ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ РАЗМЕРНАЯ ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ

С.А. Баранов*,**

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МИКРО- И НАНОПРОВОДА В ОБЛАСТИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

^{*}Институт прикладной физики АН Республики Молдова, ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD–20028, Республика Молдова **Приднестровский государственный университет им. Т.Г.Шевченко, ул. 25 Октября, 128, г. Тирасполь, Республика Молдова, baranov@phys.asm.md

Введение

Современные технологии позволяют получать микро- и нанообъекты, в частности в виде микро- и нанопроводов (МНП). Изучение электродинамических свойств таких проводов (МНП) сложно из-за их микроскопических размеров. Поэтому возрастает роль бесконтактных методов исследования электродинамических свойств МНП, которые разработаны для области сверхвысоких частот (СВЧ).

Кроме того, применение микро- и нанопроводов для получения метаматериалов непосредственно связано, в частности, с практическими применениями этих материалов, которые обычно имеют уникальные высокочастотные свойства (см., например, [1–3]). С помощью микро- и нанопроводов изготовляются уникальные радиопоглощающие экраны (управляемые внешними полями). Возможно также создание материалов с отрицательной дисперсией [4, 5] и других устройств, работающих в данном диапазоне электромагнитного поля.

В работе исследуются теоретические подходы, позволяющие анализировать экспериментальные результаты. Отметим, что данные теоретические подходы развивались впервые в работе [6], результаты которой здесь обсуждаются. Получены и новые результаты, позволяющие анализировать эксперименты по изучению высокочастотных свойств нано- и микропроводов.

Определение импеданса провода в случае отсутствия частотной дисперсии магнитной проницаемости

В проводнике переменный ток, в отличие от постоянного, распределяется неравномерно по его сечению, а концентрируется по поверхности. Это явление называется скин-эффектом и влечет за собой изменение эффективного сопротивления и самоиндукции. Ниже приведем решение уравнений Максвелла для цилиндрических проводников, но начнем с простейшего анализа полуплоскости.

Будем исходить из уравнений для электромагнитного поля (уравнений Максвелла) в системе СГС:

$$rot \quad E = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} , \qquad (1)$$

$$rot \quad H = \frac{4\pi\sigma}{c}E + \frac{1}{c}\frac{\partial D}{\partial t},$$
(2)

где σ – удельная проводимость, µ – магнитная проницаемость (*с* – скорость света в пустоте).

Плотность тока смещения в проводниках мала по сравнению с плотностью токов проводимости, поэтому во втором уравнении, пренебрегая вторым членом, получим

$$\nabla^{2}E = \frac{4\pi\sigma\mu}{c^{2}}\frac{\partial E}{\partial t};$$

$$\nabla^{2}H = \frac{4\pi\sigma\mu}{c}\frac{\partial H}{\partial t}.$$
(3)

[©] Баранов С.А., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 4–11.

Для монохроматического поля частоты ω:

$$\nabla^2 E = 2ip^2 E,\tag{4}$$

где

$$p^2 = \frac{2\pi\mu\sigma\omega}{c^2}$$

В упрощенном случае, когда бесконечный однородный проводник занимает полупространство так, что его поверхность совпадает с плоскостью z = 0, электрическое поле, а следовательно, и ток направлены вдоль оси $X : (E_Y = E_Z = 0)$. Пусть E зависит от расстояния рассматриваемой точки проводника от его поверхности, но не зависит от X, Y.

В этом случае из (3) несложно получить уравнение

$$\nabla^2 E_x = \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = 2ip^2 E_x \tag{5}$$

общее решение которого:

$$E_x = Ae^{kz} + Be^{-kz}.$$

Для этого уравнения (ниже и для более сложных случаев) мы будем использовать комплексный вектор *k*, модуль которого будем обозначать *p*:

 $k = p\left(1+i\right) \,.$

Выберем только затухающее решение:

$$E_x = Be^{-pz}e^{i(\omega t - pz)} {.} {(6)}$$

Используя действительную часть данного решения, получим решение в привычном виде:

$$E_x = Be^{-pz}\cos(\omega t - pz). \tag{7}$$

Плотность тока выражается формулой

$$j_x = j_0 e^{-pz} \cos(\omega t - pz). \tag{8}$$

Следовательно, по мере проникновения в глубь проводника фаза электрического вектора изменяется линейно, а амплитуда убывает по экспоненциальному закону. При этом основную часть тока можно считать сосредоточенной в поверхностном слое, величина которого

$$\delta = 1/p$$
.

На этой глубине плотность тока уже в *e* раз меньше плотности тока у поверхности проводника. Введенные параметры (δ , *k*, *p*) можно использовать для анализа цилиндрических проводников, а выводы качественного поведения электромагнитного поля также полезны для анализа более сложного случая. Отметим, что для сравнения часто используют указанные параметры для немагнитных образцов (когда магнитная проницаемость $\mu = 1$), и в этом случае будем обозначать их – δ_0 , k_0 , p_0 .

В цилиндрическом проводнике, переменный ток также концентрируется на его поверхности тем сильнее, чем больше частота тока. Концентрация тока на поверхности влечет за собой изменение сопротивления и самоиндукции, а следовательно, эти изменения величины зависят от частоты тока. Если весь ток концентрируется в поверхностном слое цилиндрического провода, то сопротивление последнего должно приближаться к сопротивлению цилиндрической поверхности, обладающей стенками соответствующей толщины (порядка δ). По мере увеличения частоты толщина проводящего слоя уменьшается, поэтому сопротивление проводника должно увеличиваться. Так как анализ плоскости для нас интересен только в сравнении с цилиндрическим проводником, то перейдем к этому случаю.

Рассмотрим цилиндрический проводник радиуса $r_0 \equiv r_{xc}$. Введем цилиндрическую систему координат, ось которой совпадает с осью цилиндрического провода. За направление поля *E* примем направление по оси провода. Напряженность *E* равна проекции *E* на ось *z* по модулю, зависит только от координаты *r*. В этом случае уравнения типа (3)–(5) записываются в виде

$$\frac{d^2E}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dE}{dr} - 2ip^2E = 0.$$
 (9)

Существует только одно решение (с точностью до произвольного постоянного множителя) уравнения, которое остается конечным на оси провода: это решение носит название функции Бесселя нулевого порядка от аргумента $pr\sqrt{-2i}$:

$$E = const \ J_0 \Big(pr \sqrt{-2i} \Big). \tag{10}$$

Асимптотические выражения имеют вид, если

то

$$J_0\left(pr\sqrt{-2i}\right) \cong 1 + \frac{i(pr_0)^2}{2} - \frac{(pr_0)^4}{4} , \qquad (11)$$

и если

то

 $pr_0 >> 1$, или $r_0 >> \delta$,

$$J_0(pr\sqrt{-2i}) \cong A \frac{e^{pr_0 - i(pr_0 - \pi/8)}}{\sqrt{2\pi pr_0}}.$$
 (12)

Амплитуда действительной части плотности тока будет возрастать при удалении от оси тока пропорционально:

$$1+\frac{(pr)^4}{16}.$$

В случае больших частот и толстых проводов *pr*₀ >>1 можно использовать приближенное выражение:

$$E \sim \text{const} \quad \frac{e^{pr-i(pr-\pi/8)}}{\sqrt{r}} \quad .$$
 (13)

При достаточном удалении от провода это выражение можно экстраполировать в виде (чтобы сравнить этот результат с формулами (6) и (7))

$$E_{z} \sim Ae^{-p(r_{0}-r)}\cos\left(\omega t + \pi/8 - pr\right).$$
⁽¹⁴⁾

Асимптотическая формула для тока выразится

$$j \approx C e^{-p(r_0 - r)} \cos\left(\omega t + \pi/8 - pr\right) \qquad (15)$$

Как видно из формулы (15), плотность тока экспоненциально убывает по мере удаления от поверхности проводника в глубь проводника, то есть основная часть тока сосредоточивается в поверхностном слое, что полностью соответствует аналогичной формуле (8).

Для напряженности электрического поля в общем виде

$$E_z = \text{const } J_0(kr)e^{-i\omega t}$$
(16a)

(для удобства опять используется комплексный волновой вектор $k = (1 + i) p = (1 + i)/\delta$).

Для напряженности магнитного поля, используя уравнение Максвелла (формулы (1), (2)), получаем:

$$\frac{i\omega}{c}H_{\varphi} = rot_{\varphi}E = -\frac{\partial E_z}{\partial r}$$

Так как

$$J_0'(x) = -J_1(x),$$

то окончательно для напряженности магнитного поля

$$H_{\varphi} = -i \quad \text{const}\sqrt{\frac{4\pi\sigma \ i}{\omega}}J_1(kr)e^{-i\omega t}.$$
(16b)

Отметим, что одинаковый множитель const входит в электрическое и магнитное поле. На поверхности проводника можно считать, что

$$H = \frac{2I}{cr_0}$$

В принципе, можно выразить величину данной константы через электрический ток *I*. (Последнее эквивалентно так называемому граничному условию Леонтовича – Щукина и не всегда справедливо для малых частиц.)

Запишем результат для отношения электрического поля к магнитному, которое определяет погонное комплексное сопротивление провода (то есть комплексное сопротивление единицы длины провода):

$$Z = \left(\frac{k}{2\pi\sigma r_{0}}\right) \frac{J_{0}(kr_{0})}{J_{1}(kr_{0})} = R_{nos.}k \frac{J_{0}(kr_{0})}{J_{1}(kr_{0})} = R_{noronhoe}\left(\frac{kr_{0}}{2}\right) \frac{J_{0}(kr_{0})}{J_{1}(kr_{0})}$$
(17)

где введено понятие удельного поверхностного либо погонного сопротивления на постоянном токе:

$$R_{noe.} = \frac{1}{2\pi r_0 \sigma} ; \qquad R_{noronhoe} = \frac{1}{\pi r_0^2 \sigma}$$
(18)

Полученная формула (17), вообще говоря, не зависит от граничных условий и имеет достаточно общий характер для микро- и нанопроводов.

Формула (17) (см., например, [6–9]) очень популярна для экспериментальных анализов, но область ее применимости ограничена не учетом магнитного резонанса, который часто имеет место в ферромагнитных материалах. Ниже рассмотрим теорию с учетом ферромагнитного резонанса (ФМР).

Линеаризованные уравнения Ландау и Лившица для аморфного ферромагнетика

Ферромагнитные свойства вещества описываются уравнением Ландау - Лифшица:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma \left[M \times \hat{H} \right],\tag{19}$$

где: γ – гиромагнитное отношение, $\hat{H} = H_{o\delta M} + H_{ahu3} + H_{shewn}$; $H_{o\delta M} = \alpha \nabla^2 M$; H_{ahu3} – внутреннее поле, которое является полем анизотропии и которое в случае аморфного ферромагнетика пропорционально механическим напряжениям и магнитострикции H_{shewn} – внешнее магнитное поле.

Для линеаризации уравнения рассмотрим намагниченность системы в виде постоянной и маленькой переменной (зависящей от времени) части:

$$M = M_0 + m(t). \tag{20}$$

Будем пренебрегать членами второго порядка малости, считая, что внешнее поле

$$H_{\rm gheulh} = H_0 + h(t) \tag{21}$$

также состоит из постоянной и маленькой переменной (зависящей от времени) части.

Представим линеаризованный вариант уравнения (19) в декартовых координатах, полагая:

$$m(t) \approx m e^{-i\omega t}$$
, (22)

где введен двухкомпонентный вектор $-m(m_x, m_y)$.

Тогда уравнение (21) имеет вид

$$i\omega \quad m_x = -\gamma \quad \hat{H} \quad m_y - \gamma \quad M_0 h_y;$$

$$-i\omega \quad m_y = \gamma \quad \hat{H} \quad m_x + \gamma \quad M_0 \quad h_y.$$
(23)

Уравнения (14) можно диагонализировать, введя координаты с векторами:

$$a_{+} = x \pm i y \,. \tag{24}$$

Используя их свойства, получим для вектора намагниченности

$$M_{\pm} = \frac{\omega_M}{\omega_H \pm \omega} \,. \tag{25}$$

Здесь

$$\omega_M = \gamma \ M_0; \ \omega_H = \gamma \ \hat{H} . \tag{26}$$

Введем резонансную и нерезонансную магнитные проницаемости:

$$\mu_{\pm} \sim \frac{\omega_M}{\omega_H \pm \omega}.$$
(27)

Учет релаксационных явлений осуществим заменой ω на $\tilde{\omega} \rightarrow \omega - i\gamma$, где γ отвечает за ширину ферромагнитного резонанса.

Дисперсия цилиндрических волн в аморфном проводе

Начнем с преобразований уравнений Максвелла во вращающейся системе координат. Рассмотрим формулу

$$\nabla \times [\nabla \times H] = \nabla (\nabla \cdot H) - \nabla^2 H.$$

Первый член в правой части этой формулы в неподвижной системе равен нулю, однако во вращающейся системе его необходимо учитывать.

Запишем уравнение Максвелла во вращающейся системе координат:

$$B_{-} = i\mu_{0} \frac{\delta_{0}^{2}}{4} \left(\nabla^{-}\nabla^{-}H_{+} - \nabla^{+}\nabla^{-}H_{-} \right);$$

$$B_{+} = i\mu_{0} \frac{\delta_{0}^{2}}{4} \left(\nabla^{+}\nabla^{+}H_{-} - \nabla^{+}\nabla^{-}H_{+} \right) .$$
(28)

Общее решение уравнений представим в виде ряда по собственным функциям оператора ∇^2 в цилиндрической системе координат (выбираем лишь функции, которые не расходятся, при $r \to 0$). Такие функции имеют вид

$$f_n(kr) = e^{in\varphi} J_n(kr) , \qquad (29)$$

k – константа распространения.

Существует предельный случай перехода к формулам (16а, b), когда:

$$E \sim J_0(k_0 r);$$

 $H \sim J_1(k_0 r)$. (30)

Представим набла оператор в виде

$$\nabla^{\pm} = \frac{\partial}{\partial x} \pm i \frac{\partial}{\partial y} \,.$$

Данный оператор в сферической системе координат

$$\nabla^{\pm} = \frac{\partial}{\partial r} e^{\pm i\varphi} \pm \frac{i}{r} e^{\pm i\varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

Тогда, пользуясь соотношениями для функций Бесселя: $\rho J'_n(\rho) = -n J_n(\rho) + \rho J_{n-1}(\rho)$,

$$\rho \quad J'_n(\rho) = n \quad J_n(\rho) - \rho \quad J_{n+1}(\rho),$$

получаем

$$\nabla^{\pm} f_n(kr) = \pm n f_{n\pm 1}(kr).$$
(31)

Введенные набла операторы являются аналогами операторов рождения и уничтожения.

