\mu_0 I_0}{2\pi D_m} [B_{e1}(r, t) + B_{e2}(r, t)], \quad (24)$$

Причем, если использовать следующие соотношения:  $\theta = \sqrt{\delta\tau_m}$ ,  $\tau_m = \frac{D_m^2}{4\gamma}$ , то тогда

$$Ve_1(r, t) = \frac{J_1 \left( ir \sqrt{\frac{-\delta + i\omega}{\gamma}} \right)}{J_1 \left( 0.5iD_m \sqrt{\frac{-\delta + i\omega}{\gamma}} \right)} \exp \left( [-\delta + i\omega] t \right) + \frac{J_1 \left( ir \sqrt{\frac{-\delta - i\omega}{\gamma}} \right)}{J_1 \left( 0.5iD_m \sqrt{\frac{-\delta - i\omega}{\gamma}} \right)} \exp \left( [-\delta - i\omega] t \right),$$

$$Ve_2(r, t) = 4 \sum_{k=1}^{\infty} \left[ \frac{b_k (b_k^2 - \theta^2)}{(b_k^2 - \theta^2)^2 + (\omega\tau_m)^2} \frac{J_1 \left( b_k \frac{r}{D} \right)}{J_1(b_k)} \exp \left( -\frac{b_k^2 \delta}{\theta^2} t \right) \right],$$

где  $b_k$  — характеристические корни содержащего функции Бесселя первого рода первого порядка уравнения  $J_1 \left( -i \frac{\beta r}{D} \right) = 0$ , которые имеют табличные значения [12, 13].

Известно [1, 2, 11], что при ЭИС длительность высоковольтного разряда сопоставима с периодом импульсного тока, что с учетом работ [9, 10] позволяет ограничиваться первыми членами рядов функциональной зависимости  $Ve_2(r, t)$  уравнения (24), имеющих характеристические корни  $b_1 = 3.8317$ . Из анализа уравнения изменения импульсного тока (19) следует, что описанию характера ЭИС наиболее соответствует условие, согласно которому  $\theta < b_1$ . Тогда являющаяся решением уравнения (20) зависимость (24) упростится и примет следующий вид:

$$B(r, t) = \frac{\mu\mu_0 I_0}{2\pi D_m} \frac{J_1 \left( \theta \frac{2r}{D} \right)}{J_1(\theta)} \exp(-\delta t) \sin(\omega t). \quad (25)$$

С учетом этого, решениями уравнений (21) и (22) будут содержащие функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка зависимости:

$$j(r, t) = \frac{2I_0\theta}{\pi D_m^2} \frac{J_0 \left( \theta \frac{2r}{D} \right)}{J_1(\theta)} \exp(-\delta t) \sin(\omega t), \quad (26)$$

$$p_r(r, t) = p_0 - \frac{\mu\mu_0 I_0^2}{2\pi^2 D_m^2} \frac{J_0^2 \left( \theta \frac{2r}{D} \right) - J_0^2(\theta)}{J_1^2(\theta)} \exp(-2\delta t) \sin^2(\omega t), \quad (27)$$

причем

$$p_0 = \eta \frac{\mu\mu_0 I_0^2}{2\pi^2 D_m^2} \exp(-2\delta t) \sin^2(\omega t). \quad (28)$$

Если же считать, что  $\theta \ll b_1$ , то зависимости (28)–(30) упростятся до следующих выражений:

$$B(r, t) = \frac{\mu\mu_0 r}{2} j(t), \quad (29)$$

$$j(t) = j_0 \exp(-\delta t) \sin(\omega t), \quad (30)$$

$$p_r(r, t) = p_0 - \frac{\mu\mu_0 (D_m j_0)^2}{16} \left[ 1 - \left( \frac{2r}{D_m} \right)^2 \right] \exp(-2\delta t) \sin^2(\omega t), \quad (31)$$

где  $j_0 = \frac{4I_0}{\pi D_m^2}$ .

