

**ВЛИЯНИЕ СКИН- И ПИНЧ-ЭФФЕКТОВ
НА ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ
ПОРИСТЫХ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ
ПРИ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОМ СПЕКАНИИ**

Процесс электроимпульсного спекания (ЭИС) основан на пропускании через порошок мощного кратковременного импульса электрического тока, запасенного в емкостном накопителе энергии [1]. Метод ЭИС позволяет получать пористые порошковые материалы (ППМ) с требуемыми эксплуатационными свойствами, обладает высокой производительностью, легко автоматизируется.

Используемый в качестве генератора емкостной накопитель энергии возбуждает высокочастотный колебательный импульс высокой частоты. При таких условиях возникает скин-эффект, заключающийся в вытеснении электрического тока на поверхность токопровода [2]. Естественно, этот эффект распространяется и на порошок, приводя к преимущественному спеканию его на периферии (середина образца может вовсе не спекаться). На проявление скин-эффекта влияют не только параметры электрического импульса, но и электропроводность материала, которая зависит от начального состояния порошка и может в значительной мере изменяться в ходе импульса.

При протекании через порошок электрического тока, быстро нарастающего во времени, образуется магнитное поле, силовые линии которого охватывают матрицу. Силы взаимодействия тока с его собственным магнитным полем направлены по радиусу к оси матрицы и стремятся сжать частицы порошка [3]. Этот эффект, хорошо изученный для плазменных явлений (так называемый пинч-эффект), может быть успешно реализован в технологии ЭИС. Однако проявление пинч-эффекта будет существенно зависеть от параметров электрического импульса и осевого давления подпрессовки, прикладываемого в процессе ЭИС.

Нами проведены теоретические расчеты, позволившие установить оптимальные режимы ЭИС. Полученные результаты подтверждены практически.

Исходным материалом были порошки титанового сплава ВТ9, полученные методом распыления вращающегося электрода. Размер частиц составлял $-0,2+0,16$ и $-0,4+0,315$ мкм, форма приближалась к сферической (фактор формы 0,96—0,99). Эти порошки значительно упрощают и облегчают изучение процессов контактообразования при металлографических исследованиях. Кроме того, они перспективны для изготовления пористых порошковых материалов. Для исследования были изготовлены образцы в виде цилиндров диаметром 6 и высотой 20 мм.

Оценим давление (со стороны магнитного поля), возникающее при протекании электрического тока I через образец правильной цилиндрической формы радиуса R . Рассмотрим общий случай, когда распределения плотности тока j и магнитной индукции B в образце являются функциями расстояния от оси r , то есть $j=j(r)$, $B=B(r)$. Плотность тока является функцией радиуса в том случае, когда по образцу протекает переменный электрический ток и реализуется скин-эффект. За-

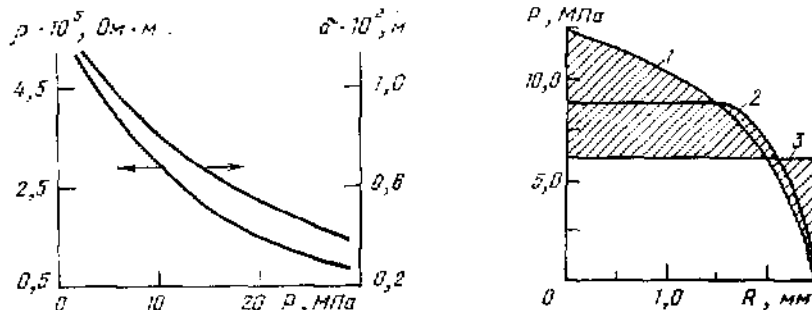


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления и толщины скин-слоя от давления подпрессовки порошка титана.

Рис. 2. Распределение электромагнитного давления по радиусу деформируемой втулки.

1 — $\alpha R=0$; 2 — ∞ ; 3 — 3.

дача о распределении переменного тока по сечению проводника рассмотрена в работе [2]. Для анализа удобно воспользоваться комплексной формой записи. Полагая, что полный ток изменяется со временем t по закону

$$I = I_0 e^{i\omega t} \tag{1}$$

(здесь I_0 — амплитудное значение тока; ω — циклическая частота; $i = \sqrt{-1}$), и решая систему уравнений Максвелла, оценим распределение плотности тока в проводнике:

$$j(r) = \frac{I_0 \alpha \sqrt{-i}}{2\pi R J_1(\alpha R \sqrt{-i})} J_0(\alpha r \sqrt{-i}), \tag{2}$$

где J_0 и J_1 — функция Бесселя 1 рода. Параметр α описывается соотношением

$$\alpha^2 = \frac{\omega \mu_0}{\rho} = \frac{2}{\delta^2}, \tag{3}$$

где δ — толщина скин-слоя; ρ — удельное сопротивление проводника.