Пользуясь свойствами функций (их ортогональностью), представим разложение H, B в ряд по собственным функциям, где значение параметра волнового вектора K еще не определено (он здесь представлен, как неопределенный параметр задачи), а n изменяется от 1 до бесконечности.

$$H_{\pm} = \sum_{n} H_{n}^{\pm} f_{n\pm 1}(kr); \quad B_{\pm} = \sum_{n} B_{n}^{\pm} f_{n\pm 1}(kr)$$

Для амплитуды разложения получим (введя пока еще не определенный безразмерный волновой вектор *K*)

$$B_{n\pm} = iK^{2} \left(H_{n}^{+} + H_{n}^{-} \right); \quad B_{n\pm} = \mu_{\pm} \cdot H_{n}^{\pm}; \quad K^{2} = \mu_{0} \delta_{0}^{2} \frac{k^{2}}{4}.$$
(32)

Для однородной системы имеет место нетривиальное решение лишь в случае, если определитель системы равен нулю. Получаем уравнение на определение параметра K:

$$\begin{vmatrix} iK^{2} + \mu_{+} & iK^{2} \\ iK^{2} & iK^{2} + \mu_{-} \end{vmatrix} = 0.$$
(33)

Отсюда:

$$\mu_{-}\mu_{+} + iK^{2}(\mu_{+} + \mu_{-}) = 0 .$$
(34)

Уравнение дисперсии относительно параметра K, если его расшифровать, представляет собой бикубическое уравнение. Следовательно, оно описывает три вида дисперсии. Это дисперсия основных, спиновых и поверхностных волн (спиновые и поверхностные волны ниже обсуждаться не будут).

Если характерные размеры объекта меньше длины волны, то (соответственно условию Леонтовича - Щукина) можно ввести понятие импеданса $Z(\omega)$, который характеризует соотношение между модами E и H, на границе проводника в виде

$$E_{\omega} = Z(\omega) \cdot H_{\omega}. \tag{35}$$

Для нахождения $Z(\omega)$ пишутся известные граничные условия, которые в нашем случае выражаются в виде условий непрерывности H_{φ} и E_z на границе проводника (необходимо перейти в цилиндрическую систему координат). Из-за громоздкости этих соотношений, приводить их здесь не будем.

Так как каждая из *n*-мод в линейном приближении независима, то:

$$Z = \sum_{n} Z_{n} \,. \tag{36}$$

Для каждой волны

$$K_{j}$$
 (j=1,2,3); $E_{n} = \sum_{j} A_{j}b_{j}$; $Z_{n}H_{n} = \sum_{j} B_{j}b_{j}$.

Отметим, что E_n и H_n связаны уравнением Максвелла и внешнее поле $E_n = H_n$. Для полноты задачи необходимо задать вектор $B_{n,r}$ (или $M_{n,r}$) на границе, учитывая поверхностный магнетизм: $\frac{\partial M_r^{\pm}}{\partial r} - K'M_r^{\pm} = 0$; $K' = \frac{K_s}{A}$, K_s – анизотропия поверхностного магнетизма (A – обменное взаимодействие).

систвие).

Получим решение для
$$Z_n$$
:

$$Z_n = \frac{\Delta_1}{\Delta},$$

где

$$\Delta = \begin{vmatrix} H_n & B_j & . & . \\ 0 & A_j & . & . \\ 0 & X_j & . & . \\ 0 & Y_j & . & . \end{vmatrix} \quad \Delta_1 = \begin{vmatrix} H_n & 0 & 0 & 0 \\ A_j & B_j & . & . \\ . & X_j & . & . \\ . & Y_j & . & . \end{vmatrix}$$

Поэтому

$$Z_{n} = \frac{\begin{vmatrix} B_{j} & . & . \\ X_{j} & . & . \\ Y_{j} & . & . \\ \hline A_{j} & . & . \\ X_{j} & . & . \\ Y_{j} & . & . \end{vmatrix}$$

Коэффициенты А, В... Х, У имеют вид:

$$\begin{split} A_{jn} &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\mu_{-j}} J_{n-1} \left(k_{j} r \right) - \frac{1}{\mu_{+j}} J_{n+1} \left(k_{j} r \right) \right]; \\ B_{jn} &= \rho \frac{k_{j}}{\mu_{j} \phi \phi_{j} J_{n}} \left(k_{j} r \right); \\ X_{j}^{n} &= \left(\frac{1}{\mu_{0}} - \frac{1}{\mu_{-j}} \right) C_{jn}; \\ Y_{j}^{n} &= \left(\frac{1}{\mu_{0}} - \frac{1}{\mu_{+j}} \right) C_{jn}; \\ C_{jn} &= k_{j} J_{n-1}' \left(k_{j} r \right) - K' J_{n-1} \left(k_{j} r \right). \end{split}$$

Если пренебречь всеми модами *j*, кроме основного однородного резонанса, то

$$Z_n \sim \rho \quad k_4 \frac{J_{n-1}(k_4 r)}{J_n(k_4 r)}.$$

В случае, когда скин-слой много меньше радиуса, можно получить известную формулу для плоскости, когда:

где

$$Z \sim \rho k;$$

$$k \approx \mu^{\frac{1}{2}}.$$

Именно в этом приближении производились основные исследования ФМР в стандартных радиоспектроскопах.

Влияние на резонанс спиновых и поверхностных волн рассмотрим в другом сообщении. Выводы

1. Рассмотрена теория скин-эффекта на примере ферромагнитного материала при учете ферромагнитного резонанса в случае цилиндрических образцов.

2. Получена теоретическая зависимость волнового сопротивления микро- и нанопровода от его магнитной проницаемости, частоты электромагнитного поля, проводимости и радиуса провода.

3. Полученный результат позволяет анализировать эксперименты по изучению высокочастотных свойств ферромагнитных микро- и нанопроводов, что представляет очень важную проблему в свете изучения магнитных свойств метаматериалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов С.А., Зотов С.К., Ларин В.С., Торкунов А.В. Особенности естественного ферромагнитного резонанса в аморфном микропроводе // ФММ. 1991. Т.69. В. 12. С. 172–173.

2. Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К. и др. Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводах // ФММ. 1989. Т.67. В. 1. С. 73–78.

3. *Баранов С.А., Стоянов С.С.*, Исследование микропровода методом ферромагнитного резонанса // Электронная обработка материалов. 2006. № 3. С.191–195.

4. *Baranov S. A., Colpacovithi I., Kleimenov V., Bugakov V., Usenco V.* Composite on the basis of microwire with negative value of permeability in microwave range of frequencies // Moldavian Journal of the Physical Sciences. 2003. V.2. No 2. P. 174–176.

5. *Баранов С.А., Усенко В.П.* Композит из микропровода с отрицательной рефракцией // Электронная обработка материалов. 2003. № 5. С. 89–90.

6. *Kraus L.* Theory of ferromagnetic resonances in thin wires // Czechoslovak journal of physics. 1982. V. B 32. P.1264–1282.

7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1957. С. 253.

8. Zuberek R., Szymezak H., Gutowski M., Zhukov A., Zhukova V., Usov N.A., Garcia K., Vazquez M. // JMMM. 2007. V. **316**. P. 890–894.

9. *Reynet O., Adenot A.-L., Deprot S., Acher O.* Effect of the magnetic properties of the inclusions on the high-frequency dielectric response // Phys. Rev. 2002. V. **B 66**, 094412–094420.

Поступила 03.08.09

Summary

The theory of skin-effect on an example of an amorphous ferromagnetic material is presented at the account of a ferromagnetic resonance. Theoretical dependence of impedance of a microwire is received from its magnetic permeability. The received result allows analyzing experiments on studying high-frequency properties of an amorphous microwire.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТИ

С.С. Белевский, С.П. Ющенко, А.И. Дикусар

ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ Со-W ПОКРЫТИЙ ИЗ ЦИТРАТНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ В КОНТРОЛИ-РУЕМЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ. 1. ЭЛЕКТРООСАЖДЕНИЕ Со

Институт прикладной физики АН Молдовы, ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, <u>dikusar@phys.asm.md</u>

Электролитические покрытия, обладающие такими функциональными свойствами, как высокая коррозионная стойкость в агрессивных средах и при повышенных температурах, твердость, износостойкость и др., нашли широкое применение в различных отраслях промышленности. В наибольшей степени необходимому комплексу требований, о которых сказано выше, удовлетворяют покрытия из электролитического хрома. Однако технологические условия их получения из растворов, содержащих шестивалентный хром, относятся к категории экологически вредных, следствием чего является, в частности, ряд директив Европейской комиссии об ограничении применения этой технологии в промышленности [1, 2].

Как показано в [3], электролитические покрытия из Co-W сплавов, получаемые из цитратных растворов, близких к нейтральным, – одни из наиболее вероятных кандидатов, позволяющих заменить хромовые покрытия. Необходимым условием этого является исследование различных функциональных свойств таких покрытий, а также детальное изучение оптимальных условий их получения. Как показано в [4], уникальные коррозионные и механические свойства указанных покрытий объясняются тем фактом, что они относятся к нанокристаллическим (характерный размер кристаллических блоков находится в диапазоне нескольких нанометров). Неоднократно отмечалось, что функциональные свойства этих покрытий в сильной степени зависят от состава сплава и, прежде всего, от содержания вольфрама в них [3–7].

Известно, что кобальт-вольфрамовые покрытия, получаемые из цитратных растворов, – это покрытия, электроосаждение которых происходит в результате т.н. индуцированного соосаждения. Общие свойства этих процессов наблюдаются для осаждения различных металлов группы железа с молибденом, вольфрамом и рением [8–10]. Характерной их особенностью является то, что состав таких покрытий, а следовательно, и их свойства зависят от гидродинамических условий осаждения. Применительно к кобальт-вольфрамовым покрытиям, получаемым из цитратных растворов, это было продемонстрировано, в частности, в [7]. Однако результаты [7] лишь качественно свидетельствуют о роли гидродинамических условий при получении кобальт-вольфрамовых покрытий индуцированным соосаждением, поскольку использованные в этой работе гидродинамические условия не были, строго говоря, контролируемыми.

Серия работ, первой из которой является настоящая, посвящена экспериментальному исследованию процессов электроосаждения в контролируемых гидродинамических условиях и использованию вращающегося цилиндрического электрода (ВЦЭ), а также т. н. ячейки Хулла с ВЦЭ [10–13]. Наша цель – не только разработка основ механизма индуцированного получения кобальтвольфрамовых сплавов, но и исследование влияния гидродинамических условий осаждения на технологические характеристики покрытий, такие, например, как микро- и макрораспределение скоростей осаждения, а также состав и функциональные свойства получаемых поверхностей.

В этой статье изучается роль гидродинамических условий в процессе электроосаждения кобальта из цитратного раствора как основного процесса, следствием которого является осаждение сплава, потому что вольфрам из водных растворов (без осаждения кобальта или других металлов группы железа) не осаждается [8, 9, 14].

[©] Белевский С.С., Ющенко С.П., Дикусар А.И., Электронная обработка материалов, 2009, С. 12-21.

Методика исследования

Состав электролита и его особенности. В работах [4–7, 15] использовался электролит для осаждения кобальт-вольфрамовых сплавов следующего состава (моль/л): Na₂WO₄ – 0,2; CoSO₄ – 0,2; C₆H₈O₇ (лимонная кислота) – 0,04; Na₃C₆H₅O₇ (цитрат натрия) – 0,25; H₃BO₃ – 0,65 (pH=6,6). Температура осаждения – 60° C. Именно эти условия будут соблюдаться в серии наших работ. Однако с учетом цели настоящей работы использовался электролит состава, приведенного выше, но без вольфрамата натрия. При этом pH изменяли в пределах от 4 до 7. В некоторых случаях для сравнения применяли водный раствор CoSO₄ той же концентрации, что и в электролите, но без цитрата, лимонной и борной кислот.

Электролит, содержащий цитрат кобальта и борную кислоту, исследовали на содержание в нем Co(II) потенциометрическим титрованием раствором красной кровяной соли с вольфрамовым электродом [16]. Метод основан на окислении аммиачного комплекса Co (II) раствором Fe(III). Определение осуществляли в интервале значений рН от 4 до 7. Это было связано с тем обстоятельством, что исходный раствор цитратного комплекса кобальта с борной кислотой имел pH 4,95, а после добавления к нему вольфрамата натрия в концентрации, соответствующей концентрации в электролите – 6,8. Изменяли рН как добавлением раствора аммиака, так и NaOH. Как будет показано ниже, существенных изменений в определяемые значения концентраций Co (II) способ доведения раствора до определенного значения pH не вносил.

И водный раствор сульфата кобальта, и цитратные растворы при различных значениях pH исследовали измерением спектров поглощения в видимой области с помощью спектрофотометра СФ46. *При электрохимических измерениях* использовали ВЦЭ из стали Ст3, форма которого приведена на рис.1. Высота рабочей поверхности ВЦЭ h = 15 мм при радиусе r, равном 5 мм. Общая видимая площадь ВЦЭ – 4,7 см². Остальная часть поверхности была изолирована. Диаметр изоляции a в верхней и нижней частях составлял 22 мм. Высота изоляции l = 25 мм.



Рис. 1. Схема ВЦЭ (Пояснения в тексте)

Непосредственно перед электроосаждением поверхность покрывалась слоем никеля из электролита, включающего хлорид никеля (шестиводный) концентрацией 240 г/л и соляную кислоту концентрацией 80 г/л. Электроосаждение проводили в течение 1 мин при плотности тока 30 мА/ см². Именно такая методика получения кобальт-вольфрамовых покрытий на стали (с нанесением подслоя никеля) использовалась ранее [4–7]. Она же применялась в серии экспериментов, представленных в настоящей работе при электросаждении кобальта. Температура осаждения во всех экспериментах, описанных ниже, кроме специально оговоренных случаев, была равна 60°С. Скорости вращения ВЦЭ изменялись от 0,3 до 165 об/мин. Как будет показано ниже, изменение скоростей вращения от 0,3 до 11 об/мин практически не сказывалось на электрохимических характеристиках осаждения, а при более высоких их значениях наблюдалось влияние, например, на потенциал осаждения при фиксированном токе или плотность тока при фиксированном потенциале. Очевидно, что причина заключалась в достижении определенных чисел Рейнольдса для ВЦЭ. Из-

вестно, что турбулентный режим на ВЦЭ достигается при $\text{Re} = \frac{\omega r^2}{v} = -200 (v - частота вращения ци-$

линдра, сек⁻¹; *г* – радиус ВЦЭ; v – кинематическая вязкость, см²/сек) [11, 17].