Таким образом, полученные на основе теории решения дифференциальных уравнений второго порядка зависимости (14)–(18) и (25)–(31) позволяют оценить распределение давления в порошке на стадии одноосной

двухсторонней упругой подпрессовки и в момент протекания импульсного тока высоковольтного разряда. Эти зависимости составляют основу разработанной модели, которая по своей физической сути является феноменологической. В отличие от приведенной в работе [2] аналогичной модели, в разработанной модели определена взаимосвязь между коэффициентами бокового давления и сухого трения, углом захвата между частицами порошка и его пористостью. Кроме этого, в разработанной модели учитывается относительная способность материала частиц порошка к линейной деформации на сжатие и растяжение. Как и в приведенной в работе [2] аналогичной модели, разработанная модель позволяет оценить распределение давления в порошке, в том числе и при протекании импульсного тока. Отличием между этими моделями в вопросах оценки распределения давления в порошке при протекании импульсного тока является то, что в разработанной модели используемые для этого зависимости (25)–(31) получены с учетом уточненных граничных условий.

**Оценка характера распределения давления в порошке на стадии упругой подпрессовки и в момент протекания импульсного тока при ЭИС.** Результаты моделирования распределения давления в порошке на стадии упругой подпрессовки и в момент протекания импульсного тока. При моделировании, с учетом приведенной на рис. 2 схемы, в зависимостях (14)–(18) и (25)–(31) использовались такие относительные переменные, как  $\chi$  и  $\psi$ , характеризующие диаметр  $D$  и высоту  $H$  упруго подпрессованного в жесткой цилиндрической матрице порошка, а также параметр  $\beta$ , определяющий соотношение  $H$  к  $D$ . При вычислениях относительные переменные  $\chi$  и  $\psi$  изменялись в пределах от нуля до единицы, а параметр  $\beta$  — в пределах от единицы до двух. Моделирование производилось с использованием прикладных программ "MathCAD" на ПЭВМ типа IBM, работающей под управлением операционной системы "Windows XP SP3".

В качестве модельного использовался порошок с физико-механическими свойствами порошка титана, состоящего из сферических частиц средней (порядка 100 мкм) фракции. Считалось, что исследуемый порошок при формовании согласно схеме на рис. 1 испытывает одноосную двухстороннюю упругую подпрессовку. Давление подпрессовки в центрах электродов-пуансонов задавалось в пределах 10–100 МПа. Для наглядности представления графические зависимости распределения давления в порошке строились относительно следующих сечений:

- 1) сопрягающиеся с электродами-пуансонами (пересекают центральную ось нагружения в точках координат  $r = 0.5\chi$ ;  $z = 0$  и  $r = 0.5\chi$ ;  $z = \psi$ );
- 2) центральное, проходящее через середину порошка (координаты  $r = 0.5\chi$ ;  $z = 0.5\psi$ ) порошкового слоя, параллельное сечением, сопрягающимся с электродами-пуансонами;
- 3) пересекающие центральную ось нагружения в точках координат  $r = 0.25\chi$ ;  $z = 0.25\psi$  и  $r = 0.75\chi$ ;  $z = 0.75\psi$  и параллельные центральному сечению.

В процессе исследования рассматривалось распределение давления в порошке по следующим направлениям:

- 1) по оси, проходящей (через координаты  $r = 0$ ,  $z = 0$  и  $r = 0$ ,  $z = \psi$ ) вдоль границы раздела порошка и стенки матрицы;
- 2) по оси нагружения, проходящей через точки координат  $r = 0.5\chi$ ;  $z = 0$  и  $r = 0.5\chi$ ;  $z = \psi$ ;
- 3) по оси, проходящей через координаты  $r = 0.25\chi$  или  $z = 0.25\psi$  и параллельной центральной оси нагружения.

Результаты моделирования в относительных координатах распределения давления в порошке в условиях одноосной упругой подпрессовки на стадии, предшествующей протеканию импульсного тока, представлены на рис. 3 и 4.

