

УДК 621.923:536.24

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ФЕРРОПОРОШКОВОЙ СРЕДЕ
ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ПОВЕРХНОСТИ ИЗДЕЛИЯ****Д.Н. ХИЛЬКО**
(ГНПО «Центр» НАН Беларуси, Минск)

Исследуются электромагнитные процессы в ферропорошковой среде при формировании поверхности изделия. Демонстрируются аналитические модели физических процессов электромагнитной наплавки, позволяющих рассчитать магнитное поле и его градиент в любой точке пространства рабочей зоны, силовую топографию и электрическую проводимость рабочей зоны. Показана зависимость между основными параметрами магнитного и электрического полей в межэлектродном промежутке. На основе анализа полученных результатов сделан вывод: изменяя параметры магнитного поля и технологической среды, можно управлять силой разрядного тока, обеспечивающей нагрев и плавление частиц ферромагнитного порошка.

Введение. При упрочнении и восстановлении поверхностей изделий используют различные способы нанесения покрытий, позволяющие получать поверхность с требуемым химическим составом, высокой твердостью и износостойкостью. Наиболее перспективные – электрофизические методы, использующие энергию комбинированных электромагнитных полей. Одним из таких ресурсосберегающих методов упрочнения и восстановления является электромагнитная наплавка [1; 2].

Область пространства между обрабатываемой поверхностью и полюсным наконечником, в котором происходит модификация поверхностного слоя материала заготовки при электромагнитной наплавке (ЭМН), называется рабочей зоной, или межэлектродным промежутком.

В процессе наплавки в рабочую зону непрерывно подается ферропорошок, частицы которого ориентируются вдоль силовых линий магнитного поля, образуя многоэлектродную систему токопроводящих цепочек. При воздействии электрического поля в межэлектродном промежутке происходит замыкание электрической цепи «источник тока – полюсный наконечник – цепочки-микроэлектроды – заготовка – источник тока», в результате чего осуществляется нагрев и плавление частиц ферропорошка. Плавление последних происходит дискретно за счет возникновения кратковременного электрического разряда на каждой из цепочек-микроэлектродов.

Скорость возникновения дугового разряда и время его существования оказывают влияние на производительность процесса ЭМН и равномерность распределения капель расплава металла по наплавляемой поверхности. Частота возникновения импульсов зависит от источника тока, магнитной индукции в рабочей зоне, состава окружающей среды и других технологических факторов.

Так, система может быть настроена таким образом, что в рабочей зоне будет преобладать одиночное пульсирующее горение цепочек-микроэлектродов. В этом случае процесс ЭМН идет неустойчиво, формирование поверхностного слоя происходит нестабильно, производительность невысокая. Когда в рабочей зоне преобладает групповое, перекрываемое по времени горение нескольких цепочек-микроэлектродов, процесс идет устойчиво, обеспечивается стабильность формирования покрытия и металлургических реакций. Так как при ЭМН основную роль – нагрев и плавление ферропорошка – выполняет энергия электрического поля, а вспомогательную – удержание ферропорошка в рабочей зоне и формирование цепочек-микроэлектродов – магнитное поле, то стабильность протекания процесса наплавки обуславливается преимущественно магнитной индукцией и силой разрядного тока.

Целью данной работы является разработка аналитических моделей физических процессов ЭМН, позволяющих рассчитать магнитное поле и его градиент в любой точке пространства рабочей зоны, силовую топографию и электрическую проводимость рабочей зоны.

Расчет магнитного поля в рабочей зоне. Известно, что магнитное поле в рабочей зоне и его градиент можно определить аналитически, графически и экспериментально. В случае электромагнитной наплавки сплошных цилиндрических заготовок деталей магнитное поле можно рассчитать аналитически, применив уравнение Лапласа [3]:

$$\nabla^2 \varphi = 0,$$

где ∇^2 – оператор Лапласа; φ – магнитный скалярный потенциал.

Допуская, что длина цилиндрической детали достаточно велика по сравнению с её диаметром, уравнение Лапласа для среднего сечения в цилиндрических координатах имеет следующий вид:

$$\frac{1}{l} \cdot \frac{\partial}{\partial l} \left(l \frac{\partial \varphi}{\partial l} \right) + \left(\frac{\partial^2 \varphi}{l^2 \partial \alpha^2} \right) = 0, \quad (1)$$

где l – расстояние от центра заготовки до точки, на которой определяется магнитное поле; α – угол, отсчитываемый от направления вектора магнитной индукции исходного магнитного поля B_0 (рис. 1).