С целью расчета критерия Рейнольдса определяли кинематическую вязкость исследуемого электролита при 60°С, которая оказалась равной $0,72 \cdot 10^{-2}$ см²/сек для электролита с вольфраматом натрия и $0,63 \cdot 10^{-2}$ см²/сек для электролита без вольфрамата натрия. Это означает, что переход к турбулентному режиму течения, для которого характерны: равнодоступность поверхности электрода вдоль его поверхности при диффузионном режиме, а также известны расчетные соотношения для определения толщин гидродинамического пограничного слоя и предельных диффузионных токов [11, 17] будет наблюдаться при скоростях вращения цилиндрического электрода, равных 45-50 об/мин.

При использовании ВЦЭ регистрировали потенциодинамические поляризационные кривые при различных скоростях вращения, которые снимали при скоростях наложения потенциала от 1 до 100 мВ/с. Это делали при изменении потенциала от стационарного до –(1,4–1,5) В. Во всех измерениях электродом сравнения служил насыщенный хлорсеребряный электрод, измеренные (или заданные) значения которого пересчитаны на водородную шкалу. Все нижепредставленные значения соответствуют потенциалам относительно водородного электрода. Наряду с потенциодинамическими фиксировали также зависимости плотности тока от времени при фиксированном потенциале, в том числе с использованием электролита без вольфрамата с различными значениями pH.

Анодом являлась графитовая пластина 60х40 мм толщиной 10 мм. Было два варианта измерений: с разделенными и неразделенными анодным и катодным пространствами. В первом случае анод помещали в отдельной ячейке, соединенной с катодом солевым мостиком, заполненным 20% раствором сульфата натрия.

Первоначально с целью определения области потенциалов, в которых происходит осаждение, фиксировали потенциодинамические поляризационные кривые при температуре 20°С и скорости наложения 100 мВ/сек в неперемешиваемом растворе, используя три электролита: электролит, содержащий только вольфрамат натрия (электролит I); электролит, содержащий только сульфат кобальта (электролит II); электролит, содержащий и вольфрамат, и сульфат кобальта (электролит III). Все остальные компоненты электролита и их концентрации оставались постоянными (они приведены выше). Соответствующие поляризационные кривые представлены на рис. 2.

Основной электролит, исследуемый в настоящей работе, – электролит II. В более поздних сообщениях будут приведены исследования состава и свойств электролитических покрытий, полученных из электролита III.



Рис. 2. Вольтамперограммы, полученные в электролитах I (1), II (2), III (3) для ВЦЭ при скорости вращения 0 об/мин и температуре 20°С. Скорость изменения потенциала 100 мВ/сек

Видно, что в электролите, содержащем сульфат кобальта в цитратном растворе, в области потенциалов -(0,9–1,3) В наблюдаются токи восстановления, отсутствующие в растворе, содержащем только вольфрамат. Плотности тока в этой области потенциалов значительно возрастают в электролите III. Иными словами, результаты, представленные на рис. 2, наглядно демонстрируют эффект индуцированного восстановления, который наблюдается в этом растворе в интервале потенциалов -0,9 В и выше. В этой же области потенциалов определяли выход по току электроосаждения кобальта, который фиксировали по увеличению в весе образцов после пропускания определенного количества электричества. Величину прошедшего заряда измеряли на основании интегрирования кривых ток – время при потенциостатическом включении. Поскольку использовали растворы с различными значениями рH, а осаждение проводили при различных скоростях вращения, для которых величины плотностей тока существенно различались, как и величины приращения в весе также различались (в том числе и вследствие различных значений выхода по току), находившиеся в интервале от 10 до 60 мг.

Морфологию получаемой поверхности проводили с помощью сканирующей электронной микроскопии (электронный микроскоп TESCAN VEGA).

Результаты и их обсуждение

Состояние кобальта в растворе. Как следует, например, из [18] (см. также [19]), в зависимости от концентрации кобальта и цитрата в растворе (а также их соотношений) возможны различные формы цитратных комплексов кобальта (наряду с существованием гидратированного Co(II)). Соотношение различных форм кобальта существенно меняется при изменении рН. В кислых растворах максимальна концентрация гидратированного иона кобальта, а в растворах, близких к нейтральным, – [CoCit] [18].

Возможность существования различных комплексов кобальта в исследуемом электролите подтверждается результатами потенциометрического титрования (рис. 3). Видно, что концентрация кобальта, определенная с помощью использованного метода потенциометрического титрования [16], соответствует аналитической концентрации только до значений pH, равных приблизительно 5,5. При увеличении pH до 7 измеряемая концентрация уменьшается в несколько раз. Существенно подчеркнуть, что изменение определяемой концентрации кобальта с увеличением pH не зависит от того, за счет добавления какого раствора это изменение достигается – аммиака или NaOH (рис. 3).





Рис. 3. Зависимость концентрации кобальта (II) в цитратном растворе от pH, полученная потенциометрическим титрованием, при аналитической концентрации его в растворе 0,2 моль/л

Рис. 4. Спектры поглощения водных растворов сульфата кобальта (1), $CoSO_4$ + лимонная кислота + цитрат натрия при pH ~ 4 (2), то же при pH ~ 7 (3)

Это важно отметить, поскольку метод потенциометрического определения кобальта [16] основан на окислении его аммиачного комплекса раствором красной кровяной соли.

Возможность образования при различных значениях pH различных форм комплексных соединений кобальта подтверждается результатами исследования спектров поглощения растворов (рис. 4, толщина использованных кювет – 0,1 см). На рис. 4 представлены спектры поглощения водных растворов чистого сульфата кобальта, а также спектры в присутствии смеси лимоннокислого натрия и лимонной кислоты при различных pH. Видно, что при добавлении смеси комплексообразователей при pH–4 характер спектра (кривая 2) практически не меняется. Пик поглощения, наблюдаемый в области 510–530 нм для сульфата кобальта (кривая 1), смещается в длинноволновую область на 10 нм, а интенсивность поглощения растет. Такое поведение может указывать на образование низкомолекулярного димерного комплекса с цитрат-ионом, описанного, в частности, в [20].

При увеличении pH до 7 интенсивность окрашивания раствора растет, а цвет изменяется от красно-фиолетового до сиренево-синего. Эти изменения наглядно проявляются в резком изменении характера спектра поглощения (кривая 3). Пик при 520 нм меняет форму и еще больше смещается в длинноволновую область, а интенсивность поглощения возрастает. В области 680–780 нм появляется

широкий пик средней интенсивности. Подобные уширенные пики, как правило, свидетельствуют об образовании в растворе многоядерных полимерных соединений, аналогичных описанным в [21, 22].

Таким образом, кажется очевидным, что в исследуемом растворе кобальт может существовать в различных формах при изменении pH, причем эти формы не ограничиваются только низкомолекулярными комплексами, как это предполагалось, в частности, на основании данных, приведенных в [18, 19]. Возможность существования полимерных комплексов кобальта, о чем свидетельствует пик поглощения в области 680–780 нм, была качественно показана нами экспериментами по разделению компонентов раствора с помощью гель-фильтрации. Результаты этих экспериментов будут представлены в отдельном сообщении.

В [7] показано, что в цитратном электролите при наличии вольфрамата натрия спектр поглощения аналогичен, представленному на рис. 4 (кривая 3). С учетом того, что при добавлении вольфрамата в концентрации, соответствующей его содержанию при получении кобальт-вольфрамовых покрытий, pH изменяется до 6,8–7, образование полимерных комплексов может наблюдаться и при использовании цитратных электролитов, применяемых для получения таких покрытий.

Электроосаждение при низких плотностях тока (потенциалах). Осцилляторный процесс осаждения-пассивации. Процесс электроосаждения в этой области потенциалов сильно различался в зависимости от того, осуществлялся он в условиях неразделенного анодного и катодного пространств (рис. 5) или разделенного (рис. 6). Кроме того, наблюдаемый при этом осцилляторный процесс имел место только в случае относительно низких скоростей изменения потенциала (в частности, при 1 мВ/сек). При высоких, например 100 мВ/сек, он не наблюдался. Несмотря на то что электроосаждение в этой области потенциалов, как правило, не осуществляется, изучение процессов, протекающих при этом, важно, поскольку от скоростей реакций в этой области зависит макрораспределение толщин электроосажденных слоев, то есть рассеивающая способность электролитов.





Рис. 5. Вольтамперограмма, полученная в электролите II на ВЦЭ, вращающемся со скоростью 45 об/мин, при развертке 1 мВ/сек в ячейке с неразделенными электродными пространствами

Рис. 6. Вольтамперограммы, полученные в электролите II на ВЦЭ, вращающемся со скоростью 11 об/мин при развертке 1 мВ/сек в ячейках с разделенными (1) и неразделенными (2) электродными пространствами. На врезке показан фрагмент вольтамперограммы при потенциалах, близких к стационарному

Из кривых, приведенных на рис. 5 и 6, видно, что при сдвиге потенциала от стационарного его значения в катодном направлении периодически возникают резкие всплески анодного тока, наблюдающиеся при различных скоростях вращения ВЦЭ. Частота таких осцилляций увеличивается с ростом катодного потенциала, а их амплитуда падает (рис. 6). Поскольку при разделенных анодном и катодном пространствах этот эффект пропадает, можно предположить, что он обусловлен катодным восстановлением растворенного кислорода, концентрация которого резко возрастает в условиях анодного его генерирования. Известно же, что конечным продуктом восстановления растворенного кислорода являются ОН⁻-ионы:

$$O_2 + 2H_2O + 4e = 4OH^-$$
. (1)

Резкое подщелачивание раствора может приводить к анодному растворению осаждающегося кобальта (или никеля, являющегося подложкой при осаждении кобальта) согласно реакциям:

$$Co + 2OH^{-} = Co(OH)_2 + 2e, \qquad (2)$$

$$Ni + 2OH^{-} = Ni(OH)_{2} + 2e.$$
(3)

Нормальные равновесные окислительно-восстановительные потенциалы для реакций (2) и (3) равны соответственно – 0,73 и – 0,72 В [23], а с учетом подщелачивания вследствие протекания реакции (1) равновесный потенциал может смещаться в сторону еще больших катодных потенциалов. Однако растворение (в области катодных потенциалов) кобальта (или никелевой подложки) по реакциям (2) и (3) приводит к образованию на поверхности пассивного слоя гидроокиси кобальта (никеляя), препятствующего дальнейшему растворению.

При дальнейшем сдвиге потенциала в катодную область на этом слое будет вновь наблюдаться восстановление кислорода, и процесс повторится. При потенциалах, превышающих -0,8 В, наряду с восстановлением кислорода будет происходить восстановление Co(II), что приведет к уменьшению амплитуды анодных осцилляций и повышению их частоты, вплоть до практически полного прекращения осцилляторного процесса (см. рис. 6) .Очевидно, что протекание этих процессов должно приводить к снижению выхода по току электроосаждения. Действительно, при потенциале -1,0 В выход по току при скорости вращения 85 об/мин составил всего 38% при неразделенных анодном и катодном пространствах и pH электролита, равном 7.

Очевидно, что в этих условиях наряду с электроосаждением кобальта идет процесс его коррозии с кислородной деполяризацией.

Выход по току при pH электролита, равном 7 (при этом же потенциале, но с разделенными анодным и катодном пространствами), оказался еще ниже (24%), причем он не изменялся при изменении скорости вращения ВЦЭ от 11 до 165 об/мин. В этом нет ничего удивительного, поскольку в регистрируемом катодном токе при этом потенциале при неразделенных анодном и катодном пространствах велика доля анодной составляющей (рис. 5, 6).

Таким образом, электроосаждение кобальта из цитратного раствора при низких плотностях тока сопровождается коррозией электроосажденного слоя с кислородной деполяризацией, следствием чего является существенное снижение выхода по току электроосаждения. Очевидно, что выход по току должен расти при смещении потенциала в катодную область (повышении плотности тока), поскольку роль коррозионных процессов будет снижаться.

Влияние гидродинамики и pH электролита на скорость осаждения кобальта.На рис. 7 приведены зависимости ток-время для ВЦЭ при скорости вращения 165 об/мин (Re = 685) для исследуемого цитратного электролита при pH =4 и pH = 7 при разделенных анодном и катодном пространствах в потенциостатических условиях (потенциал равен -1,0 В).

Имеются как минимум три особенности полученных зависимостей. Первая заключается в том, что стационарное значение тока наблюдается после пропускания довольно значительного количества электричества. Например, для электролита с pH = 4 после пропускания около 5 Кл/см², что при выходе по току 70% соответствует толщине слоя порядка 1 мкм (рис. 7). Вторая состоит в существенном влиянии pH на скорость осаждения. При равных скоростях вращения и фиксированном потенциале плотность тока в электролите с pH = 4 возрастает более чем в 2 раза при одной и той же концентрации кобальта в растворе. И, наконец, третья заключается в наличии неупорядоченных осцилляций тока, что подтверждает, с одной стороны, турбулентный характер течения на ВЦЭ при использованных числах Re, а с другой – свидетельствует о наличии концентрационных ограничений скорости осаждения. Как показано, например, в [24], именно наличие неупорядоченных осцилляций тока при турбулентном режиме течения является качественной характеристикой диффузионных ограничений скорости электрохимического процесса.



Рис. 7. Зависимость тока электроосаждения кобальта из электролита II при pH=7 (1) и pH=4,4 (2) от времени в потенциостатических условиях (E=-1,0 В) на ВЦЭ, вращающемся со скоростью 165 об/мин (Re=685) в ячейке с разделенными анодным и катодным пространствами

Влияние скорости вращения на плотность тока осаждения наглядно демонстрируют результаты, представленные на рис. 8. На рисунке показано, насколько возрастает ток при увеличении скорости вращения ВЦЭ. При этом видно, что до скорости вращения, равной 11 об/мин (то есть до Re~50), скорость перемешивания не влияет на величину тока (плотности тока).



