

Теоретическая модель эрозии токопроводящего материала в межэлектродном промежутке реактора при очистке сточных вод от тяжелых металлов

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»

Представлена модель эрозионных процессов в межэлектродном промежутке с окатышами в электродных пятнах при подаче импульсов напряжения на электроды, где учтены поверхностный источник тепла за счет действия частиц, тепло Ноттингема, обратного электронного тока, эмиссионного охлаждения (катодное пятно). Для анода рассмотрены случаи положительного и отрицательного анодного падения, объемный источник тепла за счет растекания тока по уравнению Лапласа, теплоотвод за счет смещения фронта испарения, теплоотвод теплопроводностью, теплообмен излучением, испарение, конвективный теплообмен, перемещение пятна, джоулев нагрев, различные механизмы выброса металла в жидкой фазе; рассчитаны коэффициенты эрозии.

Ключевые слова: катодное пятно, анодное падение, коэффициенты эрозии, эмиссионное охлаждение.

Введение

Очистка сточных вод от солей тяжелых металлов является важной экологической проблемой и для ее решения необходимо выявить как технические аспекты ее решения так и теоретические аспекты проблемы, что позволит оценить возможности разряда в среде сточных вод в реактор и определить необходимые технологические параметры обработки.

Работа выполнялась в рамках программы Министерства образования и науки Украины "Новые ресурсосберегающие и технологии в энергетике, промышленности и агропромышленном комплексе" (подсекция 13), "Аэрокосмическая техника и транспорт" и по темам "Создание физико-технических основ повышения качества материала аэрокосмических конструкций" и "Разработка технологических основ интегрированных технологий плазменно-ионной обработки деталей аэрокосмической техники", а также в рамках хоздоговорных работ и договоров о сотрудничестве.

1. Состояние вопроса

По исследованию как теоретического так и экспериментального характера эрозии в катодном и анодном пятне для разряда в вакууме и где довольно большое число опубликованных работ [1–5], тогда как разряд в воде еще довольно слабо изучен, исключение составляет работа [6], но в ней нет достаточно серьезной модели процессов.

2. Постановка задачи исследования. Разработка модели разряда в жидкостях с железными окатышами и стружкой

Обзор, проведенный авторами [1], показал, что для разряда в воде величина энергии разряда, расходуемая на процессы, связанные с наличием водной среды, составляет 3...5 %, а при малых межэлектродных зазорах величина затрат на эти процессы будет еще меньше, поэтому теоретическое

исследование процессов выхода реактора будем рассматривать без учета среды, а учет среды проведем при анализе условий пробоя.

Исследование разрядов в жидкостях показали, что основными носителями заряда являются продукты электрической эрозии электродов в электронных пятнах [2]. Все это говорит о необходимости рассмотрения процессов на электродах, которые не только определяют развитие разряда, но и производительность технологических устройств по очистке, так как за счет эрозии осуществляется подача реагента для реализации плазмотических реакций.

Рассмотрим условия развития разряда при наличии окатышей в межэлектродном зазоре реактора. Так, минимальное количество разрядных промежутков будет определяться выражением

$$n_{\min} = \frac{L_{\text{эл}}}{D_{\text{окн}}} + 1, \quad (1)$$

а максимальное при условии контакта под углом 45° в двух взаимно перпендикулярных плоскостях

$$n_{\max} = \frac{L_{\text{эл}}}{D_{\text{окн}} \cos^2 45} + 1, \quad (2)$$

где $L_{\text{эл}}$ – расстояние между электродами;

$D_{\text{окн}}$ – диаметр окатыша.

Среднее значение числа межэлектродных зазоров

$$n_{\text{ср}} = \frac{1}{2} \frac{L_{\text{эл}}}{D_{\text{окн}}} \left(1 + \frac{1}{\cos^2 45} \right) + 1. \quad (3)$$

Зная величину тока I , можно определить число каналов разряда m :

$$m = \frac{I}{I_n}, \quad (4)$$

где I_n – ток в пятне или пороговый ток разряда.

Приняв, что в межэлектродном зазоре падение напряжения складывается из прикатодного падения потенциала U_k , падения потенциала в столбе разряда $E_{\text{см}} \Delta l_{\text{см}}$ (где $E_{\text{см}}$ – напряженность электростатического поля в столбе разряда протяженностью $\Delta l_{\text{см}}$) и прианодного падения потенциала U_a , а падение потенциала на окатыше (стружке) определяется сопротивлением, легко получить значение минимального напряжения разряда, при котором будет протекать ток в разряднике:

$$U_{\text{pmin}} = n_{\text{ср}}(U_k + E_{\text{см}} \Delta l_{\text{см}} + U_a) + (n_{\text{ср}} - 1) \times \int_0^e \rho \frac{dl}{S(l)}, \quad (5)$$

где ρ – удельное электрическое сопротивление наполнителя (окатыша);

$S(l)$ – сечение наполнителя в зависимости от расстояния.