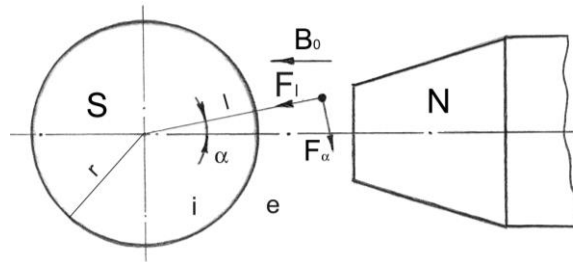


Рис. 1. Схема расчета параметров магнитного поля в межэлектродном промежутке при электромагнитной наплавке цилиндрических поверхностей

Решение уравнения (1) методом Фурье предполагает поиск для внутренней (i) и внешней (e) областей частных функций, удовлетворяющих условиям на границах раздела сред:

$$\varphi_i = \left(C_1 l + \frac{C_2}{l} \right) \cdot \cos \alpha; \quad (2)$$

$$\varphi_e = \left(C_3 l + \frac{C_4}{l} \right) \cdot \cos \alpha, \quad (3)$$

где φ_i, φ_e – соответственно скалярные потенциалы магнитного поля в области наплавляемой поверхности заготовки и пространстве рабочей зоны; C_1, C_2, C_3, C_4 – постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий.

Во внутренней области (i) потенциал должен оставаться конечным (при конечном B_0), вследствие этого $C_2 = 0$.

Во внешней области (e) вдали от заготовки, т.е. при $l/r \gg 1$, возмущающее влияние заготовки на внешнее поле отсутствует, а потенциал определяется этим внешним полем:

$$\varphi_e = -H_0 \cdot l \cdot \cos \alpha,$$

где H_0 – напряженность исходного магнитного поля; r – радиус заготовки.

Отсюда следует, что $C_3 = -H_0$.

На поверхности раздела двух сред, т.е. при $r = l$, выполняется как равенство потенциалов, так и равенство нормальных составляющих вектора напряженности магнитного поля:

$$\varphi_i = \varphi_e; \quad \mu_i \cdot \frac{\partial \varphi_i}{\partial l} = \mu_e \cdot \frac{\partial \varphi_e}{\partial l}, \quad (4)$$

где μ_i – магнитная проницаемость детали; μ_e – магнитная проницаемость внешней среды.

Перепишем выражения для потенциалов (2) и (3) с учетом полученных результатов:

$$\varphi_i = C_1 l \cdot \cos \alpha; \quad (5)$$

$$\varphi_e = \left(-H_0 + \frac{C_4}{l} \right) \cdot \cos \alpha. \quad (6)$$

Продифференцировав (5) и (6) по l с учетом условий (4), имеем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \mu_i \cdot C_1 &= \left(-H_0 + \frac{C_4}{r^2} \right) \cdot \mu_e, \\ C_1 &= -H_0 + \frac{C_4}{r^2}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Решая систему уравнений (7), получаем

$$C_1 = -H_0 \cdot \frac{2\mu_e}{\mu_i + \mu_e}; \quad C_4 = -H_0 \cdot \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot r^2.$$

Запишем окончательное выражение для потенциалов, а также для нормальной и тангенциальной составляющих напряженности магнитного поля с учетом полученных постоянных C_1, C_2, C_3, C_4 .

Для внешней области

$$\begin{aligned} \varphi_e &= -H_0 \cdot \left[1 - \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right] \cdot l \cdot \cos \alpha; \\ H_{e,l} &= -\frac{\partial \varphi_e}{\partial l} = H_0 \cdot \left[1 + \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right] \cdot \cos \alpha; \\ H_{e,l} &= -\frac{\partial \varphi_e}{l \partial \alpha} = H_0 \cdot \left[1 - \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right] \cdot \sin \alpha. \end{aligned}$$

Для внутренней области

$$\begin{aligned} \varphi_i &= -H_0 \cdot \frac{2\mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot l \cdot \cos \alpha; \\ H_i &= -\frac{\partial \varphi_i}{\partial x} = H_0 \cdot \frac{2\mu_i}{\mu_i + \mu_e}. \end{aligned}$$

Известно [2], что между магнитной индукцией B и напряженностью H существует зависимость:

$$B = \mu \mu_0 H, \quad (8)$$

где μ_0 – магнитная постоянная вакуума ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м); μ – магнитная проницаемость среды.