Рис. 8. Зависимость тока электроосаждения кобальта от времени в потенциостатических условиях (E=-1,0 B) из электролита II с pH=4,4 для ВЦЭ, вращающегося при различных скоростях в ячейке с разделенными анодным и катодным пространствами

Необходимо также обратить внимание на одну особенность наблюдаемых зависимостей. После потенциостатического включения ток резкое падает и только после пропускания около 5 Кл/см² количества электричества (см. также рис. 7) достигается стационарное значение тока. Полученные результаты позволяют предположить, что концентрационные ограничения скорости осаждения – не единственная причина ограничения скорости процесса. Практически сразу после включения тока (потенциала) возникает значительный барьер для его протекания, а установление стационарного, диффузионно ограниченного тока достигается только после образования достаточно толстого слоя покрытия.

Зависимость стационарная плотность тока-потенциал в этой области потенциалов является линейной в координатах i - E (рис. 9). Иными словами, наиболее вероятной причиной ограничений может быть образование в начальный момент осаждения пленки, перенос заряда через которую имеет омическую природу.



Рис. 9. Зависимости стационарного значения плотности тока электроосаждения и выхода по току от потенциала ВЦЭ, вращающегося со скоростью 165 об/мин в электролите II с pH=4,4 в ячейке с разделенными катодным и анодным простаранствами

В этой области потенциалов выход по току возрастает с ростом плотности тока (потенциала) и достигает более чем 70%, что существенно выше, чем при осаждении в нейтральной среде. Таким образом, снижение pH до pH~4 приводит не только к росту плотности тока осаждения, но и росту выхода по току (рис. 9). Рациональное объяснение этому факту заключается в том, что повышение плотности тока приводит к уменьшению вклада коррозионных процессов.

Данные, приведенные на рис. 7–9, относятся к экспериментам с разделенными анодным и катодным пространствами. Однако влияние скорости перемешивания на плотность тока осаждения имеет место и при использовании неразделенных электродных пространств (рис. 10). Следует только отметить, что для наглядности на рис. 10 удалены анодные оцилляции, природа возникновения которых обсуждалась выше.



Рис. 10. Вольтамперограммы, полученные из электролита II с pH 6,7 при скорости изменения потенциала 1 мВ/сек в ячейке с неразделенными анодным и катодным пространствами при скоростях вращения ВЦЭ (об/мин): 11 (1), 45 (2), 85 (3), 165 (4)

Морфология электроосажденных поверхностей. Выше отмечалось, что изменение pH раствора приводит к кардинальным изменениям состава образующихся цитратных комплексов кобальта, что в свою очередь меняет скорость осаждения. В кислых растворах скорость осаждения (и плотность тока, и выход по току) существенно выше, чем в нейтральных, при одной и той же аналитической концентрации кобальта. Более низкая скорость осаждения в нейтральной среде приводит к образованию более компактных покрытий (рис. 11). В кислой среде покрытия более "рыхлые" (рис. 12). В тоже время степень "компактности" растет с увеличением катодного потенциала (рис. 11, 12).



Рис. 11. Микрофотографии поверхностей ВЦЭ, полученных с использованием сканирующей электронной микроскопии после электроосаждения из электролита II с pH=7 в ячейке с неразделенными анодным и катодным пространствами при скорости вращения 85 об/мин и потенциалах (B): -0,95 (a), -1,0 (б), -1,05 (в)





Рис. 12. Микрофотографии поверхностей ВЦЭ, полученных с использованием сканирующей электронной микроскопии после электроосаждения из электролита II с pH 4,4 в ячейке с разделенными анодным и катодным пространствами при скорости вращения 165 об/мин и потенциалах (B): -1,0 (a); -1,1 (б)

Заключение

Результаты описанных экспериментов показывают, что состав цитратных комплексов кобальта в электролите для электрохимического осаждения кобальт-вольфрамовых покрытий в сильной степени зависит от рН. В нейтральной среде возможно образование полимерных комплексов в отличие от кислых растворов.

Изменение состава комплексов приводит к различным скоростям осаждения в контролируемых гидродинамических условиях. В кислых растворах скорость осаждения (причем и плотность тока, и выход по току) значительно превышает наблюдаемую в нейтральных при одинаковой скорости вращения ВЦЭ и том же потенциале. Показано, что снижение выхода по току при низких плотностях тока обусловлено коррозией при кислородной деполяризации, вследствие чего в системах с неразделенными анодным и катодным пространствами анодное выделение кислорода может влиять на катодный процесс. Обнаружен осцилляторный процесс при потенциалах, близких к стационарному, и предложен его механизм.

Показано, что влияние гидродинамических условий (увеличение плотности тока осаждения с ростом скорости вращения ВЦЭ) наблюдается только при относительно высоких числах Re (Re ≥ 200) и имеет место при достаточно больших толщинах электроосажденного слоя.

Наличие линейной зависимости между плотностью тока и потенциалом электроосаждения позволяет предположить возможность образования пленки в начальный период осаждения.

Финансирование работы осуществлялось в рамках государственных программ Республики Молдова "Электрофизикохимические поверхностные процессы микро- и нанометрического масштаба" и "Многослойные наноструктурированные материалы, получаемые электрохимически: изучение трибологических, коррозионных и магнитных свойств".

ЛИТЕРАТУРА

1. Directive 2000/53/EC of the European Parliament and of the Council of 18 September 2000 on end-of life vehicle // Official Journal of the European Communities 2000 L 269. P. 34–42.

2. Directive 2002/95/EC of the European Parliament and of the Council of 27 January 2003 on the restriction of the use of certain hazardous substances in electrical and electronic equipment // Official Journal of the European Union 2003 L 37. P. 19–23.

3. Weston D. P., Shipway P. H., Harris S. J., Cheng M. K. Friction and Sliding Wear Behaviour of Electrodeposited Cobalt and Cobalt–Tungsten Alloy Coatings for Replacement of Electrodeposited Chromium // Wear. 2009. V. 267. P. 934–943.

4. *Tsyntsaru N., Belevsky S., Dikusar A., Celis J.-P.* Trobological Behaviour of Electrodeposited Cobalt-Tungsten Coatings: Dependence on Current Parameters // Trans. Inst. Metal Finish. 2008. V. 86. P. 301–307. 5. *Kublanovsky V., Bersirova O., Yapontseva J., Tsintsaru N., Belevskii S., Dikusar A.* Pulse Electrodeposition of Cobalt-Tungsten Alloys from Citrate Electrolyte on Steel, its Corrosion Characteristics // Physico-Chemical Mechanics of Materials. 2007, № 6. Special Issue. P. 80–90.

6. Цынцару Н. И., Белевский С. С., Володина Г. Ф., Берсирова О. Л., Японцева Ю. С., Кублановский В.С., Дикусар А. И. Состав, структура и коррозионные свойства покрытий из сплавов Со–W, электроосажденных на постоянном токе // Электронная обработка материалов. 2007. № 5. С. 9–15.

7. Silkin S. A., Belevskii S. S., Tsyntsaru N. I., Shul'man A. I., Shchuplyakov A. N., Dikusar A. I. Influence of Long-Term Operation of Electrolytes on the Composition, Morphology, and Mechanical Properties of Surface Produced at Deposition of Co–W Coatings from Citrate Solutions // Surf. Eng. Appl. Electrochem. 2009. V. 45 № 1. P. 1–12.

8. Brenner F. Electrodeposition of Alloys. New York. Academic Press Inc. 1963.

9. Васько А. Т. Электрохимия молибдена и вольфрама. Киев, 1977.

10. *Podlaha T. J., Landolt D.* Induced Codeposition. I. Experimental Investigation of Ni – Mo Alloys // J. Electrochem. Soc. 1996. V. 143. P. 885–892.

11. *Madore C., West A. C., Matlosz M., Landolt D.* Design Considerations for a Cylinder Hull Cell with Forced Convection // Electrochim. Acta. 1992. V. 37. № 1. P. 69.

12. Бобанова Ж. И., Ющенко С. П., Яковец И. В., Дикусар А. И. Рассеивающая способность сернокислого электролита меднения при интенсивных режимах электроосаждения // Электрохимия. 2005. Т. 41. № 1. С. 91–96.

13. Бобанова Ж. И., Ющенко С. П., Яковец И. В., Яхова Е. А., Дикусар А. И. Определение рассеивающей (локализующей) способности электролитов при электрохимической обработке с использованием

ячейки Хулла с вращающимся цилиндрическим электродом // Электронная обработка материалов. 2000. № 6. С. 4–15.

Transition Metals // In Modern Aspects of Electrochemistry, 2008. № 42, Springer, New York. P. 191–301.

14. *Eliaz N., Gileadi E.* Induced Codeposition of Alloys of Tungsten, Molybdenum and Rhenium with 13. 15. *Silkin S. A., Tin'kov O. V., Petrenko V. I., Tsyntsaru N. I. and Dikusar A. I.* Electrodeposition of the Co–W Alloys: Role of the Temperature // Surf. Eng. Appl. Electrochem. 2006. № 4. P. 7–13.

16. Пятницкий И. В. Аналитическая химия кобальта // М.: Наука, 1965. С. 108.

17. Eisenberg M., Tobias C. W., Wilke C. R. Ionic mass transfer and concentration polarization at rotating electrodes // J. Electrochem. Soc. 1954. V. 101. P. 306.

18. *Gomez E., Pellicer E., Valles E.* Developing Plating Bath for the Production of Cobalt-Molybdenum Films // Surface and Coatings Technology 2005. V. 197. P. 238–246.

19. Stability Constants of Metal-Ion Complexes // Section B: Organic Ligands *Douglas D. Perrin* (Ed) IU-PAC Chemical Data Series 22, Pergamon Press, Exter, 1983.

20. Kotsakis N., Raptopoulou C. P., Tangoulis V., Terzis A., Giapintzakis J., Jakuch T., Kiss T., Salifoglou A. Correlations of Synthetic, Spectroscopic, Structural and Speciation Studies in the Biologically Relevant Cobalt(II)-Citrate System: The Tale of the First Aqueous Dinuclear Cobalt(II)-Citrate Complex // Inorg. Chem., 2003. V. 42, P. 22.

21. *Murrie M., Teat S. J., Stoeckli-Evas H., Gudel H. U.* Synthesis and Characterization of a Cobalt(II) Single-Molecule Magnet // Angew. Chem., Int. Ed., 2003. V. 42, P. 4653.

22. *Hudson T. A., Berry K. J., Moubaraki B., Murray K. S., Robson R.* Citrate, in Collaboration with a Guanidinium Ion, as a Generator of Cubane-like Complexes with a Range of Metal Cations: Synthesis, Structures, and Magnetic Properties of $[C(NH_2)_3]_8[(MII)_4(cit)_4]$ ·8H₂O (M=Mg, Mn, Fe, Co, Ni, and Zn; cit=Citrate) // Inorg. Chem. 2006. V. 45. P 3549.

23. Справочник по электрохимии (ред. А. М. Сухотин). Л.: Химия, 1981.

24. Феттер К. Электрохимическая кинетика. М.; Л.: Химия, 1967.

Поступила 07.08.09

Summary

Results of complex research of cobalt electrodeposition from citrate electrolyte at definite hydrodynamic conditions with use of a rotating cylinder electrode (RCE) is presented. Influence electrolyte pH change on the state of cobalt in a solution, rate of electrodeposition and surface morphology is shown. It is detected oscillatory process at the potentials close to stationary, and its mechanism is offered. It is shown, that influence of hydrodynamic conditions (increasing of current density of electrodeposition with increasing of RCE rotation speed) is observed only at $Re \ge 200$ and takes place at achievement of certain thickness of the electrobesieged layer. Existence of linear dependence between current density and potential of electrodeposition allows to assume possibility of formation of a film during the initial moment of sedimentation.

СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПОКРЫТИЙ, ОБРАЗОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ СТАЛИ 20Х ЭЛЕКТРОИСКРОВОЙ ОБРАБОТКОЙ СТЕРЖНЕВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ ИЗ СТАЛЕЙ 65Г И Св08

Всероссийский научно-исследовательский технологический институт ремонта и эксплуатации машинно-тракторного парка РАСХН, 1-й Институтский проезд, 1, г. Москва, 109428, Россия, tehnoinvest-vip@mail.ru

Введение

Поверхностная прочность материалов может быть улучшена не только совершенствованием их физико-механических свойств, но и в результате модифицирующей обработки путем нанесения защитных и упрочняющих покрытий с использованием концентрированных источников энергии, например электроискровой обработкой в газовой среде (ЭИО) стержневыми электродами.

Известно [1, 2], что наибольшей концентрацией энергии в пятне нагрева обладает импульсная электрическая искра, используемая как технологический инструмент для обработки металлов.

По данным Мелитопольского завода тракторных гидроагрегатов (МеЗТГ, Украина), ресурс отремонтированных гидрораспределителей типа P75/80, которыми комплектуется гидросистема колёсных и гусеничных тракторов более 180 модификаций, в том числе более 350 тыс. тракторов МТЗ, ЮМЗ, Т-150, ДТ -75, ХТЗ -120–3510, Т-4, в два–шесть раз ниже новых. Поэтому актуальной задачей ресурсосбережения является повышение износостойкости восстанавливаемых соединений технологиями, обеспечивающими 100-процентный ресурс гидрораспределителей после ремонта.

Цель работы – изучение на поверхности стали 20Х фазового состава, микроструктуры и микротвердости, размера зёрен (кристаллитов), физико-механических свойств нанокомпозитных покрытий, образованных после ЭИО компактными стержневыми электродами из сталей 65Г и Св08.

Методика исследования

В данной работе в качестве подложки был выбран поясок золотника гидрораспределителя Р-75, представляющий собой цилиндр диаметром 25 мм, выполненный из стали 20Х (HRC 56 –63), на который методом ЭИО наносили покрытия из сталей марок 65Г и Св08. Выбор материалов электродов обусловлен их практической значимостью [1].

ЭИО проводили на токарном станке (рис. 1) установкой «Элитрон–22Б» на пятом энергетическом режиме (энергия разряда W = 1,66 Дж, число импульсов n = 100 Гц) [1]. Толщина покрытий измерялась с помощью пассаметра с точностью 2 мкм. Масса определялась на аналитических весах ВЛ-200.

Обрабатываемая деталь – катод для заданного режима работы вращается с постоянной скоростью. К ней подводится вращающийся с частотой 50 с⁻¹ электрод–анод. После чего на станке включается продольная подача электрода со скоростями (мм/об): 0,08; 0,114; 0,193; 0,26.