Тогда для случая использования в виде наполнителя окатышей выражение для минимального значения напряжения разряда будет таким:

$$U_{\text{pmin}} = n_{\text{ср}}(U_k + E_{\text{см}} \Delta l_{\text{см}} + U_a) + (n_{\text{ср}} - 1) \times \frac{2\rho}{D} \ln \frac{\frac{D}{2} + \sqrt{\frac{D^2}{4} - \frac{S_n}{\pi}}}{\frac{D}{2} - \sqrt{\frac{D^2}{4} - \frac{S_n}{\pi}}} \quad (6)$$

Выражение (6) позволяет оценить минимальное значение напряжения, которое необходимо для поддержания разряда.

3. Модель электроимпульсной эрозии зернистого слоя токопроводящего материала в межэлектродной промежутке реактора

Как показал анализ работ, посвященных протеканию разряда в воде и других средах (керосине, масле), эрозионные процессы реализуются в основном в электродных пятнах. Рассмотрим эрозионные процессы в электродных пятнах.

3.1. Эрозионные процессы в электродных пятнах

Последовательность теоретических исследований эрозионных процессов проведен в такой последовательности: сначала рассмотрим источники и стоки тепла в электродных пятнах, а затем проведем анализ результатов расчета.

3.2. Источники и стоки тепла в электродном пятне

Характер теплопереноса со стороны плазменного столба разряда в тепло электрода определяет динамику протекания приэлектродных процессов, а также механизм эрозии материала электродов.

Рассмотрим возможные источники и стоки тепла в неподвижном и перемещающемся с некоторой скоростью в электродном пятне, так как до настоящего времени этот вопрос дебатировался, а экспериментально обнаружены и те, и другие виды пятен на электродах разрядника.

3.2.1. Поверхностный источник тепла за счет переноса энергии частицами

Плотность теплового потока за счет бомбардировки ионами поверхности катода можно представить в виде

$$F_i = \frac{\beta_k}{1 + \beta_k} j_k (U_k \mu_i + U_i), \quad (7)$$

где μ_i – коэффициент аккомодации иона в материале катода;

$\beta_k = \frac{j_i}{j_e}$ – доля ионного тока на катоде; катодное падение потенциала;

j_k – полная плотность тока на катоде;

j_e – плотность электронного тока с катодом;

U_i – потенциал ионизации бомбардирующего иона;

j_i – плотность ионного тока на катод.

В катодном пятне охлаждение поверхности осуществляется за счет эмиссии электронов. Плотность теплового тока, отводимого электронами, определяем по формуле

$$F_e = \frac{\Phi - (e^3 E)^{\frac{1}{2}} + 2kT(o, y, z, t)}{l} j_e, \quad (8)$$

где Φ – работа выхода электрона.

Тепловой поток, создаваемый обратным электронным током, можно учесть таким образом:

$$F_{обр\ e} = \mu_e \frac{(\Phi + 2kTe)}{4l} n_e U \exp\left(-\frac{eUk}{kTe}\right), \quad (9)$$

где μ_e – коэффициент аккомодации электрона;

I_k – катодное падение потенциала;

n_e – концентрация электронов;

U_e – скорость электронов, определяемая в предположении максвелловского распределения частиц по скоростям;

T_e – температура электронов.

3.2.2. Коэффициент аккомодации ионов и атомов в материале мишени

При бомбардировке поверхности твердого тела потоком атомов или ионов имеет место энергообмен как результат взаимодействия (упругого или неупругого) нелетающей частицы с атомами решетки мишени. После пребывания на поверхности в соответствии со средним временем жизни в адсорбированном состоянии адсорбированные атомы десорбируются с поверхности, унося с нее некоторую часть первоначально привнесенной энергии.

Кудсен предложил ввести тепловой коэффициент аккомодации α , который определяется так:

$$\alpha = \lim_{E_i \rightarrow E_0} \frac{E_2 - E_0}{E_i - E_0}, \quad (10)$$

где E_0 – энергия налетающей частицы;

E_i – энергия атомов на поверхности;

E_2 – энергия покидающей частицы.

Следует отметить, что в случае аккомодации молекулы на поверхности твердого тела коэффициент аккомодации можно записать:

$$\alpha = \frac{\alpha_{\text{пост}} C_{\text{пост}} + \alpha_{\text{вр}} C_{\text{вр}} + \alpha_{\text{кол}} C_{\text{кол}}}{C_{\text{пост}} + C_{\text{вр}} + C_{\text{кол}}}, \quad (11)$$

где $\alpha_{\text{пост}}$, $\alpha_{\text{вр}}$, $\alpha_{\text{кол}}$ – коэффициенты аккомодации для обмена поступательной и колебательной энергии;

$C_{\text{пост}}$, $C_{\text{вр}}$, $C_{\text{кол}}$ – соответствующие вклады в удельную молярную теплоемкость. Бертрали и Эйкен выразили температурную зависимость коэффициента аккомодации соотношением

$$L_n = \left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right) = \frac{Q + E_a}{kT} + \text{const}, \quad (12)$$

где E_a – энергия активации, которую можно найти по выражению для среднего времени жизни атома в адсорбированном состоянии, т.е.

