

01;04;05

©1994

ТЕПЛОВОЙ ПРОБОЙ СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

С.А.Баланкин

В настоящее время интенсивно развиваются высокоэнергетические способы изготовления изделий, основанные на пропускании электрического тока по прессовке [1]. Указанные способы позволяют изготавливать изделия из порошков с заданными свойствами материала за короткое время при минимальных энергозатратах.

Электрический ток, протекающий по порошку, приводит к образованию проплавленных и полых каналов [2-4]. В [2] предложен механизм образования полого канала в порошковой проводнике, но при этом порошок считался сплошной средой. Между тем еще в ранних работах по тепловому пробую диэлектриков, обзор которых можно найти в [5], было выявлено значительное влияние структурной неоднородности на напряжение пробоя компактных тел.

В данной работе рассматривается механизм теплового пробоя структурно-неоднородных сред.

Разобъем порошок проводник на ячейки, содержащие по одному межчастичному контакту. Частицы металлического порошка практически всегда имеют поверхностные (оксидные, сульфидные и т.п.) пленки, которые образуются на них как в процессе изготовления, так и в процессе хранения. Контакт между поверхностными пленками частиц будем считать идеальным. Выделим в контактной зоне поверхностных пленок диск (см. вставку на рис. 1), с радиусом r_0 , равным радиусу контакта, и толщиной d , равной двум толщинам пленки. Рассмотрим прохождение тока через диск в направлении его оси, к основанию которого приложено напряжение u . Выяснение причин возникновения неоднородных состояний проведем с точки зрения потери устойчивости однородного распределения электрического тока. Учитывая, что в рассмотренном случае боковая поверхность диска соприкасается с диэлектриком, будем считать, что она теплоизолирована. На торцах диска происходит теплообмен с металлическими частицами порошка; возмущения температуры при $Z = 0$ и $Z = d$ обращаются в нуль. Система уравнений теплового баланса и квазистатического токопереноса в сплошном диске с однородной структурой,

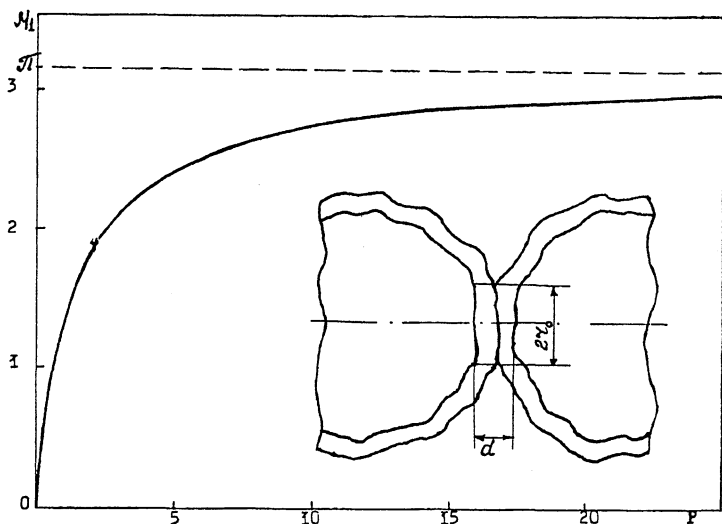


Рис. 1. Зависимость корней μ_1 уравнения (1) от параметра P .
На вставке — модель диска в контактной зоне частиц.

для которого справедлив закон Ома, имеем следующий вид:

$$C_{p\gamma} \frac{\partial T}{\partial t} = d\Delta T + \rho j^2, \quad \frac{\partial \rho}{\partial T} < 0$$

$$\mu \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \Delta(\rho \mathbf{j}) - (\mathbf{j}, \nabla) \nabla \rho - (\nabla \rho, \nabla) \mathbf{j} - (\nabla \rho \times \text{rot } \mathbf{j})$$

где μ — магнитная проницаемость, ρ — удельное сопротивление, C_p — удельная теплоемкость, γ — плотность, k — коэффициент теплопроводности.

Рассмотрение условий устойчивости будем проводить в приближении однородного невозмущенного состояния $\mathbf{j}_0, T_0, \rho_0$, причем эти параметры во время протекания тока могут изменяться сохраняя однородность по объему диска. Наложим на это состояние малые возмущения: $T = T_0 + T_1$, $\mathbf{j} = \mathbf{j}_0 + \mathbf{j}_1$, $\rho = \rho_0 + \frac{\partial \rho}{\partial T} T_1$.

