

## ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В ЧАСТИЦАХ ПОРОШКА ПРИ ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНОМ СПЕКАНИИ

*Научно-исследовательский институт порошковой металлургии с опытным производством  
Минск, Беларусь*

### Введение

Электроимпульсное спекание (ЭИС) металлического порошка, производимое на машинах конденсаторной сварки, представляет собой сложный физический процесс, связанный с неоднородным распределением по объёму тепловой энергии, выделяемой в местах соприкосновения частиц при прохождении импульса электрического тока. Для целенаправленного выбора режимов ЭИС, обеспечивающих получение изделий с требуемыми свойствами, необходимо установить связь между характеристиками исходных порошков, электрическими параметрами процесса и свойствами получаемых изделий. При этом особый интерес представляет теплообмен в частицах порошка, приводящий к расплавлению металла и образованию контактов между частицами.

Целью настоящей работы является установление на модельной основе основных закономерностей теплообмена в частицах порошка при импульсном разряде высоковольтного конденсатора электроимпульсной установки через порошковую засыпку.

### 1. Основные положения физической модели.

Исходя из работ [1–3], при составлении физической модели теплообмена между частицами порошка, следует ввести следующие допущения:

1. Размер зоны расплавления мал по сравнению с диаметром частицы, так что процессы теплообмена в отдельных контактных зонах можно считать независимыми;

2. Выделение энергии происходит равномерно между всеми имеющимися местами соприкосновения частиц:

$$q_0 = \frac{Q_0}{N_0} = \frac{CU_0^2}{2N_0}, \quad (1)$$

где  $q_0$  – удельная энергия разряда;  $Q_0$  – энергия разряда,  $N_0$  – общее число контактов в засыпке;  $C$  – ёмкость конденсатора;  $U_0$  – напряжение на конденсаторе.

3. Число контактов на одну частицу ( $N_k$ ) зависит от пористости засыпки ( $\Pi$ ) и определяется по формуле Еремеева [4]:

$$N_k = \frac{\Pi + 3 + \sqrt{\Pi^2 - 10\Pi + 9}}{2\Pi}. \quad (2)$$

Числа контактов  $N_0$  и  $N_k$  связаны выражением:

$$N_0 = \frac{N_c N_k}{2}, \quad (3)$$

где  $N_c = \frac{6m}{\rho\pi D^3}$  (4) – число частиц в засыпке;  $m$  – масса засыпки;  $\rho$  – плотность;  $D$  – средний размер частицы, вычисляемый по выражению [5]:

$$D = D_1 D_2 \sqrt{\frac{2}{D_1^2 + D_2^2}}, \quad (5)$$

где  $D_1$  и  $D_2$  – минимальный и максимальный размеры частиц.

Они позволяют, за счёт уравнений (1)–(5), установить среднее значение тепловой энергии, выделяющейся на порошковой частице при ЭИС и, тем самым, свести тепловую задачу к рассмотрению теплообмена внутри её самой.

Среднее значение тепловой энергии при этом равно удельной энергии разряда  $q_p$ , которое определяется уравнением (1).

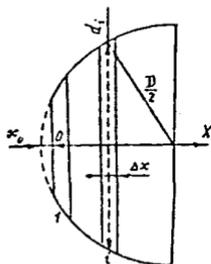
## 2. Теплообмен внутри частицы порошка

Задача теплопроводности для сферических порошков, при наличии зоны плавления и отвердевания, может решаться по расчётной схеме, представленной на рис. 1, с использованием численного метода. На ней частица диаметра  $D$  условно делится на шаровые слои 1, 2, ...,  $i$ , ... толщиной  $\Delta x$  каждый. Меньшее основание слоя 1 соответствует площади выделения энергии и площади образуемого контакта. Для среднего диаметра  $i$ -го слоя, соответствующего средней площади сечения слоя, можно получить:

$$d_i = 2\sqrt{(x_i + x_0)(D - x_i - x_0)}, \quad i = 1, \dots \quad (6)$$

где  $x_0$  – высота шарового сегмента,  $x_i = \Delta x(i-0,5)$  – координата середины  $i$ -го шарового слоя. Если обозначить отношение диаметра контакта к диаметру частицы  $n = d_i/D$ , то для  $x_0$  можно получить:

$$x_0 = \frac{D}{2} \left( 1 - \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{n} \right). \quad (7)$$