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_a}{RT}\right); \quad (13)$$

Q – величина, определяемая выражением для времени релаксации β , т.е. времени, необходимого для того, чтобы разность температур атомов адсорбированного и твердого тела упала в e раз от первоначального значения:

$$\beta = \beta_0 \exp\left(\frac{Q}{RT}\right), \quad (14)$$

Сравнение расчетов по выражению (9) показывает удовлетворительное совпадение с опытами.

3.3. Тепло Ноттингема

Для электронов, изготовленных из легкоплавких материалов, значительный вклад в поверхностный источник тепла может вносить тепло Ноттингема [10, 11], которое выделяется непосредственно на эмитирующей поверхности и создает плотность теплового потока:

$$F_H = 9,3 \cdot 10^{-1} \mu_y E \sqrt{\Phi} j_k(0, y, z, t) \left(\frac{1}{\beta_k + 1} \right), \quad (15)$$

где E – напряженность электрического поля вблизи катода, В/м;

Φ – работа выхода электрона, эВ;

μ_y – коэффициент усиления напряженности электрического поля.

Для острых катодов тепло Ноттингема может быть существенным, значительным этот тепловой источник может быть также для поверхности шероховатого катода с высоким коэффициентом усиления напряженности электрического поля при отношении высоты шероховатости к радиусу основания порядка 100...200, когда коэффициент усиления достигает 50...100.

При отсутствии напряженности электрического поля вследствие шероховатости или незначительных усилий, что характерно для обычных катодов, тепло Ноттингема создает дополнительную плотность теплового потока, составляющую величину от долей до 2...3% процентов от плотности теплового потока за счет бомбардировки ионами катода. В то же время для острого катода эта величина может соизмерима и даже больше плотности, создаваемого ионами. Плотность теплового потока, создаваемого ионами с учетом эмиссионного охлаждения, обратного электронного тока и тепла Ноттингема, оставить так:

$$F_k = F_i - F_e + F_{e\text{обр}} + F_H. \quad (16)$$

Для анода плотность теплового потока, создаваемого поверхностным источником тепла в случае положительного анодного падения потенциала,

$$F_a = j_a \mu_a \left(U_a + \frac{2kT_e}{3} + \Phi \right), \quad (17)$$

где j_a – плотность тока на аноде;

U – прианодное падение потенциала;

T_e – температура электрона.

В случае отрицательного анодного падения потенциала выражение для плотности теплового потока учитывает действие ионного и электронного потоков на поверхность анода:

$$F_a = j_a \left\{ \frac{5k}{2l} (T_e - T(0, y, z, t)) + \frac{j_{an}}{j_{od}} \left[U_i + |U_a| + \frac{5k}{2l} (T_i - T(0, y, z, t)) \right] + \Phi_s \right\}, \quad (18)$$

где T_e, T_i – температура электронов и ионов вблизи катода;

j_e, j_i – плотность ионного и электронного тока на аноде;

Φ_e – работа выхода электрона из материала анода;

$j_{ан}$ – плотность полного тока на аноде.

Все величины, входящие в выражения (17) и (18), за время жизни пятна в зависимости от параметров приэлектродной зоны имеют незначительные отличия.

4. Объемный источник тепла

При исследовании теплообмена в зоне электродного пятна рассматриваются различные способы задания объемного источника тепла. Так, в [12] рассматривается объемный источник тепла, имеющий постоянную интенсивность, а в [13] – растекание тока в некоторый телесный угол. Такие предложения существенно упрощают решение задачи теплообмена в зоне электродного пятна, но не всегда дают положительные результаты. Растекание тока в зоне электродного пятна описывается уравнением Лапласа где $T(x, y, z, t) = \text{const}$.

$$\frac{1}{\rho[T(x, y, z, t)]} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (19)$$

Граничные условия для этого уравнения:

1. На границе $x=0$

$$\frac{1}{\rho[T(x, y, z, t)]} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = \begin{cases} j_k \text{ или } j_a \text{ при } \sqrt{z^2 + y^2} < 0, \\ 0 \text{ при } \sqrt{z^2 + y^2} > R. \end{cases} \quad (20)$$

2. На границах $x=X_k, y=Y_H, y=Y_k, z=Z_H, z_k$

$$-\frac{\partial \varphi_0}{\partial X} = \rho[T_H] j_0; \quad (21)$$

$$j = j_0 = \frac{j_{k,a} \pi R n^2}{2X_k(Y_k - Y_H) + 2X_k(Y_k - Z_H) + (Y_k - Y_H)(Z_k - Z_H)},$$

где φ_0 – потенциал точки электрода;

Rn – радиус электродного пятна на катоде или аноде;

X_k, Y_H, Y_k, Z_H, Z_k – координаты границы рассматриваемой области пространства;

$\rho[T(x, y, z, t)]$ – удельное электрическое сопротивление, зависящее от температуры.