От толщины скин-слоя δ зависит равномерность распределения разрядного тока по площади спекаемого образца: чем больше δ , тем равномернее распределена плотность тока и, следовательно, меньше влияет скин-эффект на свойства пористых образцов, полученных методом ЭИС. Оптимальным временем ЭИС порошков тугоплавких металлов является 35—85 мкс, что соответствует круговой частоте тока разряда $\omega \approx 6,3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Влияние давления подпрессовки на удельное сопротивление порошка титана и толщину скин-слоя отражено на рис. 1.

Распределение $B(r)$ оценим на основании теоремы полного тока (закон Кулона):

$$B(r) = \frac{\mu_0 \int_0^r j(r) 2\pi r dr}{2\pi r} = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j(r) r dr. \tag{4}$$

Подставив (2) в (4) и воспользовавшись свойствами функций Бесселя, получим

$$B(r) = \frac{\mu_0 I_0^2 J_1(\alpha r \sqrt{-i})}{2\pi R J_1(\alpha R)} \quad (5)$$

Электродинамическая сила $F=jB$, действующая на единицу объема, уравновешивается градиентом давления, возникающим в среде:

$$\frac{dP}{dr} = -j(r) B(r). \quad (6)$$

Для порошка соотношение (6) применимо, если пренебречь радиальным перемещением частиц, то есть среду считать упругой.

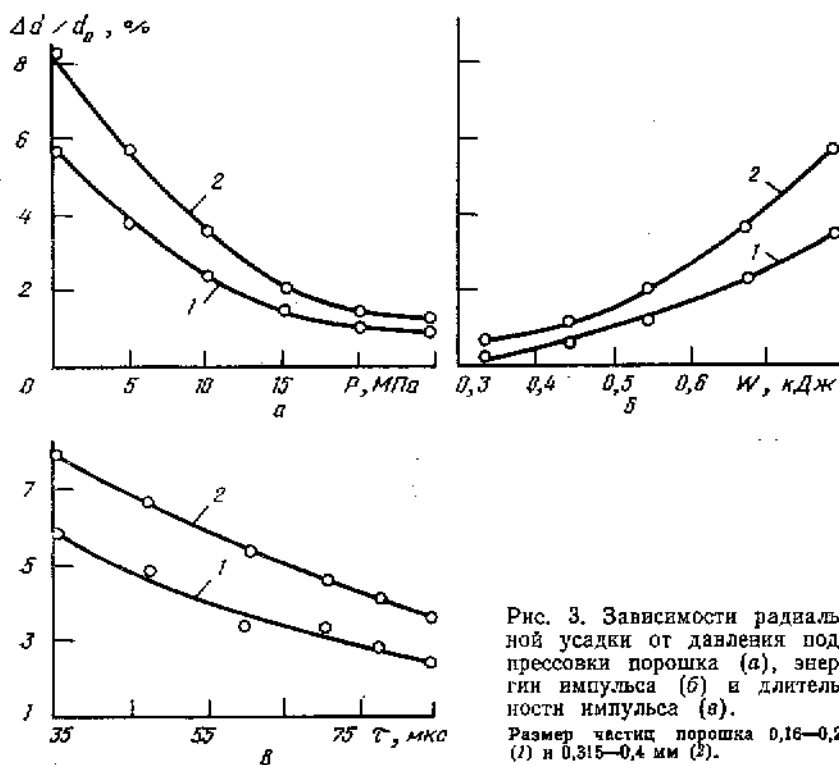


Рис. 3. Зависимости радиальной усадки от давления подпрессовки порошка (а), энергии импульса (б) и длительности импульса (в).
Размер частиц порошка 0,16–0,20 (1) и 0,315–0,4 мкм (2).

Решим уравнение (6) с учетом граничного условия $P(R)=0$ и соотношений (4) и (5):

$$P(r) = \frac{\mu_0 I_0^2}{8\pi^2 R^2 J_1^2(\alpha R \sqrt{-i})} [J_0^2(\alpha r \sqrt{-i}) - J_0^2(\alpha R \sqrt{-i})]. \quad (7)$$

Представив функции Бесселя в виде

$$J_k(x \sqrt{-i}) = M_k(x) e^{i\Theta_k(x)}, \quad M_k = \text{Ber}_k^2(x) + \text{Bei}_k^2(x), \quad \Theta_k = \arctg \frac{\text{Bei}_k(x)}{\text{Ber}_k(x)},$$