Рис. 1. Принципиальная схема работы экспериментальной установки «БИГ-3» для восстановления наружных цилиндрических поверхностей в механизированном режиме: 1 – генератор «Элитрон-22Б», 2 – патрон токарно-винторезного станка, 3 – обрабатываемая деталь, 4 – обрабатывающая головка

© Бурумкулов Ф.Х., Сенин П.В., Величко С.А., Иванов В.И., Ионов П.А., Окин М.А., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 22–29.

Металлографические покрытия образцов исследовались после их обработки на шлифовальнополированном станке «METKON GRIPO 2V» с использованием микроскопа «METAM PB-21» и микротвердомера «DURAMIN 5». Триботехнические испытания пары трения «золотник – корпус» проводили по схеме «ролик – колодка» на машине трения «СМТ-1» в режиме на грани заедания и в условиях граничного трения по ГОСТу 23.224-86 [1].

Свойства покрытия изучали дифракционным методом с помощью дифрактометра «ДРОН-6М» в Си Ка дублетном излучении. Сканирование пошаговое, обработка рентгеновских спектров проведена посредством стандартной программы PDWin 4.0 (разработчик НПО «Буревестник»).

Результаты и обсуждение

Результаты измерения привеса массы образцов представлены на рис.2, из которого видно, что изменение массы на единицу обрабатываемой поверхности с изменением скорости подачи электрода носит нелинейный характер.



Рис. 2. Изменение массы образцов в зависимости от скорости подачи электрода

Уменьшение привеса массы детали объясняется тем, что с увеличением скорости подачи электрода происходит снижение времени обработки поверхности детали, или, другими словами, за единицу времени совершается меньшее количество единичных актов переноса.

Зависимость толщины покрытия (рис. 3) от скорости подачи аналогична изменению массы (рис. 2), за исключением того, что, начиная со скорости подачи $s \ge 0,114$ мм/об, толщина покрытия, наносимого электродом из стали 65Г, становится больше, чем сталью Св08. Связь между толщиной покрытия и привесом массы практически линейна, что может свидетельствовать об относительной однородности (равенстве средней плотности) покрытия.



Рис. 3. Толщина покрытия в зависимости от скорости подачи

Нелинейность связи толщины покрытия от скорости подачи электрода объясняется тем, что зависимость времени обработки от скорости подачи имеет обратный характер. Уменьшение прироста массы образца с увеличением скорости подачи приводит к уменьшению толщины покрытий.

Съемка рентгенограмм производилась с боковой поверхности образца. Подбором щелей устранены искажения дифракционной картины, вызванные кривизной поверхности последнего.

Рентгенограммы покрытий, полученных с использованием электродных материалов 65Г и Св08, приведены на рис. 4.

Флуктуация линии фона обусловлена шероховатостью поверхности. Фазовый состав исследуемых покрытий соответствует фазе α -Fe с включениями оксида железа Fe₃O₄. Фазы карбида железа не обнаружено.



Рис. 4. Рентгенограммы покрытий, полученных при скорости подачи 0,08 мм/об. 1 и 3 – рефлексы оксида железа Fe_3O_4 ; 2 – рефлекс (110) α -железа; 4 – (200) и 5 – (211); а) электрод-сталь 65Г, б) электрод-сталь Св08

Полуширина рефлексов с повышением скорости подачи увеличивается (см. таблицу), что свидетельствует о большем разупорядочении структуры покрытий.

Уширение рефлексов, вызванное малыми размерами зерен, деформациями кристаллической структуры и негомогенностью, пропорционально sec θ , tg θ и sin² θ /cos θ соответственно, благодаря чему можно разделить три вида уширения. В данной работе параметры субструктуры покрытия рассчитывались по линиям 110 и 211 фазы α -Fe [3].

По стандартной методике методом аппроксимации определено, что для всех образцов отношение физических уширений $\frac{\beta_{211}}{\beta_{110}}$ меньше отношения $\frac{\sec \Theta_{211}}{\sec \Theta_{110}} \cong 5,3$, следовательно, само уширение

обусловлено в основном дисперсностью кристаллитов и негомогенностью покрытия [4].

Электрод – сталь 65Г			Электрод – сталь Св08		
Скорость подачи,	Полуширина 110, град	Полуширина 211, град	Скорость подачи,	Полуширина 110, град	Полуширина 211, град
мм/об			мм/об		
0,080	0,492	0,990	0,080	0,447	0,937
0,114	0,535	1,044	0,114	0,480	1,059
0,193	0,610	1,219	0,193	0,501	1,013
0,260	0,635	1,269	0,260	0,599	0,987

Полуширина рефлексов 110 и 211

В дифракционном эксперименте средний размер кристаллита определяется по формуле Уоррена:

$$\langle D \rangle = \frac{K_{hkl}\lambda}{2\cos\theta\beta(\theta)},$$

где K_{hkl} – постоянная Шеррера, значение которой зависит от формы кристаллита, домена и от индексов (hkl) дифракционного отражения; λ – длина волны рентгеновского излучения; θ – угол падения рентгеновского луча на образец (брегговский угол); $\beta = \sqrt{\left(FWHVM_{exp}\right)^2 - \left(FWHM_R\right)^2}$ – уширение дифракционного отражения; FWHM_R – полная ширина дифракционной линии на половине высоты, измеряется на гомогенном образце с частицами размером 1–10 мкм.

Анализ рентгенограмм (рис. 4) показал также, что с увеличением скорости подачи средний размер зерна уменьшается.

Данный эффект характерен для обоих исследуемых покрытий и связан с уменьшением времени обработки образца, приходящегося на единицу площади поверхности (время теплового воздействия на формирующееся покрытие уменьшается, и образование блоков замедляется).



Рис. 5. Зависимость среднего размера кристаллитов от скорости подачи

Размер блоков кристаллитов на любом режиме подачи электрода меньше у покрытия, образованного электродом 65Г, чем у покрытия, нанесенного электродом Св08 (рис. 5). Это объясняется тем, что белый слой покрытия из стали 65Г имеет мартенситную структуру с упрочняющими фазами, поэтому микронапряжения в структуре материала выше, чем у покрытия проволокой Св08.

В зоне контакта электрода с поверхностью обрабатываемой детали температура разряда достигает 10^4 К. А так как образец достаточно массивный, то происходит быстрый отвод тепла от поверхности, следовательно, имеет место локальное закаливание перенесенного вещества. Процесс нанесения покрытия приводит к разогреву всего образца. В дальнейшем он постепенно охлаждается до комнатной температуры, поэтому происходит отпуск образца.

Для определения характера влияния изменения структуры на механические свойства поверхности образцов были проведены металлографические исследования. На рис. 6 представлены фотографии поперечных шлифов образцов. Как следует из рис. 6, покрытие состоит из трех слоев: 1 – нанесенный слой (белый); 2 – термодиффузионный слой; 3 – материал подложки (рис. 7). Толщина термодиффузионного слоя равна 1/2–3/4 белого. Он возникает в зоне наибольшего термического влияния ЭИО на подложку.



Рис. 6. Фотографии протравленных поперечных шлифов образцов с покрытиями а), б) электрод - сталь 65Г, скорость подачи 0,193 мм/об, x400; в) электрод – сталь Св08, скорость подачи 0,114 мм/об, x300; г) электрод – сталь Св08, скорость подачи 0,193мм/об, x125

Покрытия обладают высокой шероховатостью и сильной неоднородностью. На фотографии отчётливо видны поры и окислы. С увеличением скорости подачи электрода покрытие становится менее дефектным.

Структура белого слоя от поверхности покрытия до диффузионного меняется, достигая наибольшей плотности у его границы (светлая полоса на травленом шлифе). Можно предположить, что при воздействии на поверхность сталей концентрированного источника тепла приграничная область обогащается углеродом и различного рода дефектами, в результате чего образуется ультрадисперсная структура с размерами кристаллитов 30–200 нм [5].

При восстановлении прецизионных пар трения, как правило, белый слой частично удаляется притиркой (до 50%), чтобы использовать слой высокой сплошности, обладающий высокой несущей способностью и износостойкостью.



Рис. 7. Фотография дорожки уколов, х300

Для определения величины микротвердости по Виккерсу на поверхности поперечного шлифа, начиная с края, производились уколы с заданным шагом (рис. 7). За начало отсчета выбран приграничный слой подложки, потому что он достаточно ровный и легко наблюдается.

Пятикратным повторением измерений и последующим усреднением получено распределение величины микротвердости по глубине покрытия (рис. 8, 9).



Рис. 8. Общий характер изменения по глубине величины микротвердости покрытия, полученного при нанесении сталью 65Г со скоростью подачи 0,08 мм/об



Рис. 9. Общий характер изменения по глубине величины микротвердости покрытия, полученного при нанесении сталью Св 08 со скоростью подачи 0,26 мм/об

Установлено, что характер изменения микротвердости покрытия по глубине практически одинаков. Для закаленных сталей микротвердость покрытия от поверхности к подложке снижается практически по линейному закону, достигая минимального значения в термодиффузионной зоне, а затем повышается до исходного значения подложки.

Средняя микротвердость покрытия диффузионной зоны, образованной при обработке электродом 65Г, на 12% выше, чем электродом Св08. Это объясняется тем, что электродная проволока Св08 низкоуглеродистая, структура диффузионной зоны мало обогащена углеродом. С повышением скорости подачи электрода разупрочнённая зона сдвигается в глубь подложки.

Разброс значений микротвердости HV слева от нуля свидетельствует о значительном разупорядочении структуры покрытия. Такое поведение HV покрытия можно объяснить тем, что его нанесение происходит послойно, каждый последующий слой наносится на предыдущий. Это приводит к отжигу (исчезновению дефектов в структуре) последнего. Отжигом объясняется и уменьшение величины микротвердости в приграничном слое.

На рис. 10 и 11 показан характер зависимости величины микротвердости на расстоянии 15 и 34 мкм от границы покрытие-подложка, т.е. светлой полосы на травленом шлифе (рис.6), от скорости подачи электрода.



Рис. 10. Зависимость величины микротвердости на расстоянии 15 мкм от границы покрытиеподложка от скорости подачи

Рис. 11. Зависимость величины микротвердости на расстоянии 34 мкм от границы покрытиеподложка от скорости подачи

Анализ экспериментальных данных показывает, что микротвердость белого слоя наибольшей плотности при обработке электродом 65Г достигается при скорости подачи электрода 0,114 мм/об, а электродом Св08 – 0,26 мм/об.

Как следует из рис. 3, наибольшая толщина покрытия достигается при подаче электрода 0,114 мм/об. Поэтому из технологических потребностей более предпочтительным является восстановление изношенных золотников электродом 65Г с подачей 0,114 мм/об. В этом режиме нанесения покрытия средний размер блоков кристаллитов равен 26 нм (см. рис. 5).

Величина макронапряжений (остаточных напряжений) определена по методу $\sin^2 \psi$ (рис. 12) [4].



Рис. 12. Зависимость величины остаточных напряжений от скорости подачи (знак «+» свидетельствует о растягивающем характере макронапряжений)

Характер зависимости остаточных напряжений от скорости подачи немонотонный как для стали 65Г, так и для стали Св08, что свидетельствует о сложности процессов образования структуры в поверхностном слое. Можно предположить, что с уменьшением времени теплового воздействия подвижность дефектов, которые могут проникать в верхние слои, меняется определенным образом.

Из рис. 10, 11 и 12 следует, что для покрытия из стали 65 Γ с уменьшением остаточных напряжений растяжения увеличивается микротвердость, достигая своего максимального значения при продольной подаче электрода s = 0,114 мм/об. Следовательно, если покрытия подвергнуть поверхностно-пластической деформации, его микротвёрдость должна возрасти.

Износостойкость покрытий определяли сравнением интенсивности изнашивания эталонных образцов, изготовленных из стали 20Х (HRC 56–63), с аналогичными образцами после нанесения слоя покрытия методом ЭИО и притирки. Триботехнические испытания показали, что интенсивность изнашивания пары трения, поверхность ролика которого наплавлена сталью 65Г при подаче электро-

да s = 0,114 мм/об, в 1,8–2,4 раза меньше, чем у эталонного соединения (рис. 13). Это обусловлено тем, что микротвердость покрытия в 1,27 раза больше микротвердости основы, а величина комплексной шероховатости в 2,8 раза меньше, чем у эталонного ролика.



Рис. 13. Зависимость суммарной интенсивности изнашивания пар трения:

1– эталонная пара трения – ролик (сталь 20Х) – колодка (чугун СЧ15); 2, 3 и 4 – пары трения, на поверхность ролика которых нанесено покрытие из стали 65Г при подаче электрода 0,114, 0,193 и 0,26 мм/об соответственно

Кроме этого, поверхность трения у ролика хорошо смачивается смазкой из-за наличия несквозных ямок, удерживающих смазку [1].

Выводы

1. Увеличение скорости продольной подачи детали при механизированной ЭИО приводит к уменьшению массопереноса и толщины покрытия, что объясняется снижением времени обработки поверхности, то есть за единицу времени совершается меньшее количество единичных актов переноса. Средняя плотность нанесенного материала постоянна.

2. Фазовый состав исследуемых покрытий соответствует фазе чистого α-Fe с включениями оксида железа Fe₃O₄.

3. С повышением скорости подачи кристаллическая структура покрытий становится более разупорядоченной, что обусловлено в основном ультрадисперсностью блоков.

4. Зависимость микротвердости по глубине неоднородная. Поведение HV в покрытии можно объяснить тем, что нанесение покрытия происходит послойно и каждый последующий слой наносится на предыдущий. Это приводит к частичному отжигу последнего. Отжигом объясняется и уменьшение величины микротвердости в приграничном слое.

5. Зависимость величины макронапряжений (остаточных напряжений) от скорости подачи немонотонна и коррелирует с изменением микротвердости, что характерно для обоих электродных материалов.

6. Интенсивность изнашивания пары трения, поверхность ролика которого наплавлена сталью 65Г методом ЭИО при подаче электрода s = 0,114 мм/об, в 1,8–2,4 раза меньше, чем у эталонного соединения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурумкулов Ф.Х., Лезин П.П., Сенин П.В., Иванов В.И., Величко С.А., Ионов П.А. Электроискровые технологии восстановления и упрочнения деталей машин и инструментов (теория и практика) / Саранск: тип. "Красный Октябрь". 2003. 340 с.