С учетом (8) запишем зависимости для определения составляющих магнитной индукции в пространстве рабочей зоны:

$$B_{el} = B_0 \cdot \left[1 + \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right] \cdot \cos \alpha; \quad (9)$$

$$B_{e\alpha} = -B_0 \cdot \left[1 - \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right] \cdot \sin \alpha. \quad (10)$$

Переведем уравнения (3) и (4) из цилиндрической системы координат в декартовые координаты при помощи соотношений:

$$B_{ex} = B_{el} \cdot \cos \alpha - B_{e\alpha} \sin \alpha;$$

$$B_{e\alpha} = B_{el} \cdot \sin \alpha + B_{e\alpha} \cos \alpha;$$

$$x = l \cdot \cos \alpha;$$

$$y = l \cdot \sin \alpha;$$

$$l = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

С учетом преобразований получаем

$$B_{ex} = B_0 \cdot \left[1 + \frac{k_l}{l^4} \cdot (x^2 - y^2) \right];$$

$$B_{ey} = 2B_0 k_l \frac{xy}{l^4},$$

где $k_l = r^2 \left[\frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \right]$.

При соблюдении условий дифференцируемости зависимостей $\varphi = f(x, y)$ и $B = f(x, y)$ составляющие градиента вектора магнитной индукции по осям координат определяются как частные производные второго и первого порядка по соответствующим направлениям:

$$\text{grad } \overrightarrow{B_x} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \cdot \overrightarrow{x_0} = \frac{\partial B}{\partial x} \cdot \overrightarrow{x_0};$$

$$\text{grad } \overrightarrow{B_y} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \cdot \overrightarrow{y_0} = \frac{\partial B}{\partial y} \cdot \overrightarrow{y_0},$$

где $\overrightarrow{x_0}, \overrightarrow{y_0}$ – единичные векторы.

Тогда, используя правило дифференцирования сложных функций, получаем

$$\frac{\partial B_{ex}}{\partial x} = \frac{\tilde{B}_{ex}}{x} + \frac{\tilde{B}_{ex}}{l} \cdot \frac{\tilde{l}}{x} = 2B_0 \frac{k_l}{l^4} \cdot x + \left[-4 \frac{k_l}{l^5} (x^2 - y^2) \right] \cdot \frac{x}{l} \cdot B_0 = 2B_0 \frac{k_l}{l^4} \cdot x \left[1 - 2 \frac{(x^2 - y^2)}{l^2} \right],$$

где $\frac{\tilde{B}_{ex}}{x}, \frac{\tilde{B}_{ex}}{l}, \frac{\tilde{l}}{x}$ – частные производные соответствующей функции по переменной, выраженной в явном виде.

Аналогично

$$\frac{\partial B_{ex}}{\partial y} = -2B_0 \frac{k_l}{l^4} \cdot y \cdot \left[1 + 2 \frac{(x^2 - y^2)}{l^2} \right];$$

$$\frac{\partial B_{ey}}{\partial x} = 2B_0 \frac{k_l}{l^4} \cdot y \cdot \left[1 - 4 \frac{x^2}{l^2} \right];$$

$$\frac{\partial B_{ey}}{\partial y} = 2B_0 \frac{k_l}{l^4} \cdot y \cdot \left[1 - 4 \frac{y^2}{l^2} \right].$$

Таким образом, полученные аналитические зависимости позволяют рассчитать величину магнитной индукции и ее градиент в любой точке пространства рабочей зоны при осуществлении процесса электромагнитной наплавки цилиндрических поверхностей.

Определение сил взаимодействия частиц ферропорошка в рабочей зоне. Основными факторами, определяющими силы, под действием которых формируются электропроводные цепочки из частиц порошка при электромагнитной наплавке, являются величина магнитного поля и его градиент в рабочей зоне [1]. Если в магнитном поле поместить ферромагнитную частицу порошка, поле изменится. Это объясняется тем, что всякое вещество является магнетиком, т.е. способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться).

Для объяснения процесса намагничивания тел Ампер предложил считать, что в молекулах вещества циркулируют круговые токи (молекулярные токи).