При моделировании распределения давления в порошке, вызванного протеканием импульсного тока высоковольтного разряда, значения циклической частоты, амплитуды напряжения, силы тока, включая коэффициенты затухания, выбиралась с учетом анализа экспериментальных данных работы [2]. Исходя из этого, в качестве исходных данных использовались: длительность высоковольтного разряда — 80 мкс, амплитуда напряжения и силы тока — 1.5 кВ и 10 кА соответственно. Ре-

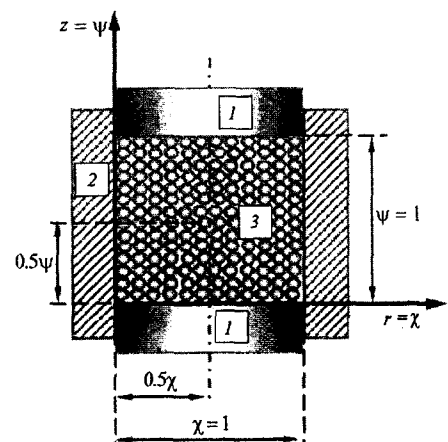


Рис. 2. Относительные размеры помещенного в пресс-форму порошка: 1 — электроды-пуансоны; 2 — матрица; 3 — порошок,  $\chi$  — диаметр;  $\psi$  — высота

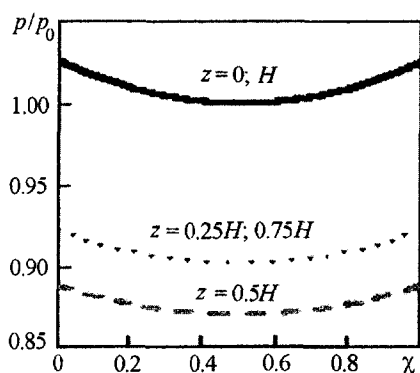


Рис. 3. Относительное распределение давления по сечению порошкового слоя

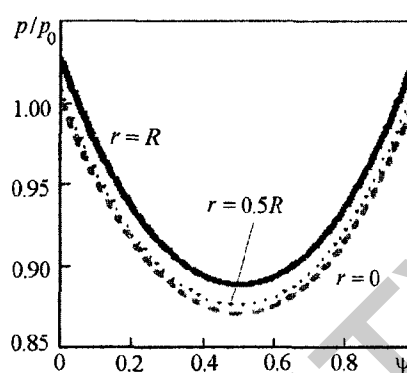


Рис. 4. Относительное распределение давления вдоль порошкового слоя

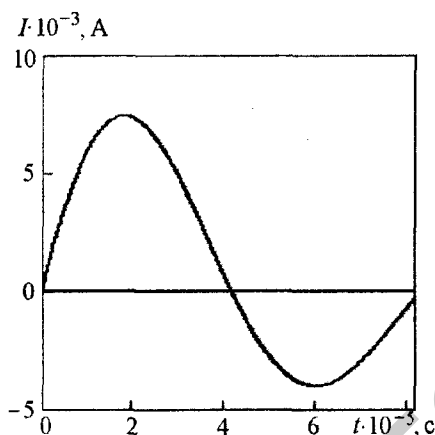


Рис. 5. Характер изменения импульсного тока за первый период разряда

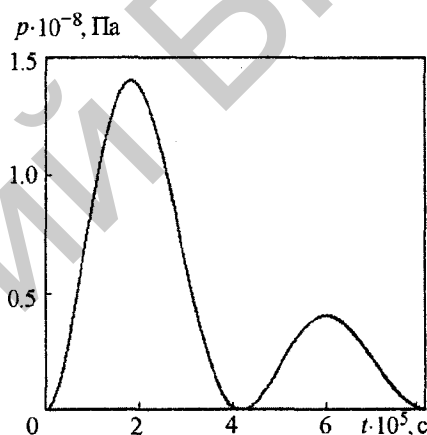


Рис. 6. Характер изменения давления в центре порошкового слоя за первый период разряда

зультаты моделирования представлены на рис. 5–7. Для наглядности при построении графических зависимостей распределения давления в порошковом слое выделялись граница раздела со стенкой матрицы (рис. 6) и диаметр центрального сечения (рис. 7).

На конечной стадии моделирования исследовалась эффективная глубина проникновения в условиях действия скин-эффекта по сечению порошкового слоя импульсного тока, циклическая частота которого изменялась в пределах  $2 \cdot 10^4$  рад/с. Полученные при этом результаты приведены на рис. 8.