С учетом сказанного плотность тока в элементе рассматриваемого объема определим:

$$j(x, y, z, t) = \frac{(j_{k,a} \pi R_0^2)}{\rho[T(x, y, z, t)]} \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial \varphi}{\partial y z^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (22)$$

Такое рассмотрение процесса растекания тока верно при численном решении задачи о протекании тока в электроде, т.е. когда температура в каждой точке пространства на n -м шаге незначительно отличается от значения $n+1$ шаге, иначе необходимо рассматривать систему уравнений. Тогда тепло, благодаря

действию объемного источника тепла, который действует во всем рассматриваемом объеме электрода, находим по формуле:

$$Q_{об} = \rho[T(x, y, z, t)]j^2(x, y, z, t) \quad (23)$$

4.1 Теплоотвод за счет смещения фронта испарения

В общем случае теплоотвод, вследствие смещения фронта испарения можно записать

$$Q_{исп} = C_v[T(x, y, z, t)]V_\phi \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x}, \quad (24)$$

где $C_v[T(x, y, z, t)]$ – теплоемкость материала электрода в данной точке при соответствующей температуре $T(x, y, z, t)$, которая задается массивом с использованием экспериментальных значений этой величины или с помощью линейной экстраполяции;

V_ϕ – величина скорости смещения фронта испарения для случая, когда на поверхности электрода не появляется слой металла, перегретого выше температуры плавления, т.е. $T(0, y, z, t) < T_{пл}$ ($T_{пл}$ – эффективная температура плавления материала электрода, учитывающая затраты тепла на плавление). Эту скорость смещения можно определить так:

$$V_\phi = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT(0, y, z, t)}} \left[\exp\left(A - \frac{B}{T}\right) - P_{ост} \right], \quad (25)$$

где A и B – табулированные константы [14];

R – газовая постоянная;

γ – плотность материала электрода;

M – атомный вес нагреваемого электрода;

$P_{ост}$ – давление остаточных газов.

Как только на поверхности электрода появляется слой расплавленного и перегретого металла, реализуется френкелевский механизм. При этом скорость смещения фронта испарения определяется так:

$$V_\phi = V_0 \exp\left(-\frac{T^*}{T(0, y, z, t)}\right), \quad (26)$$

где V_0 и T^* – скорость смещения фронта испарения и температура поверхности пятна при стационарном режиме испарения, определяемые системой уравнений.

4.1.1. Теплоотвод от электродного пятна теплопроводностью

Тепловой поток, отводимый от элементарного объема теплопроводностью, находим по формуле

$$Q_m = C_v[T(x, y, z, t)]a[T(x, y, z, t)]\Delta T(x, y, z, t), \quad (27)$$

где a – коэффициент температуропроводности.

5. Теплообмен излучением

Теплопровод к поверхности пятна за счет излучения плазмы приводит к повышению плотности теплового потока на величину

$$F_{\text{исп}} = E_{\text{п}} Q T_{\text{п}}^4, \quad (28)$$

где Q – постоянная Стефана – Больцмана;

$T_{\text{п}}$ – температура плазмы;

$E_{\text{п}}$ – степень черноты плазмы.

Теплоотвод от пятна вследствие излучения учитываем по формуле Стефана – Больцмана:

$$F_{\text{л}} = EQ[T(0, y, z, t)]^4, \quad (29)$$

Здесь E – степень черноты материала электрода;

Постоянная Стефана – Больцмана ($5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м² град⁴).

6. Ослабление интенсивности поверхностного источника тепла за счет испарения

Уменьшение плотности теплового потока на электроде за счет теплоотвода испарением в общем случае определяем по формуле

$$F_{\text{исп}} = L_{\text{исп}} \gamma V_{\text{ф}}, \quad (30)$$

где $L_{\text{исп}}$ – скрытая теплота испарения.

Величина скорости смещения фронта $V_{\text{ф}}$ испарения, тогда температура поверхности меньше температуры плавления, определяется выражением (2.27).

5.1. Теплообмен за счет конвекции

Теплообмен между электродами (наполнителем) и газом при достаточных расходах рабочего тела может быть описан как конвективный:

$$F_{\text{кон}} = \alpha \Delta t_{\text{лог}}, \quad (31)$$

где α – коэффициент теплоотдачи конвенций;

$t_{\text{лог}}$ – средняя логарифмическая температура теплообмена.