2. *Михайлюк А.И., Гитлевич А.И., Рапопорт Л.С. и др.* Влияние режимов электроискрового легирования на структуру и износостойкость железа // Электрические методы обработки поверхности. 1988. № 4. С. 10–13.

3. Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н. Рентгенографический и электронно-оптический анализ / М.: МИСИС. 1994. 328 с.

4. *Гусев А.И*. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. 2-е изд., исп. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. 416 с.

5. *Бурумкулов* Ф.Х., Окин М.А., Иванов В.И. Влияние физико-механических свойств и остаточных напряжений электроискровых покрытий на износостойкость соединений // Ремонт, восстановление, модернизация. № 3. 2009. С. 17–23.

Поступила 17.08.09

Summary

Phase composition, size of grains (crystallites), microstructure and microhardness, physical and mechanical properties of nanocomposite coatings on steel surface 20H, formed after the Electrical processing of the gas medium of the compact electrical steels 65G and Sv08 depending on the speed of processing and their influence on the wear resistance of the connection.

ИЗНОСОСТОЙКОСТЬ КОМПОЗИЦИОННЫХ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ СПЛАВОВ ЖЕЛЕЗА

*Брянская государственная инженерно-технологическая академия, пр-т Станке Димитрова,3, г. Брянск, 241037, Россия, <u>урк2@mail.ru</u> **Брянская государственная сельскохозяйственная академия, Брянская обл., пос. Кокино, 243365, Россия *** Институт прикладной физики АН РМ, ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, <u>croitoru@phys.asm.md</u>

Введение

Осаждение композиционных электрохимических покрытий (КЭП) на основе железа позволяет значительно расширить область рационального применения технологии за счет значительного повышения качества и износостойкости гальванических покрытий [1-3]. Выбор электролита для получения матрицы КЭП и наполнителя определяется назначением обрабатываемых деталей и условиями их работы. В качестве наполнителя КЭП весьма перспективны микропорошки электрокорунда белого. При этом предпочитают использовать как связующее сплавы на основе железа, которые позволяют улучшить физико-механические свойства КЭП [4,5]. Однако сведения об их работоспособности в условиях абразивного изнашивания ограничены. На основе имеющихся данных нельзя определить взаимосвязь механических свойств покрытий и условий их получения, что уменьшает возможности выбора матрицы КЭП, и объективно судить о закономерностях поведения восстановленных деталей при эксплуатации. Вместе с тем однозначно не установлено, какие размеры и объемное содержание частиц дисперсной фазы (ДФ) в покрытии обеспечивает наибольшую износостойкость КЭП в условиях абразивного изнашивания. Для разработки технологического композиционных покрытий быстроизнашиваемые процесса нанесения на детали сельскохозяйственной техники необходимо изучить влияние ДФ на работоспособность КЭП и выбрать оптимальные условия получения наиболее износостойкой основы.

Поэтому целью работы было разработать способ повышения долговечности быстроизнашиваемых деталей сельскохозяйственной техники композиционными электрохимическими покрытиями на основе железо-никелевого сплава.

Методика исследований

Железо-никелевые покрытия получали из электролита состава, кг/м³: FeCl₂*4H₂O – 500; NiSO₄·7H₂O – 100, Na₂H₄C₄O₆·2 H₂O – 1,5. Железо-кобальтовые осадки – из электролита состава, кг/м³: FeCl₂*4H₂O – 500; CoSO₄ · 7H₂O – 100, Al₂(SO₄)₃ · 18 H₂O – 80. Интервалы варьирования режимов электролиза: температура электролита T – от 30 до 80°C, плотность тока Д – от 13,4 до 46,8 A/дм², pH раствора – от 0,2 до 1,2. Исследования условий подготовки сталей и определение возможности использования рекомендаций литературы по анодной обработке проводили в электролите: H₂SO₄ – 300–350 кг/м³; FeCl₂ · 4H₂O – 20–22 кг/м³ [2]. Влияние параметров электролиза на свойства и абразивную износостойкость покрытий проводили с применением центрального ротатабельного униформпланирования второго порядка при k=3 [6].

Образцы КЭП получали из железо-никелевого электролита-суспензии (ЭС) с содержанием дисперсной фазы электрокорунда белого (марок M2 – M40) в специальной ванне объемом 5 л (рис. 1). Скорость потока ЭС устанавливали на основании рекомендаций [2]. Поток ЭС в рабочую часть ванны поступал через перфорированное дно-успокоитель. Для контроля скорости потока в отдельной секции был разработан и установлен расходомер с дифференциальным манометром типа Вентури. Содержание порошков в ЭС изменяли от 25 до 150 кг/м³.

[©] Кисель Ю.Е., Гурьянов Г.В., Кроитору Д.М., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 30–34.



Рис. 1. Ванна с вогнутым дном и перфорированной перегородкой для нанесения КЭП. 1– анод; 2–катод; 3–термометр; 4– мешалка; 5–расходомер Вентури; 6–контактный нагреватель

Микротвердость покрытий определяли с помощью микротвердомера ПМТ-3 по ГОСТу 9450-76. Исследования покрытий на абразивное изнашивание при трении о нежесткозакрепленные абразивные частицы проводились в соответствии с ГОСТом 23.208-79 на специально разработанной лабораторной установке (рис. 2).



Рис. 2. Схема установки для испытания образцов на абразивную износостойкость. 1 – резиновый ролик; 2 – образец; 3 – держатель; 4 – абразив

Электрохимические покрытия толщиной $0,5\pm0,1$ мм наносили на пластины из стали СтЗ (длиной 30 мм, шириной 30 мм, толщиной 1 мм). Усилие прижимания Р образца к резиновому ролику изменяли в пределах от 20 до 88 H, обороты ролика – от 60 до 325 об/мин, что соответствует изменению относительной скорости скольжения V_{om} от 0,3 до 0,9 м/с. Время испытаний определялось необходимостью получения ощутимой величины износа J (мг), который измеряли весовым методом с погрешностью 0,05 мг.

В качестве абразивного материала использовали речной песок с размером зерен не более 1 мм. Эталонами сравнения служили образцы стали 65Г закаленной, наиболее часто применяемой для изготовления режущих частей почвообрабатывающего оборудования, «чистого» железо-никелевого и железо-кобальтового покрытий.

Результаты исследований

Исследования показали, что абразивная износостойкость железо-никелевой основы в условиях, приближенных к реальным, зависит от параметров электролиза. При регрессионном анализе факторных экспериментов получено эмпирическое соотношение, адекватно описывающее зависимость износа электролитических сплавов от параметров электролиза. После исключения незначимых коэффициентов уравнение приняло вид (температура, °C – X₁; плотность тока, А/дм² – X₂; pH-раствора – X₃:

$$J_{\text{Fe-Ni}} = 8,8+0,95X_1 - 0,6X_3+0,69X_3^2 + 0,5X_1X_2 + 0,94X_1X_3 + 0,66X_2X_3$$

Снижение температуры приводило к повышению износостойкости покрытий, оптимальное значение pH раствора находится в центре плана эксперимента (рис. 3,*a*,*в*). Износостойкость сплавов

при повышении плотности тока увеличивалась и проходила через максимум при 35-40 А/дм² (рис. 3,*б*).



Рис. 3. Влияние режимов электролиза (а,б,в) на микротвердость (1) и износ (2)

Таким образом, оптимальный режим получения износостойких железо-никелевых осадков без включений соответствует: pH раствора – 0,7–1,0; Д – 35–40 А/дм²; Т – 40–45°С. Соблюдение рекомендуемых условий осаждения сплавов позволяет получать сплавы износостойкостью в 1,5–2 раза большей по сравнению со сталью серийного лемеха [7].

При изучении влияния содержания и размера ДФ на износ покрытий было установлено, что твердые частицы электрокорунда белого позволяют повысить износостойкость КЭП при абразивном изнашивании в 4–5 раз по сравнению с «чистыми» железо-никелевыми покрытиями и в 8–10 раз по сравнению со сталью 65Г закаленной. Наивысшей износостойкостью обладают КЭП с объемным содержанием ДФ до 26–28% (об.), осажденные из ЭС, который содержит микропорошок оксида алюминия марки М14 в количестве 80–90 кг/м³ (рис. 4).



Рис. 4. Влияние содержания частиц в электролите на скорость изнашивания осадков железоэлектрокорунд в контакте с незакрепленным абразивом: 1 – M2; 2 – M10; 3 – M14; 4 – M20

В условиях службы рабочих органов почвообрабатывающей техники изнашивание чаще всего происходит в результате многократного пластического деформирования-передеформирования поверхностных микрообъемов поверхности материала перекатывающимися абразивными зернами. Известно, что при изменении скорости скольжения и усилия прижатия трущихся поверхностей происходит изменение характера взаимодействия поверхности трения с абразивом от перекатывания частиц к скольжению и микрорезанию [8].

Анализ результатов испытаний показал, что с ростом нагрузки и скорости относительного скольжения пары трения скорость изнашивания I (мг/мин) эталонов и образцов, покрытых КЭП, возрастала (рис. 5). Причем износ образцов железо-никелевым покрытием и эталона стали 65Г закаленной возрастал больше, чем КЭП. Скорость изнашивания композиции увеличивалась линейно нагрузке, оставаясь в 4 раза меньше, чем покрытий без ДФ, и в 8 раз меньше, чем эталон стали 65Г закаленной. Наибольшее влияние на износостойкость КЭП оказывала относительная скорость скольжения, с увеличением которой от 0,3 до 0,9 м/с она изменялась в 1,5 раза и при V_{om} , равной 0,9 м/с, была в 12 раз большей эталона из стали 65Г закаленной.

Высокую износостойкость КЭП при ужесточении условий работы можно объяснить тем, что в условиях смешанных процессов изнашивания твердая фаза оказывает большое сопротивление деформациям и изнашиванию, а также тем, что с включением частиц прочность связки растет, хотя уровень ее внутренних напряжений остается относительно высоким. При увеличении нагрузки и скорости скольжения увеличивается составляющая микрорезания и оттеснения частицами абразива поверхности покрытия. Частицы наполнителя выступают в качестве площадок контакта и барьеров при прямом разрушении поверхности, распределяя напряжения и переводя процесс разрушения в сторону полидеформационного. Это обстоятельство приводит к значительному росту относительной износостойкости КЭП в сравнении с покрытиями без ДФ.



Рис. 5. Влияние нагрузки (а) и скорости относительного скольжения пары трения (б) на скорость изнашивания I эталонов и образца с КЭП. 1– сталь 65Г закаленная; 2– железо-никель; 3– железо-кобальт; 4– железо-никель электрокорунд M10

Эксплуатационные испытания лемехов, упрочненных КЭП в полевых условиях, показали, что их износостойкость в 1,5–2 раза выше износостойкости серийных лемехов [7]. Железо-никелевые, железо-кобальтовые покрытия и КЭП на их основе показали высокую эффективность при восстановлении и повышении износостойкости зубьев экскаваторов, золотников гидрораспределителей, дисков фрикционов К-700, поршневых пальцев и корпусов толкателей дизелей 10Д100 и Д50.

Выводы

Установлены условия получения КЭП на основе сплавов железа с включением электрокорунда белого в качестве наполнителя, обладающих повышенной износостойкостью в условиях абразивного изнашивания. Введение твердых частиц марки М14 в растворе 80–90 кг/м³ (в покрытии 26–28%об.) в сплавы электролитического железа позволяет повысить их абразивную износостойкость в 8–10 раз по сравнению с закаленными легированными сталями и 4–5 раз по сравнению с покрытиями без ДФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сайфулин Р.С. Неорганические композиционные материалы М.: Химия, 1983. 304 с.

2. Гурьянов Г.В. Электроосаждение износостойких композиций. Кишинев: Штиинца, 1986. 240 с.

3. Бородин И.Н. Упрочнение деталей композиционными покрытиями. М.: Машиностроение, 1982. 141 с.

4. Гамбург Ю.Д. Электрохимическая кристаллизация металлов и сплавов. М.: Янус-К, 1997. 384 с.

5. Вячеславов П.М. Электролитическое осаждение сплавов. Л.: Машиностроение, 1977. 96 с.

6. *Колемаев В.А.* Теория вероятностей и математическая статистика / В.А.Колемаев, О.В.Староверов, В.Б.Турундаевский. М.: Высшая школа, 1991. 400 с.

7. *Кисель Ю.Е.* Повышение долговечности быстроизнашиваемых деталей сельскохозяйственной техники композиционными электрохимическими покрытиями на основе сплавов железа. Автореф. дисс. канд. техн. наук. Москва. 2001. 18 с.

8. Тененбаум М.М. Сопротивление абразивному изнашиванию. М.: Машиностроение, 1976. 271 с.

Поступила 25.08.09

Summary

Based on composite electrochemical coatings effect of content by volume of hard dispersed phase on coefficient of variation of microhardness has been considered. Besides model equation of relationship between content by volume of dispersed phase and coefficient of variation of microhardness has been worked out.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ТЕХНИКЕ И ХИМИИ

А.И. Григорьев, С.О. Ширяева

ОБ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОБЪЕМНО ЗАРЯЖЕННОЙ СТРУИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, ул. Советская, 14, г. Ярославль, 150000, Россия, <u>shir@uniyar.ac.ru</u>

Введение. Феномен электродиспергирования жидкости широко используется в технике и технологии (см., например, [1-6] и приведенную там литературу). Закономерности реализации капиллярно-электростатической неустойчивости и распада на капли заряженных струй жидкости подробно исследованы как экспериментально, так и теоретически [1-6]. Тем не менее некоторые вопросы, связанные с обсуждаемым феноменом, остались за рамками проведенных исследований. В частности, сказанное относится к особенностям распада на отдельные капли весьма сильно заряженных струй, которые обошли вниманием теоретики, а экспериментаторы [7–8] лишь отметили факт необычной феноменологии распада струи при больших плотностях поверхностного заряда, не предложив никакой физической трактовки наблюдаемому феномену. Согласно данным экспериментов [7-8] сильно заряженные струи, выбрасываемые с вершины мениска жидкости на вершине капилляра, по которому жидкость подается в разрядную систему, разветвляются, выбрасывая с боковой поверхности дочерние струйки, как ветки дерева от ствола, и распадаются на капли именно дочерние струйки. Ветвление струи происходит путем выбрасывания хаотическим образом с поверхности основной струи под углом к ее оси нескольких существенно более тонких струек, распадающихся на мелкие капельки. Физическое истолкование описанной картины распада сильно заряженных струй дано в [9].