Кроме этого, на данной стадии моделирования также определялась эффективная глубина проникновения импульсного тока в условиях действия скин-эффекта, определенная по сечению порошкового слоя переменного тока промышленной частоты (50 Гц), импульсы которого имели синусоидальную форму.

Кроме вышеприведенных (рис. 5–8), в рамках установленных границ моделирования были получены также и другие нижеследующие результаты:

1. Давление в порошковом слое, испытывающем одноосную двухстороннюю упругую подпрессовку, монотонно уменьшается от периферии к центру, где и достигает своего минимума. При этом своего максимума давление достигает в точках, представляющих собой границы сопряжения порошкового слоя с торцами электродов-пуансонов. При высоте порошкового слоя, равного диаметру, разница давлений в пределах сечения будет незначительной и составит, в среднем, два-три процента. В то время, как разница по высоте порошкового слоя может составить 8–9%. При увеличении высоты порошкового слоя в два раза характер распределения давления в его сечении не изменится. Разница между максимальным и минимальным значениями давления по высоте порошкового слоя в этом случае составит 10–12%, а при увеличении высоты порошкового слоя в четыре раза эта разница возрастет до 16–17%.



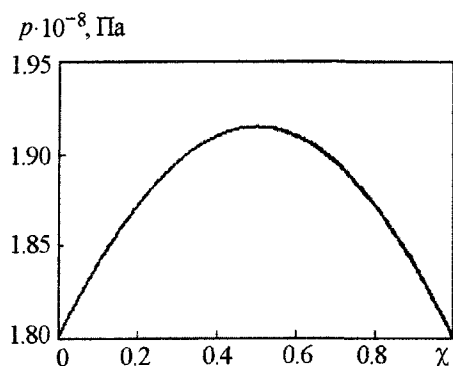
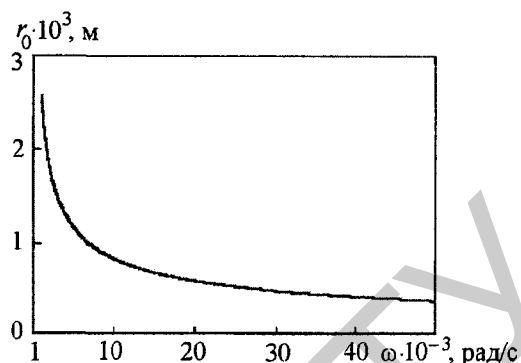
Рис. 7. Характер распределения давления в сечении порошкового слоя при  $i(t) = I_0$ 

Рис. 8. Эффективная глубина проникновения импульсного тока в порошковом слое

2. Несмотря на то, что импульсный ток высоковольтного разряда, протекающий через порошковый слой, является знакопеременным, вызванное действием пинч-эффекта импульсное магнитное давление будет осуществлять в основном его радиальное сжатие. При этом вызванное действием пинч-эффекта давление будет монотонно возрастать от периферии к центру порошкового слоя, где и достигнет своего максимума. Минимум этого давления будет приходиться на точки порошкового слоя, представляющие собой границы сопряжения с торцами электродов-пуансонов. При высоте порошкового слоя, равного диаметру, относительная разница радиальной составляющей вызванного действием пинч-эффекта давления в сечении может составить 7–8%, а вдоль центральной оси нагружения разница осевой составляющей этого давления уже составит 19–20%. Однако, чтобы подчеркнуть, сколь существенной может быть разница между радиальной и осевой составляющими обусловленного действием пинч-эффекта давления, отметим результаты моделирования действия пинч-эффекта на порошковый слой сферических частиц титана. Эти результаты показали, что для порошкового слоя с габаритными размерами один-два сантиметра при ЭИС максимальные значения радиальной составляющей вызванного пинч-эффектом давления (190 МПа), могут превышать один ГПа. При этом максимальные значения осевой составляющей вызванного пинч-эффектом давления (6.25 МПа) могут не превысить и 10 МПа.

3. Результаты моделирования для протекания через порошковый слой переменного тока промышленной (50 Гц) частоты, имеющего синусоидальные импульсы с такой же амплитудой силы тока показали, что давление, вызванное действием пинч-эффекта, в этом случае может в своем максимуме достигать значений, лежащих в пределе один-два МПа. При этом эффективная глубина проникновения тока по сечению порошкового слоя может составить 8–9 мм, вместо 600–800 мкм, что характерно для ЭИС порошков титана, осуществляемого импульсным током высоковольтного разряда.