Коэффициент теплоотдачи конвенций в случае высоких скоростей движения газа внутри трубы может быть представлен как

$$\alpha = \frac{\lambda}{l_0} N = \frac{\lambda}{l_0} 0,0162 \left(\frac{3600 V l_0}{U} \right)^{0,02} \left(\frac{T_2}{T_{\text{см}}} \right)^{0,835}, \quad (32)$$

где $N_u = 0,0162 P_e^{0,82} \left(\frac{T_2}{T_{\text{см}}} \right)^{0,835}$ – критерий Нуссельта;

$P_e = \frac{3600 V l_0}{U}$ – критерий Пекле;

α – коэффициент теплопроводности газа, Вт/(м·К);

l_0 – характерная длина (длина вставки);

V – скорость газа, м/с;

U – кинематическая вязкость, кг·с/м;

$\rho = \frac{\gamma}{g}$ – плотность, кг/м³;

$$\Delta t_{\text{лов}} = \frac{t_{2_1} - t_{2_2}}{\ln \frac{t_{2_1} - t_c}{t_{2_2} - t_c}} \quad (33)$$

где $t_2 = T_2 + (AV_1^2 / 2gCp)$; $t_2 = T_2 + (AV_2^2 / 2gCp)$; V_2 V_1 – скорость на выходе и входе в трубку; Cp – теплоемкость газа.

5.2. Теплообмен вследствие перемещения пятна

Теплообмен в районе пятна будет осуществляться также вследствие перемещения пятна. Тепловой поток, отводимый благодаря перемещению пятна, определим так:

$$Q_{\pi} = C_v [T(x, y, z, t)] V_{\pi} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} \quad (34)$$

де V_{π} – скорость перемещения источника тепла (скорость электродинамического смещения или антиамперного движения для некоторых режимов электродного пятна).

6. Постановка задачи о теплообмене в элементарном объеме электрода

С учетом рассмотренных источников и стоков тепла баланс энергии в элементарном объеме пятна запишем в виде:

$$\begin{aligned} C_v [T(x, y, z, t)] \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} - C_v [T(x, y, z, t)] V_{\pi} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} = \\ = C_v [T(x, y, z, t)] a [T(x, y, z, t)] \Delta T(x, y, z, t) + C_v [T(x, y, z, t)] \times \\ \times V_{\phi} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} + \rho [T(x, y, z, t)] j^2(x, y, z, t) + \frac{B j_{i,\varepsilon} \mu_{i,\varepsilon} \partial E}{C_v [T(x, y, z, t)] \partial x} \end{aligned} \quad (35)$$

Граничные условия учитывают поверхностный источник тепла и изменение интенсивности поверхностного источника тепла вследствие взаимооблучения плазма–электрод и отвода тепла с испаренным металлом:

1. при $t \leq t_{ж}$:

$$-\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} = \frac{F_1}{\lambda} - \frac{F_{исп}}{\lambda} + \frac{Q}{\lambda} [\varepsilon_{\pi} T_{\pi}^4 - \varepsilon T_{(0,y,z,t)}^4] - \frac{F_{кон}}{\lambda} \quad (36)$$

если $\sqrt{z^2 + (y')^2} \{ < R, \text{то } F = F_k \text{ или } F = F_a,$

$\{ > R, F = F_0,$

где y' – $V_{\pi} t$, R – радиус пятна.

2. при $t > t_{ж}$ $F = 0$ граничные условия на поверхностях X_k , Y_H , Y_k , Z_H и Z_k можно записать в таком виде: при $t = t_{ж} = t_1$

$$x_k = \sqrt{6at},$$

$$Y_H = R - \sqrt{6at},$$

$$Y_k = R + \sqrt{6at} + V_{\pi} t_{ж},$$

$$Z_H = R - \sqrt{6at},$$

$$Z_K = R + \sqrt{6at},$$

$$\begin{aligned} T(x_k, y, z, t) &= T(x, y_H, z, t) = \\ &= T(x, y_k, z, t) = T(x, y, z_H, t) = T(x, y, z_k, t) = T_H. \end{aligned} \quad (37)$$

$X_H = 0$, X_K , Y_H , Y_K , Z_H и Z_K – координаты области пространства электрода. Эти координаты ограничивают область пространства, в которой рассматривается задача теплопроводности.

Начальные условия:

$$t=0, T(x, y, z, 0) = T_H \quad (38)$$

Характер действия объемного источника тепла определяется решением уравнения Лапласа с последующим вычислением плотностей тока в данной точке электрода и интенсивности объемного источника.

7. Определение коэффициента эрозии

Поставленную задачу решали численными методами на ЭВМ. В процессе расчетов определяли массу испаренного металла интегрированием скорости испарения по поверхности электрода за время эффективного испарения в зоне электродного пятна (результаты расчетов показали, что это время составляет величину порядка удвоенного времени жизни пятна):

$$M_{исп} = \int_{z_H}^{z_a} \int_{y_l}^{y_a} \int_0^{2\tau} W[T(0, y, z, t)] dz dy dt, \quad (39)$$

где $W[T(0, y, z, t)] = V_0 \gamma$.

Для определения массы металла, удаленного в жидкой фазе, рассмотрим возможные механизмы выброса жидкого металла из электродного пятна.

8. Механизмы выброса металла в жидкой фазе

Удаление жидкого металла с поверхности электрода возможно с помощью таких механизмов:

1. Электростатический механизм удаления материала, который используется чаще всего при высокой напряженности полей вблизи электрода.