Каждый ток обладает магнитным моментом и создает в окружающем пространстве магнитное поле. Так как намагниченность в ферромагнетике распространяется в поверхностных слоях, можно условно для расчета сил взаимодействия частиц ферропорошка принять, что ферромагнитная частица эквивалентна обернутой вокруг нее ленте с током (рис. 2).

Сила, действующая на такую ленту с током, помещенную в магнитное поле, равна

$$\vec{F} = \vec{m} \cdot \text{grad} \vec{B}, \quad (11)$$

где $\vec{m}$ – дипольный магнитный момент частицы порошка; $\text{grad} \vec{B}$ – вектор градиента магнитной индукции.

Применительно к прямоугольной системе координат зависимость (1) можно записать в виде

$$\vec{F} = \vec{F}_x + \vec{F}_y = \left(m_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + m_x \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \cdot \vec{x}_0 + \left(m_y \frac{\partial B_y}{\partial x} + m_y \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) \cdot \vec{y}_0.$$

Если предположить, что ферромагнитная частица порошка намагничивается однородно, тогда

$$\vec{m} = \vec{J} \cdot V, \quad (12)$$

где $\vec{J}$ – намагниченность частицы вещества; V – объем частицы.

Между наведенным внешним полем $\vec{H}_e$ и намагниченностью частицы $\vec{J}$ существует зависимость [4]:

$$\vec{J} = 3\vec{H}_e \left(\frac{\mu_n - \mu_e}{\mu_n + 2\mu_e} \right), \quad (13)$$

где μ_n – магнитная проницаемость частицы порошка.

Преобразуем зависимость (13), учитывая, что $B = \mu_0 \mu_e H$, тогда

$$\vec{J} = 3 \frac{B_e}{\mu_0 \mu_e} \left(\frac{\mu_n - \mu_e}{\mu_n + 2\mu_e} \right). \quad (14)$$

Подставляя значение $\vec{J}$ из (4) в уравнение (2), получим возможность определить магнитный дипольный момент:

$$\vec{m} = \vec{J} \cdot V = B_e \frac{\pi d^3}{2\mu_0 \mu_e} \left(\frac{\mu_n - \mu_e}{\mu_n + 2\mu_e} \right),$$

где d – диаметр условной ферромагнитной частицы.

Находим составляющие магнитного дипольного момента сферической частицы:

$$m_x = B_{ex} k_2 = B_e k_2 \left[1 + \frac{k_1}{l^4} (x^2 - y^2) \right];$$

$$m_y = B_{ey} k_2 = 2B_o \frac{k_1 k_2}{l^4} xy,$$

где $k_2 = \frac{\pi d^3}{2\mu_0 \mu_e} \left(\frac{\mu_n - \mu_e}{\mu_n + 2\mu_e} \right).$

Таким образом, проведя соответствующие преобразования, составляющие результирующей силы можно определить как

$$\begin{aligned} F_x = m_x \frac{\partial B_{ex}}{\partial x} + m_x \frac{\partial B_{ex}}{\partial y} = 2B_o^2 \frac{k_1}{l^4} \cdot k_2 x \left[1 + \frac{k_1}{l^4} (x^2 - y^2) \right] \cdot \left[1 - \frac{2(x^2 - y^2)}{l^2} \right] + \\ + 2B_o \frac{k_1 k_2}{l^4} xy \cdot \left[-2B_o \frac{k_1}{l^4} \cdot y \left(1 + \frac{2(x^2 - y^2)}{l^2} \right) \right] = 2B_o \frac{k_1 k_2}{l^4} x \left(3 - \frac{4x^2 - k_1}{l^2} \right); \end{aligned} \quad (15)$$

$$F_y = m_y \frac{\partial B_{ey}}{\partial x} + m_y \frac{\partial B_{ey}}{\partial y} = 2B_o^2 \frac{k_1}{l^4} \cdot k_2 y \left[1 + \frac{k_1}{l^4} (x^2 - y^2) \right] \cdot \left[1 - \frac{4x^2}{l^4} \right] + 2B_o^2 \frac{k_1 k_2}{l^4} xy \left[2B_o^2 \frac{k_1}{l^4} x \left(1 - \frac{4y^2}{l^2} \right) \right] = 2 \cdot B_o^2 \frac{k_1 k_2}{l^4} y \left(1 - \frac{4x^2 - k_1}{l^2} \right). \quad (16)$$

Тогда результирующая сила, действующая на частицу порошка в рабочей зоне, будет равна

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2}. \quad (17)$$

Таким образом, полученные аналитические зависимости (15 – 17) позволяют в первом приближении определять силы взаимодействия частиц порошка в рабочей зоне при осуществлении процесса электромагнитной наплавки рабочих поверхностей цилиндрических заготовок.