$D$  – диаметр частицы;  $\Delta x$  – толщина слоя

Рис. 1. Расчётная схема

Алгоритм численного решения рассматриваемой задачи нестационарной теплопроводности заключается в следующем. В центре каждого шарового слоя помещается воображаемый узел (рис.2). На частице имеются участки, где температура ниже температуры плавления ( $T_{пл}$ ), участки, на которых эта температура достигнута, и участки, на которых температура выше  $T_{пл}$ . С учётом этого, исходя из закона Фурье, энергии для каждого  $i$ -го узла, определяется следующим уравнением:

$$q_i = kS_{i-1,i} \frac{T'_{i-1} - T'_i}{\Delta x} \Delta t + kS_{i,i+1} \frac{T'_{i+1} - T'_i}{\Delta x} \Delta t = \begin{cases} m_i c_1 (T'_{i+\Delta t} - T'_i), & T_i < T_{пл}; \\ r(m'_{pi+\Delta t} - m'_{pi}), & T_i = T_{пл}; \\ m_i c_2 (T'_{i+\Delta t} - T'_i), & T_i > T_{пл}; \end{cases} \quad (8)$$

где  $k$  – коэффициент теплопроводности материала частицы,  $S_{i-1,i}$  и  $S_{i,i+1}$  – площади оснований соответствующих соседних слоев, их разделяющих;  $T'_i$  – температура  $i$ -го слоя;  $m_i$  – масса  $i$ -го узла,  $c_1$  – удельная теплоемкость твердого металла;  $c_2$  – удельная теплоемкость расплава;  $r$  – удельная теплота плавления;  $m'_{pi}$  – масса расплава в слое;  $\Delta t$  – интервал времени.

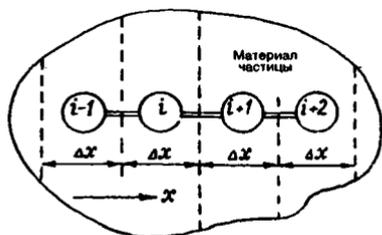


Рис. 2. Схема расположения узлов внутри частицы

При этом должно соблюдаться ограничение на величину числа Фурье, называемое критерием устойчивости:

$$Fo \leq 0,5, \quad (10)$$

что накладывает требования на выбор  $\Delta x$  и  $\Delta t$ .

На основании уравнений (6)-(10), численным методом была решена тепловая задача при использовании порошка титана ВТ1-00, имеющего пористость 0,35 и состоящего из сферических частиц, диаметры которых имеют границы от 200 мкм до 315 мкм. При этом удельная энергия разряда задавалась  $7,5 \times 10^4$  Дж/кг, а длительность импульса – 50 мкс. На основании расчётов получена зависимость температуры от координаты, направленной внутрь частицы через 10–50 мкс после начала разряда, которая приведена на рис. 3. На ней видно, что температурное поле частицы имеет

Масса  $i$ -го узла определяется следующим образом:

$$m_i = \frac{\pi \rho_i d_i^2}{4} \Delta x, \quad (9)$$

где  $\rho_i$  – плотность материала.

Верхний индекс уравнения (8) означает, что температуры должны рассчитываться в момент времени  $t$ . Поскольку нижние индексы отражают положение узлов, они определяют изменение температуры в пространстве или по  $x$ , а верхние индексы – изменение температуры во времени.

резко выраженную неоднородность. Температура, по мере удаления от поверхности частицы внутрь металла, убывает и на глубине 50 мкм не отличается от температуры внешней среды. Глубина зоны расплавления (температура выше температуры плавления 167° С) составляет всего 7,5 мкм. Расплавленный металл в этих зонах начинает перетекать под действием сил поверхностного натяжения, образуя контактные шейки. Это приводит к уменьшению диаметра спекаемой частицы. Так как зона расплава не превышает 7,5 мкм, а размеры частиц лежат в пределах (-315...+200) мкм, то значительной усадки порошкового материала при этом не наблюдается.