2. Электромагнитный и электродинамический механизмы выброса жидкого металла, которые реализуются благодаря действию магнитного давления на жидкий металл. Существенны при условии протекания больших токов в электродном пятне.

3. Газодинамический механизм, применяющийся при высоких температурах в электродном пятне и высоких давлениях испаряемого металла на материал в жидкой фазе.

4. Термоупругий и термопластический механизмы удаления материала в жидкой фазе, которые осуществляются под действием нестационарных температурных напряжений, вызывающих термоупругую или термопластическую волну в жидком металле, приводящую к выбросу металла.

При экспериментальных исследованиях состава эрозии практически во всех режимах разряда с электродным пятном наблюдается выброс жидкого металла в виде капель. Теоретические работы по эрозии рассматривают целый ряд вариантов выброса металла.

Так, в работе [27] авторы предполагают, что весь расплавленный металл выбрасывается, но механизм удаления жидкого металла не рассматривается. В целом ряде работ описывается только один из механизмов удаления: в [28] – электростатический; в [29] – электромагнитный; в [30,31] – газодинамический; в [32] – термоупругий.

В ряде работ анализируются два механизма удаления жидкого металла, например, в [33] - газодинамический и электромагнитный механизмы, а в [34] рассматривается совместное действие газодинамического и термоупругого механизмов удаления материала в жидкой фазе. При этом в работе [27] определяется коэффициент выброса, а в [35] рассматривается динамика выхода массы в жидкой фазе при условии выброса, т.е. превышении сил давления или термоупругой волны над силами поверхностного натяжения.

В работе [36] дана оценка величины коэффициента выброса жидкого металла без исследования механизма выброса путем решения эрозийной задачи и сравнения результатов расчета и опыта при определении коэффициента выброса. Теоретические значения коэффициента неточны, так как при их определении не учитывалась физика выброса материала.

Рассмотрим этот процесс при каждом из механизмов.

При рассмотрении электростатического механизма выброса жидкого металла предполагаем, что каждый металл в электродном пятне представляет собой шарик радиусом R , лежащий на поверхности плоского, гладкого электрода, который приобретает заряд [37], равный

$$q = E_0 \frac{\pi^2}{6} ER_0^2, \quad (40)$$

где E_0 – диэлектрическая постоянная; E – напряженность электрического поля вблизи электрода.

Тогда сила, действующая на жидкий металл $F_{эс}$, в зависимости от электрода имеет знак «плюс» для анода и «минус» - для катода. Величину силы, приходящейся на единицу площади без учета затрат энергии на деформирование жидкого металла (давление электростатического поля), определим как

$$P_{эс} = \frac{F_{эс} S_0}{\pi R^2 S_b}. \quad (41)$$

Это выражение показывает распределение давления электростатического поля на жидкий металл, стремящееся оторвать его от электрода.

Электромагнитный и электродинамический механизмы удаления включают в себя действие электромагнитного давления в канале разряда и электродинамической силы на расплавленный металл в месте растекания. Электромагнитное давление в канале определяем по формуле

$$P_{эм} = \frac{H^2 S_0}{8\pi S_b}, \quad (42)$$

где H – напряженность магнитного поля вблизи электродного пятна, которую можно связать с током в пятне. Тогда

$$P_{эм} = \frac{j_k^2 R_0^2 S_0}{12 \cdot 8\pi S_b}, \quad (43)$$

где j_k – плотность тока в электродном пятне.

Так как характер растекания тока в электродном пятне сложный, то ограничимся рассмотрением лишь физики процесса электродинамического механизма выброса металла. Очевидно, собственное магнитное поле, создаваемое током в зоне его растекания в жидком металле электрода, будет создавать амперову силу, стремящуюся оторвать жидкий металл, удерживаемый силами поверхностного натяжения.

В зависимости от характера распределения плотности тока в пятне магнитное давление может быть распределено по поверхности жидкой ванны согласно параболическому и гауссову закону.

Газокинетический (газодинамический) механизм удаления металла состоит в том, что испаряемый материал создает реактивное давление на поверхность жидкой ванны в зоне электродного пятна, величина давления при этом

$$P = nkT(0, y, z, t) \frac{S_0}{S_b}, \quad (44)$$

где k – постоянная Больцмана; n – концентрация испаряемого материала у электрода, которая зависит от температуры и механизмов испарения.

Удаление металла возможно по периферии пятна.

Термоупругий или термопластический механизм удаления материала в жидкой фазе сводится к следующему. На границе раздела металла в жидкой и твердой фазах создаются значительные нестационарные температурные напряжения, которые, распространяясь в металле, приводят к созданию давления $P_{\text{тн}}$, равного напряжению в жидком металле и выбросу металла в жидкой фазе. Величину этих напряжений можно определить совместным решением уравнений теплопроводности и термоупругости. Наибольшая вероятность удаления материала – по периферии электродного пятна.