Расчет электрической проводимости порошка в рабочей зоне. Известно [2], что сила разрядного тока при электромагнитной наплавке определяется величиной электрической проводимости порошка в рабочей зоне. Электрическая проводимость ферропорошка в рабочем зазоре обусловлена наличием токопроводящих цепочек-микроэлектродов, формирующихся в магнитном поле, и определяется величиной межэлектродного промежутка, физико-механическими свойствами наплавляемого ферропорошка и силовым взаимодействием между его частицами.

При прохождении тока через цепочки-микроэлектроды на всех участках замкнутой цепи электрическая энергия превращается в тепловую: на контактных участках соприкосновения частиц порошка и внутри частиц, на контактных поверхностях раздела «полюсный наконечник – порошок – деталь». В общем случае при электрическом разряде, проходящем через порошок, можно выделить следующие стадии:

- разрушение оксидных пленок между смежными частицами порошка в осевом направлении при приложении напряжения, сопровождающееся резким падением сопротивления;
- спекание частиц порошка с образованием параллельных направлению протекания тока проводников в виде «гирлянд» или «нитей», способствующих дальнейшему падению сопротивления;
- возникающее вследствие пинч-эффекта обжатие «нитей» и, как следствие, разрушение поверхностей между частицами;
- прохождение тока через образовавшиеся электрические мостики;
- дезинтеграция, потеря стабильности и электровзрыв, т.е. возникновение дуговых разрядов.

Приняв допущение о симметричной форме частиц ферропорошка (сфера), определим количество частиц n и количество цепочек-микроэлектродов N в рабочей зоне.

Число частиц ферропорошка, из которых формируются цепочки, определяем из соотношения

$$n = \frac{g \cdot k}{V \cdot \rho_m},$$

где g – расход ферропорошка, г/с; k – коэффициент использования ферропорошка; V – объем частицы ферропорошка, см³; ρ_m – плотность материала ферропорошка, г/см³.

Для определения количества цепочек-микроэлектродов N в рабочей зоне рассмотрим элементарную ячейку в виде параллелепипеда, выделенного из 8 частиц ферропорошка, объем металла которого равен объему одной частицы (рис. 3).

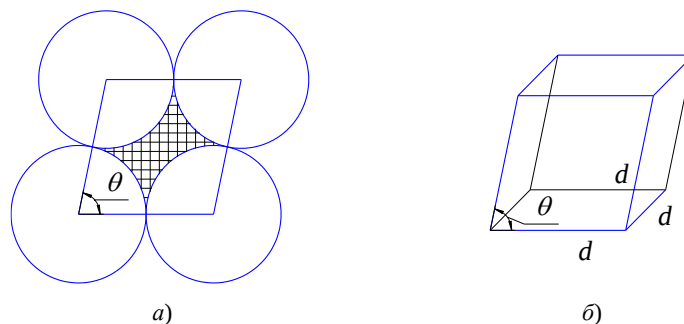


Рис. 3. Схема элементарной ячейки (а) и предполагаемая модель укладки сферических частиц в пространстве рабочей зоны (б) при электромагнитной наплавке

В данном случае элементарная ячейка представляет собой модель размещения частицы в объеме рабочей зоны и характеризуется углом укладки частиц θ . Плотность укладки частиц Π – это отношение объема поры в элементарной ячейке V_n к полному объему ячейки V_0 :

$$\Pi = \frac{V_n}{V_0}. \quad (18)$$

Так как элементарная ячейка содержит объем металла, равный объему одной частицы ферропорошка V_q , то зависимость (1) можно представить в виде

$$\Pi = 1 - \frac{V_q}{V_0}.$$

Объем частицы ферропорошка V_q в общем случае определяется с учетом ее среднего диаметра d :

$$V_q = \alpha_v \frac{\pi d^3}{6},$$

где α_v – объемный фактор формы, который для сферических частиц равен 1.

Используя геометрические вычисления, объем ячейки V_0 можно выразить через параметры модели:

$$V_0 = d^3 \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos \theta \sqrt{1 + 2 \cos \theta}}.$$

Тогда плотность укладки частиц определяется следующим образом:

$$\Pi = 1 - \frac{\alpha_v \pi (1 - \cos \theta) \sqrt{1 + 2 \cos \theta}}{6 \sin^2 \theta}.$$

Число цепочек-микроэлектродов N определяем из зависимости

$$N = \frac{4nV_q(1 + \Pi)}{\pi d^2 \delta},$$

где δ – величина межэлектродного промежутка.