Хорошо известно, что при достаточно больших напряженностях электрического поля у - сферической капли [10-11] или плоской поверхности идеально проводящей жидкости поверхности – жидкости [12-13] претерпевают неустойчивость по отношению к отрицательному давлению электрического поля, на них образуются эмиттирующие выступы, называемые «конусами Тейлора» [14]. С вершин конусов Тейлора выбрасываются тонкие сильно заряженные струйки жидкости, распадающиеся на отдельные капельки, уносящие избыточный заряд с поверхности последней [15]. Именно такой механизм избавления от избыточного заряда предложен в [9] и для струи идеально проводящей жидкости при достаточно больших напряженностях электрического поля у ее поверхности. В настоящей работе предполагается исследовать возможность реализации электростатической неустойчивости боковой поверхности струи объемно заряженной диэлектрической жидкости.

Формулировка задачи. Пусть дана бесконечная, движущаяся вдоль оси симметрии с постоянной скоростью U_0 цилиндрическая с радиусом R струя идеальной несжимаемой жидкости с массовой плотностью ρ , диэлектрической проницаемостью ε_{in} и коэффициентом поверхностного натяжения σ , имеющая радиус R. Окружающее струю пространство характеризуется диэлектрической проницаемостью ε_{ex} и пренебрежимо малой массовой плотностью. Примем, что струя заряжена и что в рамках модели "вмороженного" заряда он распределен равномерно по объему с плотностью μ , при этом на единицу длины струи приходится заряд $\eta \equiv \pi R^2 \mu$.

Поскольку мы рассматриваем бесконечную струю, то для упрощения задачи перейдем в инерциальную систему координат, движущуюся вместе со струей с такой же скоростью U_0 .

[©] Григорьев А.И., Ширяева С.О., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 35–41.

Очевидно, что в такой системе отсчета поле скоростей течения жидкости в струе U(r,t) полностью определяется возможными (имеющими, например, тепловую природу) капиллярными осцилляциями ее поверхности и является величиной такого же порядка малости, что и амплитуда колебаний. Будем искать критические условия реализации неустойчивости капиллярных колебаний поверхности такой струи.

Все расчеты проведем в цилиндрической системе координат с осью *OZ*, совпадающей с осью симметрии струи, ее орт n_z которой направлен вдоль вектора скорости U_0 . В безразмерных переменных, в которых радиус струи *R*, плотность жидкости ρ и коэффициент поверхностного натяжения σ выбраны в качестве основных масштабов ($R = \rho = \sigma = 1$), уравнение свободной поверхности струи, подверженной произвольным осцилляциям малой амплитуды, может быть записано в виде

$$r = 1 + \varepsilon \cdot \xi(\varphi, z, t),$$

где є – амплитуда колебаний ($\varepsilon \ll 1$); $\xi(\phi, z, t)$ – возмущение поверхности струи $|\xi(\phi, z, t)| \sim 1$, вызванное капиллярными волнами на ее поверхности, порождаемыми уже тепловым движением молекул жидкости.

Математическая формулировка задачи о расчете капиллярных осцилляций струи состоит из уравнений гидродинамики и электростатики (в предположении, что скорость движения жидкости много меньше релятивистской):

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla)U = -\frac{1}{\rho} \nabla P; \quad divU = 0.$$

На поверхности струи ($r = R + \xi$) должны выполняться:

- кинематическое граничное условие

$$\left.\frac{dF}{dt}\right|_{F=0} = 0$$

- динамическое граничное условие

$$-(P-P_{\rm atm})+div\,\vec{n}-P_q=0.$$

На оси струи поле скоростей U должно быть ограничено:

$$r \to 0$$
: $|U| < \infty$.

 $P_{\text{атм}}$ – давление атмосферы; U(r,t), P(r,t) – поле скоростей и поле давлений внутри струи; P_q – давление электростатического поля на поверхность струи, которое вычисляется из краевой задачи для электрических потенциалов внутри Φ^{in} и вне Φ^{ex} струи соответственно:

$$\Delta \Phi^{in} = -4\pi \frac{\mu}{\varepsilon_{in}}, \quad \Delta \Phi^{ex} = 0,$$

$$r = R + \xi: \quad \Phi^{in} = \Phi^{ex}, \quad \varepsilon_{in} \vec{n} \cdot \nabla \Phi_{in} = \varepsilon_{ex} \vec{n} \cdot \nabla \Phi_{ex},$$

$$r \to 0: \quad \Phi^{in} \to 0, \qquad r \to \infty: \qquad \Phi^{ex} \to 0.$$

Отметим, что в модели диэлектрической струи заряд "вморожен" в жидкость и на поверхности нет свободных зарядов. Поэтому зависимость электрического потенциала Φ от времени полностью определяется изменением во времени формы поверхности струи, а зависимость от пространственных потенциалов внутри Φ^{in} и вне струи Φ^{ex} может быть найдена из решения выписанной электростатической задачи.

Кроме выписанных условий должно выполняться требование постоянства объема участка струи, длина которого равна длине волны λ:

$$\int_{z_0}^{z_0+\lambda} \int_{0}^{+\xi} \int_{0}^{2\pi} dz r dr d\phi = \pi \lambda$$

Дисперсионное уравнение. Решение сформулированной задачи будем искать в виде

$$\xi(\varphi, z, t) = C_1 \cdot \exp[i(kz - \omega t + m\varphi)];$$

$$\psi(\vec{r}, t) = C_2 \cdot I_m(kr) \cdot \exp[i(kz - \omega t + m\varphi)];$$

$$\Phi_{in}(\vec{r}, t) = C_3 \cdot I_m(kr) \cdot \exp[i(kz - \omega t + m\varphi)];$$

$$\Phi_{ex}(\vec{r}, t) = C_4 \cdot K_m(kr) \cdot \exp[i(kz - \omega t + m\varphi)].$$
(1)

 $I_m(k)$ и $K_m(k)$ – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода; *m* – азимутальный параметр; C_j – неопределенные константы. Не останавливаясь подробно на процедуре отыскания решения, детально разобранной в [6, 16], выпишем сразу дисперсионное уравнение задачи для азимутального числа m = 2:

$$\omega^{2} = g\left(k\right) \left[3 + k^{2} + WF\left(k, \varepsilon_{in}, \varepsilon_{ex}\right)\right]; \quad W = \pi \mu^{2} = \eta^{2} / \pi;$$
⁽²⁾

$$F(k,\varepsilon_{in},\varepsilon_{ex}) \equiv \frac{1}{\left(\varepsilon_{in} \cdot g(k) - \varepsilon_{ex} \cdot h(k)\right)\varepsilon_{in}\varepsilon_{ex}} \left[\left(\varepsilon_{in} - \varepsilon_{ex}\right)^2 g(k)h(k) + \varepsilon_{in}\left(\varepsilon_{in} - \varepsilon_{ex}\right)g(k) + 3\varepsilon_{ex}\left(\varepsilon_{in} - \varepsilon_{ex}\right)h(k) + 4\varepsilon_{in}\varepsilon_{ex} \right];$$
$$g(k) \equiv 2 + \frac{kI_3(k)}{I_2(k)}; \qquad h(k) \equiv 2 - \frac{kK_3(k)}{K_2(k)}.$$

Зарядовый параметр W определяется как отношение давления электрического поля собственного заряда на поверхность струи к давлению сил поверхностного натяжения под ее цилиндрической поверхностью. Поскольку W выражается через заряд, приходящийся на единицу длины струи, и в математическую формулировку задачи не входят никакие физические характеристики его переноса, то полученное дисперсионное уравнение может быть использовано и для исследования волн на однородно заряженной поверхности идеально проводящей струи при выполнении в дисперсионном уравнении предельного перехода $\varepsilon_{in} \rightarrow \infty$. В проводимом анализе, выполняемом с «физической» степенью точности, условие $\varepsilon_{in} \rightarrow \infty$ можно заменить на более слабое: $\varepsilon_{in} \gg 1$. В итоге дисперсионное уравнение (2) может применяться для анализа электростатической неустойчивости боковой поверхности струи с любой конечной электропроводностью.

Анализ полученных результатов. Из дисперсионного уравнения (2) видно, что поскольку множитель g(k) всегда положителен, то независимо от величины параметра W поверхность струи устойчива по отношению к виртуальным волновым деформациям с m = 2, когда выражение, стоящее в квадратных скобках, в правой части дисперсионного уравнения, положительно. Появление комплексно сопряженных решений дисперсионного уравнения, соответствующих неустойчивым волнам, связано с прохождением правой части дисперсионного уравнения через ноль в область отрицательных значений, что возможно при $F_{\mu}(k, \varepsilon_{in}, \varepsilon_{ex}) < 0$ и при достаточно больших значениях параметра

W, когда выполняется соотношение

$$W \ge \frac{3+k^2}{\left|F\left(k,\varepsilon_{in},\varepsilon_{ex}\right)\right|}.$$
(3)

Из рис. 1 видно, что функция $F_{\mu}(k, \varepsilon_{in}, \varepsilon_{ex})$ всегда отрицательна и для реализации электростатической неустойчивости достаточно, чтобы зарядовый параметр удовлетворял соотношению (3). В этом случае дисперсионное уравнение будет иметь два мнимых комплексно сопряженных корня. Корень с положительным знаком при мнимой единице будет соответствовать появлению винтообразных волновых возмущений с m = 2 на поверхности струи. Амплитуда таких возмущений будет экспоненциально нарастать со временем, и с их вершин будут выброшены дочерние струйки, распадающиеся на отдельные капельки в полном соответствии с теорией [6, 9] и данными экспериментов [7–8].

На рис. 2 приведены зависимости квадрата частоты от волнового числа волны на поверхности струи $\omega^2 = \omega^2(k)$, рассчитанные при m = 2 и $\varepsilon_{ex} = 1$ для различных значений диэлектрической проницаемости жидкости ε_{in} и зарядового параметра W. Неустойчивым волнам с m=2 на поверхности струи соответствуют состояния с $\omega^2 < 0$. Кривые, касающиеся оси абсцисс при заданной диэлектрической проницаемости ε_{in} , соответствуют критическому для начала реализации зарядовому параметру W^* . Из рис. 2 видно, что W^* с увеличением диэлектрической проницаемости жидкости изменяется немонотонно: W^* по мере увеличения ε_{in} сначала немного растет, достигая, как показывает расчет, максимума ($W^* \approx 3,52$) при $\varepsilon_{in} \approx 3,1$, а затем уменьшается до $W^* \approx 2,89$ при $\varepsilon_{in} = 80$. Волновое число, соответствующее точке касания кривой $\omega^2 = \omega^2(k)$ оси абсцисс, при этом растет. Для фиксированных значений зарядового парметра W величина инкремента наиболее неустойчивой волны и соответствующего ей волнового числа увеличивается с ростом диэлектрической проницаемости жидкости \mathcal{E}_{in} . Этот вывод подтверждается и результатами расчетов, проиллюстрированных рис. 3, где приведены поверхности, определяющие положение границ области реализации электростатической неустойчивости струи в пространстве параметров $\{k, \varepsilon_{in}, W\}$, пересеченные плоскостью $W = W_c = \text{const}$. Из рис. З видно, что площадь геометрического места точек, на котором при заданном W_c реализуется электростатическая неустойчивость боковой поверхности струи, зарождающаяся при $\varepsilon_{ex} = 1$, W = 2,89 в окрестность точки $\varepsilon_{in} = 80$ и $k \approx 0,78$, увеличивается с ростом W_c , расширяясь в обе стороны по k и в сторону уменьшения ε_{in} (при принятом ограничении ε_{in} сверху значением $\varepsilon_{in} = 80$). При W = 3,04 левый по kкрай области реализации электростатической неустойчивости выходит при є_{іп} = 80 на значение k = 0. При W = 3,13 передний по ε_{in} край области реализации электростатической неустойчивости выходит на значения $\varepsilon_{in} < 20$. Расчеты показывают, что при W = 3,25 электростатическая неустойчивость может реализоваться уже при $\varepsilon_{in} = 10$ в диапазоне значений волновых чисел $0 \le k \le 1$.



Рис. 1. Зависимости $F_{\mu} = F_{\mu}(k)$ при $\varepsilon_{ex} = 1$ и различных диэлектрических проницаемостях ε_{in} струи. По правому краю сверху вниз: $\varepsilon_{in} = 1,048$ – жидкий гелий; $\varepsilon_{in} = 5$; $\varepsilon_{in} = 20$; $\varepsilon_{in} = 80$



Рис. 2. Зависимости квадрата частоты от волнового числа волны на поверхности струи, рассчитанные при $\varepsilon_{ex} = 1$ для: a) $\varepsilon_{in} = 1,048$, W = 2; W = 3; W = 4; W = 5; b) $\varepsilon_{in} = 5$, W = 2; W = 3,41; W = 4; W = 5; b) $\varepsilon_{in} = 20$, W = 2; W = 3; W = 4; W = 5; c) $\varepsilon_{in} = 80$, W = 2; W = 2,89; W = 4; W = 5.



Рис. 3. Поверхность, определяющая положение границ области реализации электростатической неустойчивости струи в пространстве параметров $\{k, \mathcal{E}_{in}, W\}$, пересеченная плоскостью: a) W = 2,955; б) W = 3,04; в) W = 3,13
Ограничения, связанные с разрядными явлениями. То обстоятельство, что электростатическая неустойчивость боковой поверхности струи в широком диапазоне значений диэлектрической проницаемости жидкости реализуется при весьма больших значениях зарядового параметра (2,89 < W < 3,25), приводит к необходимости исследования возможности зажигания коронного разряда на поверхности струи. Точнее говоря, следует задаться вопросом, какие ограничения на радиусы струй и величины коэффициентов поверхностного натяжения диспергируемых жидкостей накладывает возможность зажигания коронного разряда.

Напряженность поля на поверхности объемно заряженного цилиндра радиуса R определяется известным выражением $E \equiv 2\pi\mu R/\epsilon_{ex}$. Коронный же разряд у гладкой цилиндрической поверхности в воздухе при нормальном атмосферном давлении в радиальном электростатическом поле зажигается согласно эмпирической формуле Пика [17] при $E_{cr} \approx 31 \cdot (1+0,308/\sqrt{R})$ кВ/см, где R измерено в сантиметрах.