Возмущения \mathbf{j}_{1z} и T_{1z} будем искать в виде:

$$\mathbf{j}_{1z} \sim \exp(\beta t) J_0 \left(\alpha_n \frac{r}{r_0} \right) \sum_{k=1}^{\infty} a_k \sin \frac{\pi k}{d} Z,$$

$$T_{1z} \sim \exp(\beta t) J_0 \left(\alpha_n \frac{r}{r_0} \right) \sum_{m=1}^{\infty} B_m \left(\cos \frac{\mu_m}{d} Z + \frac{P}{\mu_m} \sin \frac{\mu_m}{d} Z \right),$$

Здесь α_n — корни нулевого Бесселя, $P = hd$; h — константа теплообъема в граничном условии, μ_m — положительные корни уравнения:

$$2 \operatorname{ctg} \mu = \frac{\mu}{P} - \frac{P}{\mu}. \quad (1)$$

В таком случае граница однородного токопереноса в диске определяется из уравнения

$$\frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{u^2}{k\pi^2} = 8 + \left[\left(\frac{\mu_1}{\pi} \right)^2 - 1 + \frac{\mu_1 hd}{\pi^2} \right], \quad (2)$$

где σ — удельное сопротивление, μ_1 — наименьший положительный корень уравнения (1). Значения μ_1 , полученные в результате решения уравнения (1) приводятся на рис. 1 в виде графика. В случае $P \ll 1$ значение μ_1 можно определить из выражения $\mu_1 \approx \sqrt{2P}$.

Уравнение (2) достаточно хорошо описывает результаты многих экспериментальных исследований, которые обобщены в [5], и дает объяснение повышению удельного напряжения пробоя при уменьшении d для образцов малой толщины.

При одинаковом химическом составе порошкового и компактного проводников удельное сопротивление первого многократно превосходит удельное сопротивление второго и определяется удельным сопротивлением стягивания [6]. При наличии на частицах дисперсной фазы поверхностных пленок сопротивление стягивания увеличивается на порядки [6]. Следовательно, сопротивление порошкового проводника полностью определяется контактным сопротивлением и его можно представить суммой последовательно и параллельно соединенных сопротивлений дисков. Напряжение теплового пробоя отдельных контактных зон в дисперсном проводнике будет неодинаковым вследствие различия в толщинах поверхностных пленок. Поэтому при повышении напряжения, прикладываемого к засыпке порошка, вначале произойдет пробой и расплавление одного или нескольких межчастичных контактов, что приведет к образованию металлических вкраплений. При дальнейшем увеличении напряжения будет достигать критического значения и для других контактных зон, что приведет как к возрастанию размеров вкраплений, так и их плотности на единицу объема. Приведенная модель теплового пробоя контактных зон хорошо согласуется с экспериментальными наблюдениями [3].

Рассмотрим поведение единичного токового канала, простирающегося на всю длину порошкового проводника и состоящего из последовательно соединенных сопротивлений

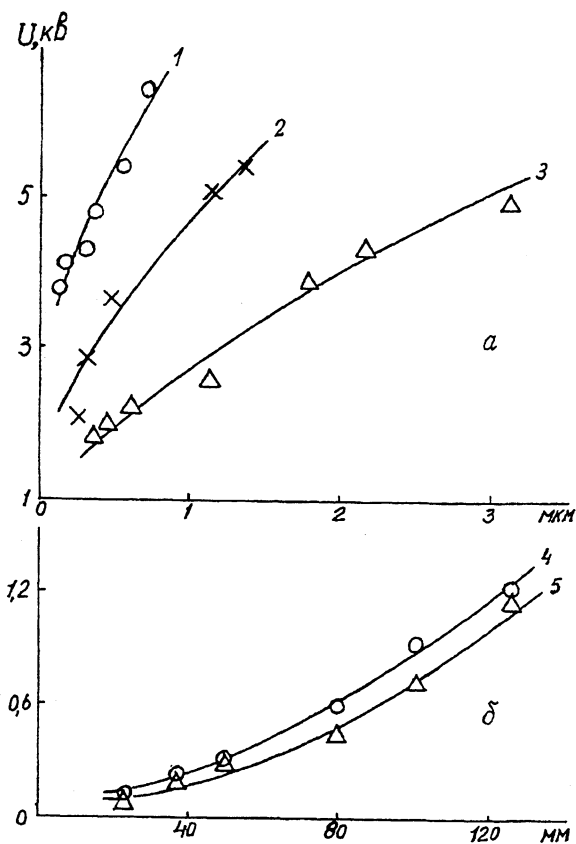


Рис. 2. Зависимость напряжения тока пробоя от:

a — средней толщины окисной пленки; средний размер частиц стального порошка: 1 — 43, 2 — 64, 3 — 109 мкм; *б* — длины образца (порошок низколегированной стали с размером частиц 100 мкм): 4 — импульсное напряжение, 5 — установившееся переменное напряжение.

дисков. Сумма падения напряжения на дисках будет равна приложенному напряжению к порошковому проводнику и при одинаковых сопротивлениях дисков получим

$$U = \sum u_i = \eta \frac{L}{D} u. \quad (3)$$

Здесь $\eta \geq$ — коэффициент степени упаковки частиц в порошковом проводнике, L — длина порошкового проводника, D — диаметр частиц порошка. С учетом (2) и (3) напряжение пробоя поверхностных пленок канала определяется из

уравнения:

$$U = \eta \frac{L}{D} \left(\frac{k\pi^2}{\frac{\partial \sigma}{\partial T}} \right)^{1/2} \left\{ 8 + \left[\left(\frac{\mu_1}{\pi} \right)^2 - 1 + \frac{\mu_1 h d}{\pi^2} \right] \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

При разности потенциалов на торцах порошковой заготовки, равной U , в процессе теплового пробоя поверхностных пленок контактные зоны частиц расплавляются и образуется металлическое волокно, простирающееся на всю длину заготовки. Вследствие статистического характера упаковки частиц токовые каналы содержат неодинаковое количество контактных зон. Поэтому вначале образуется одно металлическое волокно. При увеличении разности потенциалов на торцах порошковой заготовки количество волокон будет расти, пока не будет достигнуто максимально возможное число волокон в заготовке. Но еще до этого может произойти взрыв волокна вследствие его магнитодинамической неустойчивости [7]. Возникающая при взрыве волокна ударная волна уплотняет порошок и в результате образуется полый канал. Предложенная модель теплового пробоя в порошковой среде и приведенные выводы согласуются с экспериментальными результатами работ [2-4].

На рис. 2,а приведены экспериментальные результаты работы [4] по зависимости напряжения пробоя от толщины окисной пленки и диаметра частиц порошка. *Сплошные линии* на этой зависимости проведены по уравнению (4). Как видим, уравнение (4) достаточно хорошо описывает экспериментальные данные. Имеет место и соответствие экспериментальных данных работы [4] уравнению (4) по зависимости напряжения пробоя от длины порошковой заготовки. Наблюдаемое на рис. 2,б некоторое отклонение от прямолинейной зависимости связано с возрастанием η при увеличении L .

Данное рассмотрение и уравнение (4) можно использовать при определении напряжения теплового пробоя компактных тел с неоднородной структурой, учитывая при этом пространственное расположение и размеры структурных элементов в образце.

Список литературы

- [1] Баланкин С.А., Степанов Н.П., Хрипко А.В. // *Обзоры по электронной технике*. 1986. Сер. 7. В. 16(1224). С. 3-41.
- [2] Баланкин С.А., Быков И.И., Григорьев Е.Г., Гуничев В.В., Нилов А.В. // *Письма в ЖТФ*. 1983. Т. 9. В. 12. С. 760-764.
- [3] Сериков М.И., Слетков А.А., Умрихин В.М. // *Порошковая металлургия*. 1978. В. 12. С. 13-17.

- [4] Альп Т., Аль-Хасани С.Т.С., Джонсон В. Прессование порошковых материалов электроимпульсным разрядом. В кн.: Теоретические основы инженерных расчетов. Труды американского общества инженеров-механиков. М., 1985. В. 3. С. 17-27.
- [5] Флоренский П.А. Диэлектрики и их теоретическое применение. М., 1924. 354 с.
- [6] Хольм Р. Электрические контакты. М., 1961. 464 с.
- [7] Абрамов К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. В. 6. С. 2007-2022.

Поступило в Редакцию
28 июня 1994 г.