Определяем падение напряжения на цепочке-микроэлектроде:

$$\Delta U_j = \sum_{i=1}^k \Delta U_i + \sum_{i=1}^{k+1} \Delta U_{i,i+1},$$

где ΔU_i – падение напряжения на i -й частице ферропорошка; $\Delta U_{i,i+1}$ – падение напряжения в контакте между i -й и $i+1$ -й частицами; $k = \frac{\delta}{d}$ – число частиц ферропорошка в цепочке.

Запишем закон Ома для частицы ферропорошка и контакта между частицами:

$$\Delta U_i = i_j \cdot r_i;$$

$$\Delta U_{i,i+1} = i_j \cdot r_{i,i+1},$$

где i_j – сила разрядного тока в j цепочке; r_j – сопротивление i -й частицы; $r_{i,i+1}$ – сопротивление в контакте между i -й и $i+1$ -й частицами.

Так как цепочка составлена из k порошинок, то падение напряжения на одной из цепочек составит

$$\Delta U_j = i_j \cdot r_q \cdot k + i_j \cdot r_k \cdot (k + 1),$$

где r_q и r_k – соответственно сопротивление частицы ферропорошка и в контакте между ними.

Тогда сопротивление одной цепочки будет равно

$$R_j = \frac{\Delta U_j}{i_j} = \frac{i_j \cdot r_q \cdot k}{i_j} + \frac{i_j \cdot r_k \cdot (k+1)}{i_j} = r_q \cdot k + r_k \cdot (k+1).$$

Электрическую проводимость порошка в рабочей зоне определим из соотношения

$$\frac{1}{R} = \sum_{j=1}^N \frac{1}{R_j} = \frac{N}{r_q \cdot k + r_k \cdot (k+1)}.$$

В случае расчета сопротивления частицы ферропорошка шаровидной формы выделим в ней слой, перпендикулярный оси y , толщиной dy (рис. 4).

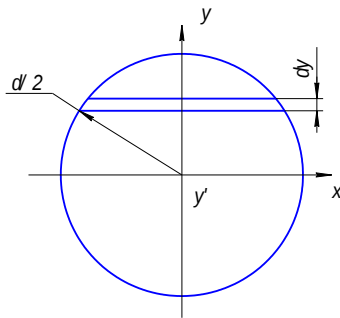


Рис. 4. Схема для определения электрического сопротивления частицы ферропорошка в межэлектродном зазоре при электромагнитной наплавке

Площадь сечения слоя, расположенного на расстоянии y' от центра частицы, будет равна

$$S(y') = \alpha_v \cdot \frac{\pi}{4} \cdot (d'^2 - 4y'^2),$$

а электрическое сопротивление слоя порошка тогда определится из зависимости

$$dr = \rho \cdot \frac{4 \cdot dy'}{\alpha_v \cdot \pi \cdot (d'^2 - 4y'^2)}, \quad (19)$$

где ρ – удельное сопротивление частицы порошка.

Интегрируя (19), получаем уравнение для определения электрического сопротивления частицы ферропорошка:

$$r = \frac{8\rho}{\pi} \cdot \int_0^{\tilde{y}} \frac{dy'}{d'^2 - 4y'^2},$$

где $\tilde{y}$ – координата, при которой площадь сечения шаровидной порошокинки будет равна $\pi x^2(y)$.

Для определения контактных сопротивлений между частицами порошка рассмотрим сечение двух сферических образцов радиусом R , которые приведены в соприкосновение (рис. 5).