Электродинамический механизм удаления жидкого металла связан с действием электродинамической (лоренцевой – $F_{\text{л}}$) силы на расплавленный металл в месте растекания тока. Тогда давление на жидкий металл за счет электродинамического механизма определится как:

$$F_{\text{эл}} = \frac{F_{\text{л}}}{S_b} = \frac{2}{S_b} |q(\vec{V}_p \times \vec{b})| \approx j^2 R_0 b \cdot 5 \cdot 10^{-6} \left[\frac{H}{M^2} \right], \quad (45)$$

где S_b – площадь, с которой осуществляется выброс материала;

q – величина заряда, накопленного в выбрасываемом материале;

b – магнитная индукция поля собственного тока;

V_p – скорость перемещения заряда.

Удаление металла за счет давления потоков заряженных частиц возможно за счет передачи давления потока на жидкий металл и выброса его в зоне малого давления. Величина давления в выбросах за счет этого эффекта определяется так:

$$P_{i,e} = n_{i,e} k T_{i,e} \frac{S}{S_0} \quad (46)$$

где S_0 – поверхность пятна;

$n_{i,e}$ и $T_{i,e}$ – концентрация и температура ионов или электронов.

Удалению материала в жидкой фазе препятствуют поверхностное натяжение, вязкость, силы энергии и давления среды (P_c).

Величину давления от сил поверхностного натяжения определим как

$$P_{\text{ПН}} = \frac{2Q}{R_M}, \quad (47)$$

где Q – коэффициент поверхностного натяжения;

R_M – радиус мениска.

Величина сил вязкости, препятствующих отрыву жидкого металла, можно оценить как

$$F_{\text{в}} = - \int \eta(T) \frac{dV}{dx} \approx \eta(T) \frac{\Delta P}{\gamma_{\text{в}} V} S_0, \quad (48)$$

где $\eta(T)$ – коэффициент динамической вязкости, зависящий от температуры жидкого металла;

$\frac{dV}{dx}$ – изменение скорости по глубине ванны жидкого металла;

ΔP – превышение давления, создаваемого силами, выбрасывающими металл, над давлением, создаваемым силами, удерживающими его;

V – скорость движения жидкого металла;

δ – толщина зоны расплавленного металла.

Силы инерции, препятствующие движению жидкого металла, оцениваем как

$$P_U = -mW \approx \Delta P S_0, \quad (49)$$

т.е. давление от сил инерции соизмеримо с превышением давления от сил, выбрасывающих металл, над удерживающими.

Условием выброса жидкой фазы следует считать условие, когда давление, создаваемое силами, выбрасывающими металл, превышает давление, создаваемое силами, удерживающими его (с учетом их направлений, т.е. знаков):

$$P_{\Sigma} = P_{\text{эо}} + P_M + P_{\text{е}} + P_{\text{ту}} + P_{\text{эд}} + P_{\text{л.в}} > P_{\text{ПН}} + P_{\text{в}} + P_U + P_{\text{с}}. \quad (50)$$

В общем случае следует определить все составляющие этого неравенства и по полученному распределению давления найти те области жидкого металла, которые будут удалены. Очевидно, профиль распределения суммарного давления на жидкий металл P_{Σ} по радиусу определит и профиль застывшего металла, т.е. можно получить валик, острие или одновременно валик и острие.

Масса расплавленного металла и удаленного из зоны электродного пятна определяется объемом, в котором температура выше температуры плавления в случае превышения сил суммарного давления над силами поверхностного натяжения. Это позволяет проследить временной характер удаления жидкого металла в электродном пятне [29, 52, 55]. Величина коэффициента эрозии для исследуемого электродного пятна вычислена как отношение испаренной массы (коэффициент эрозии k_1) и полной удаляемой массы в электродном пятне (коэффициент эрозии k_2) к величине заряда, переносимого в электродном пятне и определяемого выражением

$$g = \int_{y_H}^{y_k} \int_{z_H}^{z_k} \int_0^{t_k} j(0, y, z, t) dy dz dt, \text{ при } \sqrt{(y')^2 + z^2} > R_{\text{п}}. \quad (51)$$

где $j(0, y, z, t) = jk_{(\alpha)}$ при $\sqrt{(y')^2 + z^2} \ll R_{\text{п}}$

Коэффициенты эрозии находим по формуле:

$$k_1 = \frac{m_{\text{исп}}}{q}, k_2 = \frac{m_{\text{исп}} + m_{\text{плв}}}{q}. \quad (52)$$

При расчетах число шагов вдоль оси составило 10, 20, а временной интервал разбили на 20 шагов.