**Анализ результатов моделирования распределения давления в порошковом слое на стадии одноосной двухсторонней упругой подпрессовки и в момент протекания импульсного тока.** Анализ результатов моделирования, полученных с помощью разработанной модели и методики расчета, позволяет сделать следующие выводы:

1. При одноосной двухсторонней упругой подпрессовке давление в порошке монотонно уменьшается от периферии к центру по осям цилиндрической системы координат  $z$  и  $r$ , где и достигает своего минимума. При этом своего максимума давление достигает в точках, представляющих собой границы сопряжения порошкового слоя с торцами электродов-пуансонов. На разницу между наибольшими и наименьшими значениями давления в порошке оказывает соотношение высоты к диаметру его слоя. Варьируя этими параметрами можно добиться минимизации в разбросе между максимальным (на торцах электродов-пуансонов вблизи стенок матрицы) и минимальным (в середине центрального сечения) значениями давления в порошке на этой стадии ЭИС. Полученные результаты оценки распределения давления для этой стадии ЭИС в порошке при подпрессовке согласуются с экспериментальными данными работ [1, 2].

2. При протекании через порошок переменного тока промышленной частоты характер тепловыделения в нем будет, в основном, связан с распределением в нем давления, сформированным, в первую очередь, давлением, обусловленным одноосной двухсторонней упругой подпрессовкой. Поэтому, если пренебречь отводом тепла в материал пресс-формы, максимальное тепловыделение будет происходить в зонах сопряжения порошкового

слоя с электродами-пуансонами, а минимальное — в его геометрическом центре. Существенным образом не повлияют на изменение характера этого тепловыделения даже переменные токи порядка 10 кА, т. к. вызванное ими из-за пинч-эффекта давление радиального сжатия, при давлениях подпрессовки порядка 100 МПа, в своем максимуме не превысит 10% от указанной величины. Это же можно сказать и о действии скин-эффекта, если порошковый слой имеет сечение диаметром порядка одного сантиметра, а эффективная глубина скин-слоя составляет 6–8 мм. Равномерность тепловыделения в данном случае при ЭИС будет определяться относительной величиной разброса между максимальным и минимальным значением давления в порошке, на которое оказывает влияние в первую очередь форма порошкового слоя и соотношение таких его параметров, как высота и диаметр.

3. При ЭИС, осуществляемом импульсным током высоковольтного разряда, на распределение давления в порошке может оказывать существенное влияние пинч-эффект, который может вызывать, как показало моделирование, радиальное сжатие и способен создавать давления, вызывающие не только упругие, но и пластические деформации частиц порошка. Этот вывод, как и результаты моделирования, его подтверждающие, согласуется с теоретическими и практическими данными, приведенными в работе [15]. Поэтому при ЭИС следует учитывать, как характер распределения давления в порошке, вызванного действием пинч-эффекта, так и характер распределения давления в порошке, вызванного одноосной двухсторонней упругой подпрессовкой. Это отличие заключается в том, что при пинч-эффекте давление в порошке монотонно возрастает от периферии к центру по оси  $r$ , где и достигнет своего максимума. Из-за неравномерности распределения давления в порошке при одноосной двухсторонней упругой подпрессовке, минимум этого давления приходится на точки порошкового слоя, представляющие собой границы сопряжения с торцами электродов-пуансонов. При этом следует ожидать, что благодаря радиальному сжатию, вызванному действием пинч-эффекта, получаемая порошковая формовка должна с меньшими усилиями выпрессовываться из матрицы пресс-формы, чем аналогичная, но полученная ЭИС переменными токами промышленной частоты. Однако здесь также необходимо учитывать, что при неконтролируемых как импульсных токах высоковольтного разряда, так и соотношениях высоты к диаметру порошкового слоя, после ЭИС, осуществляемого в условиях одноосной двухсторонней упругой подпрессовки, полученный образец пористого порошкового материала может приобрести гиперболическую форму, существенно отличающуюся от первоначальной цилиндрической. Полученный на основе анализа и результатов моделирования вывод согласуется с экспериментальными данными работ [2, 15].