При прохождении электрического тока через частицы происходит их спекание с образованием контактного перешейка радиуса $R_{ш}$ с боковой поверхностью, представляющей поверхность вращения вокруг оси y , которую образует дуга окружности радиуса r . Разделив правый образец секущими плоскостями $y = 0$ и $y = 2R$ на три области интегрирования, можно вычислить электросопротивление контактного перешейка и других частей образца. В результате для двух спекаемых сферических образцов его величина будет равна [5]

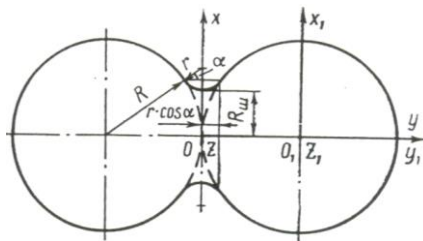


Рис. 5. Сечение двух спекающихся сферических частиц ферропорошка плоскостью, проходящей через их центры

$$r_k = \frac{\rho}{\pi R} \left(2 + \frac{2\sqrt{r}}{\sqrt{2R}} \arctg \frac{\sqrt{2R+r} - \sqrt{r}}{\sqrt{2R}} + \ln \frac{2R+r}{r} \right). \quad (20)$$

Оценим вклад второго и третьего слагаемых в общее сопротивление на различных этапах начальной стадии спекания:

$R_{ш}$	R	a	a	a/b
0	0	0	∞	0
0,01	$R/20000$	$7,85 \cdot 10^{-3}$	12,8	0,0006
0,1	$R/200$	$7,85 \cdot 10^{-3}$	6,0	0,013
1/3	$R/18$	0,248	3,61	0,068

$$\text{где } a \equiv \frac{2\sqrt{r}}{\sqrt{2R}} \arctg \frac{\sqrt{2R+r} - \sqrt{r}}{\sqrt{2R}}; \quad b \equiv \ln \frac{2R+r}{r}.$$

Результаты получены с учетом $r \approx R_{ш}^2 / 2R$.

Как видно, a сравнимо с b лишь при достаточно больших размерах контактного перешейка. Если положить $a = 0,2$ и в числителе дроби под знаком логарифма в b пренебречь r по сравнению с $2R$,

погрешность от таких операций во всем диапазоне $0 < R_{\text{ш}} < 1/3 R$ не превышает 3 %, а выражение (20) значительно упростится:

$$r_{\kappa} = \frac{\rho}{\pi R} \left(2,2 + 2 \ln \frac{2R}{R_{\text{ш}}} \right) = \frac{2\rho}{\pi d} \left(2,2 + 2 \ln \frac{d}{\sqrt{\frac{\Delta S}{\pi}}} \right),$$

где ΔS – площадь контакта двух сферических частиц. Площадь контакта ΔS определяется зависимостью [6]

$$\Delta S = \pi \cdot \sqrt[3]{\left(\frac{3 \cdot d \cdot F (1 - \mu^2)}{8 \cdot E} \right)^2},$$

где F – результирующая сила взаимодействия частиц ферропорошка; μ и E – соответственно коэффициент Пуассона и модуль Юнга материала ферропорошка.

Заключение. В результате выполненной работы получены аналитические зависимости, определяющие связь между магнитной индукцией и силой разрядного тока – основными параметрами процесса электромагнитной наплавки. Установлено, что, изменяя параметры магнитного поля и технологической среды, можно управлять электрическим сопротивлением цепи наплавки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ящерицын, П.И. Технологические основы обработки изделий в магнитном поле / П.И. Ящерицын [и др.]. – Минск: Физико-технический ин-т, 1997. – 416 с.
2. Хейфец, М.Л. Проектирование процессов комбинированной обработки / М.Л. Хейфец. – М.: Машиностроение, 2005. – 272 с.
3. Поливанов, К.М. Теоретические основы электротехники / К.М. Поливанов. – М.: Энергия, 1969. – Ч. 3: Теория электромагнитного поля. – 352 с.
4. Демирчян, К.С. Моделирование магнитных полей / К.С. Демирчян. – Л.: Энергия, 1974. – 285 с.
5. Роман, О.В. Справочник по порошковой металлургии: порошки, материалы, процессы / О.В. Роман, И.П. Габриелов. – Минск: Беларусь, 1988. – 175 с.
6. Ромм, Е.С. Структурные модели порового пространства горных пород / Е.С. Ромм. – Л.: Недра, 1985. – 240 с.

Поступила 11.02.2013

ELECTROMAGNETIC PROCESSES IN FERRO-POWDER MEDIUM AT FORMATION OF PRODUCT SURFACE

D. KHILKO

Consideration was given to the electro-physical phenomena in the operating space at welding deposition of ferro-powder coatings. There were obtained the interrelations between the main parameters of magnetic and electric fields in the inter-electrode gap. It was demonstrated that under changes of the parameters of the magnetic field and the processing medium it was possible to exert the control over the discharging current force which provided the heating and melting of ferromagnetic powder particles.