9. Результаты расчета коэффициента эрозии в пятне привязки и геометрические характеристики разрушенной зоны

В результате расчета определили коэффициент эрозии в электродных пятнах в зависимости от времени его жизни для различных плотностей тока для случая разряда на железном электроде. Для высоких плотностей токов существуют разрывы первого рода, которые связаны с выбросом металла в жидкой фазе (для катодных при $j = 10^{11}$ и 10^{10} А/м², а для анодных – при 10^{10} и 10^9 А/м²). Предложенные зависимости позволяют использованием полученных экспериментально величин плотности тока j_n времени жизни пятна τ_n , получить теоретическое значение коэффициента эрозии, по которому и по величине числа пятен N_n можно определить величину массы, удаляемой в разряде:

$$m_{pk} = k_{pk} [j_k, \tau_k] \cdot j_{pk} \cdot \tau_{pk} \cdot N_k, \quad (53)$$

$$m_{pa} = k_{pa} [j_a, \tau_a] \cdot j_{pa} \cdot \tau_{pa} \cdot N_a.$$

Для получения геометрических характеристик пораженной зоны в электроде можно воспользоваться полученными экспериментально площадями электродных пятен и глубины пораженной зоны в пятне на катоде и аноде в зависимости от времени жизни пятна. Видно, что эти зависимости, как и полученные ранее, имеют разрывы первого рода при параметрах, соответствующих выбросу жидкой фазы, т.е. в этих условиях, если выброс произошел полностью, глубина пораженной зоны максимальна, если частично, то принимает минимальное значение, объем пораженной зоны определится так:

$$V_{\text{ПОРк}} = N_{pk} \cdot S_{pk} \cdot \Delta L_{pk}, \quad (54)$$

$$V_{\text{ПОРв}} = N_{pa} \cdot S_{pa} \cdot \Delta L_{pa}.$$

Выводы

Разработана модель эрозии в катодном и анодном пятне, которая позволяет с достаточно высокой точностью прогнозировать коэффициент распыления, что в конечном счете позволит оценить эффективность очистки сточных вод от тяжелых металлов.

Список литературы

1. Костюк, Г.И. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий [Текст]: в 2 кн. / Г.И. Костюк. – Х.: Вид-во АИГУ, 2002. – Кн. 1.: Физические процессы плазменно-ионных, ионно-лучевых, плазменных, светолучевых и комбинированных технологий. – 596 с.
2. Костюк, Г.И. Физико-технические основы нанесения покрытий, ионной имплантации и ионного легирования, лазерной обработки и упрочнения, комбинированных технологий [Текст]: в 2 кн. / Г.И. Костюк. – Х.: Вид-во АИГУ, 2002. – Кн. 2.: Справочник для расчета основных физических и технологических параметров, оценки возможностей, выбора типа технологий и оборудования. –

482 с.

3. Белан, Н.В. Физические основы стойкости электродов плазменных ускорителей и технологических плазменных устройств [Текст]: учеб. для вузов / Н.В. Белан, Г.И. Костюк, Е.П. Мышелов – Х.: Минвуз СССР, 1986. – 207 с.

4. Раховский, В.И. Физические основы коммуникации электрического тока в вакууме [Текст] / В.И. Раховский. – М.: Наука, 1970. – 536 с.

5. Кесаев, И.Г. Катодные процессы электрической дуги [Текст] / И.Г. Касаев. – М.: Наука, 1968. – 244 с.

6. Наугольных, К.А. Электрические разряды в воде [Текст] / К.А. Наугольных, Н.А. Рей. - М.: Наука, 1971. – с.155

Рецензент: д-р техн. наук, проф. А.И. Долматов, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков

Поступила в редакцию 08.02.2013

Теоретична модель ерозії струмопровідного матеріалу в міжелектродному помежутке реактора при очищенні стічних вод від важких металів

Наведено модель ерозійних процесів у міжелектродному зазорі з окатишами в електродних плямах при подачі імпульсів напруги на електроди, де враховані поверхневі джерела тепла за рахунок дії частинок, тепло Ноттінгема, зворотного електронного струму, емісійного охолодження (катодна пляма). Для аноду розглянуто випадки позитивного і негативного анодного падіння, об'ємне джерело тепла за рахунок розтікання струму за рівнянням Лапласа, тепловідвід за рахунок зміщення фронту випаровування, тепловідвід теплопровідністю, теплообмін випромінюванням, випаровуванням, конвективний теплообмін, теплообмін, переміщення плями, джоулев нагрів, різні механізми викиду металу в рідкій фазі; розраховано коефіцієнти ерозії.

Ключові слова: катодна пляма, анодне падіння, коефіцієнти ерозії, емісійне охолодження.

A theoretical model of erosion of conductive material in the electrode pomezhtke reactor in wastewater treatment from heavy metals

The model of erosion processes in the electrode gap with pellets in the electrode patches when applying voltage pulses to the electrodes, which takes into account the surface heat source due to the action of the particles, the heat of Nottingham, reverse electron current emissirovannogo cooling (cathode spot). For the anode The cases of positive and negative anode fall, volume source of heat due to current spreading by the Laplace equation, heat sink due to the shift of the evaporation front, heat conductivity, heat transfer by radiation, evaporation, convection heat transfer, moving spots, Joule heating, different emission mechanisms in metal the liquid phase, the coefficients are calculated erosion.

Keywords: cathode spot, the anode fall, rates of erosion, emission cooling.