4. Кроме пинч-эффекта при ЭИС импульсными токами высоковольтного разряда, необходимо также учитывать влияние скин-эффекта. В случае, когда диаметр порошкового слоя в два и более раз превышает глубину скин-слоя, это может приводить к тому, что спекание частиц будет проходить только вдоль стенок матрицы пресс-формы. При этом можно вместо цилиндрических получить гиперболические формовки, внутри которых имеются неспеченные частицы порошка. Вероятность появления таких частиц возрастает по мере приближения к центру сечения порошкового слоя.

5. Разработанная феноменологическая методика моделирования распределения давления в порошке при ЭИС в условиях одноосной двухсторонней упругой подпрессовки позволяет оценивать характер распределения давления в порошковом слое и эффективную глубину его проводимости. Благодаря этому она может использоваться в расчетах по оптимизации режимов ЭИС, обеспечивающих получение порошковых проницаемых материалов с относительно равномерной поровой структурой. В методике имеются зависимости, учитывающие в определенном виде связь с пикнометрической плотностью исследуемой дисперсно-порошковой среды, а также с формой частиц, составляющих эту среду, включая способность материала к линейной деформации на сжатие и растяжение. Это позволяет при проведении моделирования распределения давления учитывать индивидуальные особенности исследуемой дисперсно-порошковой среды и ее частиц при ЭИС.

#### Обозначения

$\rho_n$  — плотность порошка;  $\nu_n$  — коэффициент Пуассона материала частицы порошка;  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума;  $\mu$  — магнитная проницаемость материала порошка;  $\sigma_{пр}$  — удельное электрическое сопротивление порошка;  $\omega$  — циклическая частота. Индекс:  $m$  — магнитный.

#### Литература

1. **Белявин К. Е.** Применение технологии и оборудования конденсаторной сварки для получения изделий из порошков тугоплавких металлов. *Сб. докл. IV Междунар. симпозиума, Минск, 30 марта 2005 г.* Минск: ООО "Тонпик", 2005. С. 61–64.

2. **Белявин К. Е.** *Теория и практика электроимпульсного спекания пористых порошковых материалов.* Минск: ООО "Ремико", 1997.
3. **Григорьев Е. Г.** *Электроимпульсная технология формирования материалов из порошков.* Москва: Изд-во МИФИ, 2008.
4. **Гуляев П. А.** *Материаловедение. Учебник для вузов.* 6-е изд. Москва: Металлургия, 1986.
5. **Косторнов А. Г.** *Материаловедение дисперсных и пористых металлов и сплавов.* Т. 1. Киев: Наукова думка, 2002.
6. **Андриевский Р. А.** *Введение в порошковую металлургию.* Фрунзе: Миллим, 1988.
7. **Косторнов А. Г.** *Материаловедение дисперсных и пористых металлов и сплавов.* Т. 2. Киев: Наукова думка, 2002.
8. **Осокин Е. Н.** *Процессы порошковой металлургии.* Версия 1.0. Красноярск: Издательско-полиграфический комбинат — Сибирский федеральный ун-т, 2008.
9. **Жданович Г. М.** *Теория прессования металлических порошков.* Москва: Металлургия, 1969.
10. **Кафтanova Ю. В.** *Специальные функции математической физики.* Харьков: Изд-во "Новое слово", 2009.
11. **Кошляков Н. С.** *Уравнения в частных производных математической физики.* Москва: Высшая школа, 1970.
12. **Райченко А. И.** *Основы процесса спекания порошков пропусканием электрического тока.* Москва: Металлургия, 1987.
13. **Сивухин Д. В.** *Общий курс физики. Учеб. пособие. Т. III. Электричество.* Москва: Физматлит, Изд-во МФТИ, 2004.
14. **Волченко В. Н.** *Теория сварочных процессов.* Учеб. для вузов. Москва: Высшая школа, 1988.
15. **Дорожкин Н. Н.** *Электрофизические методы получения покрытий из металлических порошков.* Рига: Зинатне, 1985.