В зонах контакта частицы возникают силы поверхностного натяжения, которые приводят к перетеканию сюда определённого количества расплавленного вещества и образованию здесь контактных шеек. Его массу ( $m_0$ ) для сферических частиц, можно определить по формуле:

$$m_0 = \rho V_{cs} \quad (11)$$

где  $V_{cs}$  – объём расплавленного слоя.

Если порошковая частица имеет форму сферы, то объём расплавленного слоя связан с толщиной  $x_{cs}$  следующим образом

$$V_{cs} = \frac{1}{6} \pi \rho (D^3 - [D - x_{cs}]^3) \quad (12)$$

Объём перенесённого в зоны контакта расплавленного вещества  $V_{ки}$  вычисляется исходя из объёма начальной насыпки порошкового материала  $V_{ни}$

$$V_{ки} = N_{пр} V_{cs} \quad (13)$$

где

$$N_{пр} = \frac{V_{ни}(1 - \Pi)}{V_{частицы}} \quad (14)$$

Увеличиваясь в объёме, контактные шейки заполняют поровое пространство. Это позволяет оценить относительную величину усадки пористого материала  $\gamma$  при ЭИС:

$$\gamma = \frac{V_{ни}\Pi - V_{ки}}{V_{ни}\Pi} \quad (15)$$

Особый интерес представляет изучение, на основе предложенной модели, процесса теплообмена в порошковой частице непосредственно после окончания разряда и оценка скорости охлаждения разогретых слоёв. При  $t > t_c$  процесс теплообмена, описываемый уравнениями (1)–(10), необходимо рассматривать с учётом следующего граничного условия:

$$T_i^o = T_i^{i'}, \quad i = 1, \dots, N \quad (16)$$

Если начальные условия процесса ЭИС оставить прежними, то, как показали расчёты, проведённые с учётом приведённых зависимостей (1) – (10), (16), изменение скорости охлаждения частиц в зависимости от времени будет изменяться в пределах от  $10^6$  К/с до  $10^8$  К/с. При таких скоростях охлаждения расплава возможно появление аморфной фазы в зоне контакта. Проведённые экспериментальные исследования подтвердили это предположение.

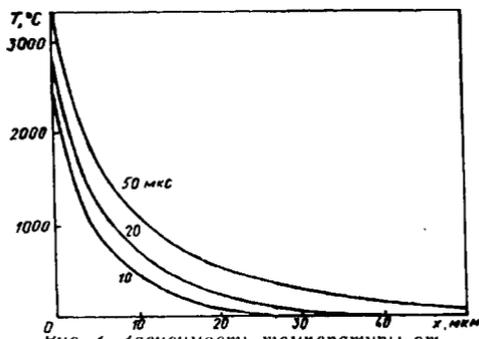


Рис. 3. Зависимость температуры от координаты вглубь частицы через 10...50 мкс после начала разряда.

## Выводы

1. Разработанная модель теплообмена в частицах порошка при ЭИС позволяет:

– рассчитать удельную энергию разряда, приходящуюся на сферическую монодисперсную порошковую частицу, определить глубину её разогрева и изменение скорости её охлаждения;

– определить по толщине расплавленного слоя порошковой частицы массу переноса вещества в её контактные зоны и относительную

усадку пористого материала.

2. С помощью модели определены начальные условия спекания, при которых в зонах контакта порошковой частицы появляется аморфная фаза.

3. На основании модели теплообмена можно оптимизировать технологические параметры электроимпульсного спекания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. – М.: Наука – 1964. – 488 с.
2. Kaptzevich V.M., Sheleg V.C., Belyavin K.E., Gurevich A.A. Powder materials sintering by electric discharge // X Intern Conf High Energurate Fabrication. – Lublyana, Yugoslavia, 1989. – P.104–111.
3. Белявин К.Е., Горелик Г.Е., Прежина Т.Е., Кононенко В.Д. О возможности сохранения аморфной структуры при электроимпульсном спекании // Электrofизические технологии в порошковой металлургии Материалы V Республ. науч.-техн. семинара – М.: – 1990. – С. 22.
4. Кипарисов С.С., Либенсон Г.А. Порошковая металлургия. – М. Металлургия, 1972. – 528 с.
5. Крейт Ф., Блэк У. Основы теплопередачи. М.: Мир, 1983. – 512 с.