где $\text{Ber}_k(x)$ и $\text{Bei}_k(x)$ — функции Кельвина, и перейдя от комплексной записи к действительной, получим

$$P(r) = \frac{\mu_0 I_0^2}{8\pi^2 R^2 M_1^2(\alpha R)} \sqrt{M_0^4(\alpha R) + M_0^4(\alpha r) - 2M_0^2(\alpha R) \cos(2\Theta_0) \times \times (\alpha R) - 2\Theta_0(\alpha r)}.$$

Давление было рассчитано для трех различных случаев при $I_0 = 50$ кА и $R = 2,5$ мм. Кривая 1 на рис. 2 соответствует образцу, по которому протекает постоянный ток (или переменный, но скин-эффект отсутствует, то есть $\alpha R \rightarrow 0$). В этом случае давление максимально на оси образца и спадает по параболическому закону до нуля на поверхности. Кривая 2 описывает сильный скин-эффект ($\alpha R \rightarrow \infty$), когда ток распределен в бесконечно малом поверхностном слое. Давление при этом равномерно распределено по сечению. Кривая 3 показывает, как распределено давление при $\alpha R = 3$. При $R = 2,5$ мм это соответствует толщине скин-слоя $\delta' = 1$ мм. В этих условиях дав-

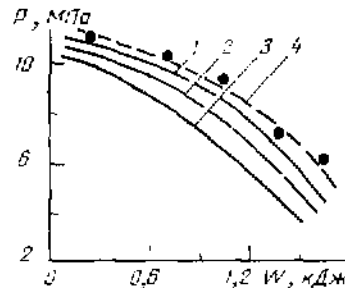


Рис. 4. Зависимости оптимального давления подпрессовки от энергии разряда. $\tau = 50$ мкс (1, 4), 45 мкс (2) и 30 мкс (3); 1—3 — расчет по уравнению, 4 — эксперимент.

ление постоянно внутри образца на расстоянии от оси $r = R - \delta$ и резко уменьшается до нуля в скин-слое. Заштрихованная область соответствует промежуточным значениям параметра αR : $0 < \alpha R < \infty$.

Отметим, что при спекании материалов неопределенным параметром является удельное сопротивление порошка, поскольку оно изменяется в процессе разряда, зависит от давления, приложенного к образцу, и меняется по его сечению. Решение задачи в общем виде, когда $\rho = \rho(r, I, p)$, затруднено. Поэтому полученные формулы являются приближенными, хотя и позволяют оценить давление и характер его распределения по сечению образца для конкретных случаев.

Давление, действующее со стороны электромагнитного поля при ЭИС, существенно влияет на радиальную усадку образцов, которая определяется соотношением между давлением подпрессовки и электромагнитным давлением, а также энергией и длительностью импульса (рис. 3). Одним из отрицательных воздействий электромагнитного давления является то, что при большой радиальной усадке (6—8 %) наблюдается пинч-эффект, вследствие которого искажается форма боковой поверхности спекаемого образца. Избежать данного эффекта можно в том случае, если выбрать давление подпрессовки таким, чтобы усредненное электромагнитное давление равнялось боковому давлению при подпрессовке порошкового образца в жесткой пресс-форме:

$$P_{oc} = \frac{2}{\xi R^2} \int_0^R r P(r) dr, \quad (9)$$

где ξ — коэффициент бокового давления для порошка титана; P_{oc} — давление подпрессовки.

При соблюдении условия (9) радиальная усадка будет практически отсутствовать, и пинч-эффект не проявится.

По уравнению (9) были рассчитаны зависимости оптимального давления подпрессовки от энергии разряда при разной длительности импульса (рис. 4). Коэффициент бокового давления для порошка титана принят равным 0,2. При увеличении энергии разряда оптимальное давление подпрессовки, при котором не проявляется пинч-эффект, возрастает.

Результаты исследований позволили оптимизировать технологический процесс получения пористых порошковых изделий методом ЭИС.

Л. Н. Парыцкая

Summary. It has been studied how skin- and pinch-effects, resulting from the discharge current interaction under electric-pulse sintering with a formed magnetic field, influence the formation of a porous powder material structure. A relationship is derived for estimating distribution of magnetic pressure across the section of a sintered specimen. It is shown that the item shape may be devoid of pinch-effect if appropriate interdependence between the discharge current and pressure of prepressing is maintained.

1. Пат. 1508350 *Великобритания*. Брикетирование металлических порошков / С. Клавес, С. Т. С. Аль-Хассани, В. Джонсон.— Публ. 26.04.78.
2. Анго А. Математика для энерго- и радионженеров.— М.: Наука, 1964.— 772 с.
3. Аль-Хассани С. Т. С. Электроаэридное уплотнение порошков // Прогрессивные технологические процессы в порошковой металлургии.— Минск: Вышэйш. шк., 1982.— С. 81—89.

Белорус. республ. НПО порошковой металлургии

Поступила 01.11.88