В размерном виде параметр W записывается как $W \equiv \pi \mu^2 R^3 / \sigma \equiv E^2 R / 4\pi \sigma$. Подставив сюда найденное по формуле Пика предельное для зажигания коронного разряда в окрестности струи радиса R значение напряженности поля, можно найти максимально допустимую величину зарядового параметра (вычисляемого в Гауссовой системе единиц):

$$W_{cr} \equiv \frac{\left[31 \cdot (1 + \frac{0,308}{300 \cdot \sqrt{R}})\right]^2 R}{4\pi\sigma}.$$

На рис. 4 приведены результаты расчета по этому соотношению в виде зависимости $W_{cr} = W_{cr}(R,\sigma)$, пересеченные плоскостью W = const. Разрядные явления при заданном W = const не влияют на развитие гидродинамических явлений на поверхности струи на геометрическом месте точек, на котором поверхность $W_{cr} = W_{cr}(R,\sigma)$ расположена выше плоскости W = const и существенна там, где поверхность $W_{cr} = W_{cr}(R,\sigma)$ уходит под плоскость W = const. Из рис. 4 видно, что при изменении зарядового параметра в диапазоне $2,955 \le W \le 3,13$ коронный разряд на боковой поверхности струи не будет препятствовать реализации электростатической неустойчивости для струй жидкостей с достаточными радиусами: $R > 25 \div 30 \,\mu\text{m}$ в широком диапазоне изменения величины коэффициента поверхностного натяжения ($1 < \varepsilon_{in} < 70$).



Рис. 4. Зависимость критического значения безразмерного зарядового параметра W_{cr} от величины коэффициента поверхностного натяжения жидкости σ , измеренного в dyne/cm, и радиуса струи R, измеренного в см, пересеченная плоскостью: a) W = 2,955; б) W = 3,13

Заключение. На основе анализа дисперсионного уравнения для осенесимметричных капиллярных волн с азимутальным числом m = 2 на поверхности сильно объемно заряженной цилиндрической струи идеальной несжимаемой диэлектрической жидкости показано, что для

жидкостей с диэлектрическими проницаемостями, изменяющимися в широком диапазоне значений от $\varepsilon_{in} = 1,048$ для жидкого гелия до $\varepsilon_{in} = 80$ воды, может иметь место электростатическая неустойчивость боковой поверхности струи. Разрядные явления на боковой поверхности сильно заряженной струи, связанные с возможностью зажигания у поверхности струи коронного разряда, существенны для тонких струй с радиусами, которые меньше ≈ 25 .

Работа выполнена в рамках тематического плана университета при поддержке грантов: губернатора Ярославской области, Рособразования №2.1.1/3776, РФФИ № 09-01-00084 и № 09-08-00148.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бураев Т.К., Верещагин И.П., Пашин Н.М.* Исследование процесса распыления жидкостей в электрическом поле // Сб. Сильные электрические поля в технологических процессах. М.: Энергия, 1979. № 3. С. 87–105.

2. Ентов В.М., Ярин А.Л. Динамика свободных струй и пленок вязких и реологически сложных жидкостей// ВИНИТИ. Итоги науки и техники. Сер. "Механика жидкости и газа". 1984. Т.17. С.112–197.

3. *Григорьев А.И.* Неустойчивости заряженных капель в электрических полях // Электронная обработка материалов. 2000. № 6. С. 3–22.

4. *Григорьев А.И., Ширяева С.О.* Капиллярные неустойчивости заряженной поверхности капель и электродиспергирование жидкостей // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 3. С. 3–22.

5. *Григорьев А.И., Ширяева С.О., Воронина Н.В., Егорова Е.В.* Об осцилляциях и спонтанном распаде заряженных жидких струй // Электронная обработка материалов. 2006. № 6. С. 15–27.

6. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Волкова М.В. Спонтанный капиллярный распад заряженных струй. Ярославль: Изд. ЯрГУ, 2007. 340 с.

7. *Cloupeau M., Prunet Foch B.* Electrostatic spraying of liquids: main functioning modes // J. Electrostatics. 1990. V.25. P. 165–184.

8. Jaworek A., Krupa A. Classification of the modes of EHD spraying // J. Aerosol Sci. 1999. V.30. № 7. P.873–893.

9. Григорьев А.И. Электростатическая неустойчивость сильно заряженной струи электропроводной жидкости // ЖТФ. 2009. Т.79. Вып. 4. С. 35–46.

10. *Rayleigh, Lord.* On equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity // Phil. Mag. 1882. V.14. P.184-186.

11. Григорьев А.И. О механизме неустойчивости заряженной проводящей капли // ЖТФ. 1986. Т.56. Вып.7. С. 1272–1278.

12. *Tonks L.A.* A theory of liquid surface rupture by uniform electric field // Phys. Rev. 1935. V.48. P. 562–568.

13. *Френкель Я.И*. К теории Тонкса о разрыве поверхности жидкости постоянным электрическим полем в вакууме // ЖЭТФ. 1936. Т.6. № 4. С. 348–350.

14. *Taylor G.I.* Disintegration of water drops in an electric field // Proc. R. Soc., London. 1964. V.A280. P.383–397.

15. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Закономерности рэлеевского распада заряженной капли // ЖТФ. 1991. Т.61. Вып. 3. С. 19–28.

16. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Левчук Т.В. Об устойчивости неосесимметричных мод объемно заряженной струи вязкой диэлектрической жидкости // ЖТФ. 2003. Т.73. Вып. 11. С. 22–30.

17. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.

Поступила 07.05.09

Summary

On the base of dispersion equation for capillary waves on a surface of volumetrically charged jet of dielectric liquids analysis was found that for liquids with small permittivity can occur electrostatic instability of a jet surface.

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭГД-ТЕЧЕНИЙ В СИММЕТРИЧНОЙ СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОДОВ ТИПА ПРОВОД–ПРОВОД

Санкт-Петербургский государственный университет, Научно-образовательный центр "Электрофизика" физического факультета, ул. Ульяновская, д.3, г. Санкт-Петербург, Петродворец, 198504, Россия, <u>Stishkov@paloma.spbu.ru</u>

Введение

ЭГД-устройства представляют собой классический пример использования нанотехнологий: в этих устройствах для передачи импульса нейтральной среде используются ионы, введенные в жидкость, то есть это предельный случай уменьшения размеров устройств, приводящих жидкость в движение. Реальные размеры ЭГД-насосов весьма невелики, размер межэлектродного промежутка может составлять 1 мм. Неоднократно отмечалось, что размер молекулярного комплекса, приводимого в движение отдельным ионом, весьма велик и составляет 10¹² молекул. Это объясняется, с одной стороны, образованием надмолекулярной структуры в поле каждого иона, т.н. сольватной оболочки, а с другой – диффузионным механизмом передачи импульса, весьма эффективным на малых расстояниях.

Основными проблемами, стоящими перед разработчиками ЭГД-устройств, являются выведение импульса среды из зоны силового воздействия электрического поля — за пределы межэлектродного пространства и доставка жидкости по замкнутому гидравлическому контуру к обслуживаемым объектам. Эти проблемы связаны прежде всего с нейтрализацией источника импульса — ионов за пределами межэлектродного промежутка. При неполной нейтрализации в реальных конструкциях ЭГД-преобразователей большая часть энергии идет на образование т.н. внутренних возвратных вихрей, что снижает КПД ЭГД-насосов.

Наиболее распространенной конструкцией ЭГД-насоса является несимметричная система электродов типа игла-кольцо (конфузор), предложенная Штютцером [1]. Несимметричные системы электродов, традиционно используемые для создания ЭГД-насосов, обладают рядом недостатков. В такого рода системах ЭГД-течения создаются в сильнонеоднородных электрических полях, причем степень неоднородности электрического поля может достигать весьма высоких значений, особенно в системах типа игла-плоскость. Таким образом, изначально создаются условия, в которых приэлектродные процессы у электрода с малым радиусом кривизны значительно более интенсивны, чем у противоэлектрода. Поэтому в некоторых работах изначально постулируется образование заряда только у игольчатого электрода – униполярная инжекция. Такая система, по мнению авторов, должна работать в любой слабопроводящей жидкости, откуда и название ЭГД-насос, нередко с припиской «для перекачки слабопроводящих сред». Однако в случае сильной инжекции проблема нейтрализации носителей объемного заряда на внешней границе межэлектродного промежутка трудно разрешима.

Как показали исследования, интенсивность зарядообразования, а следовательно, и скорость ЭГД-течения существенно зависят от свойств границы электрод-жидкость. Было выявлено [2], что путем изменения состава и концентрации примесей в жидкости, а также изменением материалов электродов и их покрытия можно эффективно управлять не только скоростью, но и направлением ЭГД-течения, а также их структурой. Испытания классических конструкций ЭГД-насосов типа иглакольцо, лезвие-пластина также выявили определяющее влияние примесного состава жидкости на работу ЭГД-насоса [10].

Анализ теоретических работ по исследованию контакта металл–диэлектрик, а также металл– электролит показывает, что в рассматриваемой области образуется заряженный слой, обусловленный различием работ выхода из контактирующих веществ. Прохождение электрического тока через контактный слой на границе металл–диэлектрик сопровождается туннелированием электронов через барьер. Акт ионизации в реальном растворе является сложным гетерогенным процессом, сопровож-

[©] Ашихмин И.А., Стишков Ю.К., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 42–51.

дающимся целым рядом превращений. Если жидкий диэлектрик характеризуется как хороший изоляционный материал, то его электрические свойства определяются примесными молекулами, обладающими повышенными электронно-донорными либо электронно-акцепторными качествами. Поэтому считается, что перенос заряда на межфазной границе осуществляется на примесные молекулы.

Следуя этим данным, в работе [2] предлагалось ввести понятие «ЭГД–преобразователь», но не насос, то есть понимать его как устройство для преобразования энергии электрического тока в энергию механического течения рабочей жидкости. При этом в качестве рабочей жидкости следует использовать не любую слабопроводящую жидкость, а обладающую определенным набором электрофизических и электрохимических свойств.

Структура и направление ЭГД-течений обусловлены прежде всего свойствами контакта электрод-жидкость, и, следовательно, электрофизические свойства жидкости, а также свойства границы раздела электрод-жидкость являются основными конструктивными признаками преобразователя.

Основные отличия ЭГД-преобразователя электрохимического типа от традиционных конструкций ЭГД-насосов — это отсутствие или второстепенное значение геометрической асимметрии электродов, фокусирующее действие электродной системы, способствующее устранению внутренних вихрей, а также использование электрохимической асимметрии контакта электроды-жидкость для получения сквозной прокачки.

Электрохимическая асимметрия достигается использованием либо электродов, выполненных из различных материалов, либо различных покрытий электродов, либо применением рабочей жидкости с примесями.

При использовании симметричных систем электродов возможно вместо нейтрализации носителей заряда — ионов на внешней границе межэлектродного промежутка вводить в жидкость заряд противоположного знака, тем самым нейтрализуя объемный заряд среды. Как показывает практика, это реализовать значительно проще.

В этом свете изучение ЭГД-течений в симметричной системе электродов представляется весьма актуальным. В литературе имеется значительное количество работ, посвященных этой теме. Часть из них носит экспериментальный характер [3], часть посвящена компьютерному моделированию [9].

Моделирование

Цель настоящей работы – компьютерное моделирование процесса формирования и развития ЭГД-течений в симметричной системе электродов типа провод–провод на основе полной системы ЭГД-уравнений в двухмерном случае. Впервые рассмотрена связь уровня зарядообразования от локальной напряженности поля в приэлектродной области. Вариация свойств контакта электроджидкость позволяет получать и исследовать различные типы ЭГД-течений. Приводятся результаты компьютерного моделирования ЭГД-течений для случая униполярной инжекции, симметричной биполярной и несимметричной биполярной инжекции.

Полная система уравнений имеет вид [2]:

$$\gamma \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \gamma (\vec{v}, \nabla) \vec{v} = -\nabla p + \eta \Delta \vec{v} - \rho \nabla \phi \quad ; \tag{1}$$

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad ; \tag{2}$$

$$\Delta \phi = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} \quad ; \tag{3}$$

$$\frac{\partial c_{+}}{\partial t} + \operatorname{div}(-D\nabla c_{+} - z_{+}bFc_{+}\nabla \phi) = R - \vec{v} \cdot \nabla c_{+} \quad ; \tag{4}$$

$$\frac{\partial c_{-}}{\partial t} + \operatorname{div}(-D\nabla c_{-} - z_{-}bFc_{-}\nabla \varphi) = R - \vec{v} \cdot \nabla c_{-} ; \qquad (5)$$

$$\rho = F(z_{+}c_{+} + z_{-}c_{-})$$

Здесь ρ — объемная плотность заряда, γ — плотность вещества, v — скорость течения, p — давление, η — динамическая вязкость, φ — потенциал электрического поля, ε — относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, D — коэффициент диффузии, F — число Фарадея, b — подвижность, R — коэффициент рекомбинации, c_+, c_- — концентрации положительных и отрицательных ионов соответственно, z_+, z_- — зарядовые числа. Для моделирования была выбрана система с симметричными электродами, размещенными в канале с диэлектрическими стенками, представленная на рис. 1. Модель представляет собой два бесконечных цилиндрических электрода, помещенных в трансформаторное масло. Диаметр электродов равен 1 мм, расстояние между электродами равно см, что соответствует параметрам экспериментальных установок. Так как модель имеет вертикальную ось симметрии, то была построена только половина модели, а на оси симметрии задавались соответствующие граничные условия.



Граничные условия

1. Для уравнения Пуассона на верхнем и нижнем электродах задавалось постоянное значение потенциала, равное +10 000 В и 0 В соответственно. На симметричной границе задавалось условие симметрии $\vec{n} \cdot \vec{D} = 0$. На внешних верхней и нижней границах задавалось условие экранирования электрического поля поверхностным зарядом.

2. Для уравнения Навье-Стокса на электродах задавалось условие прилипания u = 0. На симметричной границе было поставлено условие отсутствия нормальной составляющей вектора скорости $\vec{n} \cdot \vec{u} = 0$. На внешней боковой, верхней и нижней стенках – условие «открытой границы»:

$$\left[-p\hat{I} + \eta\left(\nabla\vec{u} + \left(\nabla\vec{u}\right)^{T}\right)\right]\cdot\vec{n} = 0.$$
(6)

3. Уравнение Нернста — Планка.

Здесь так же, как и для предыдущих уравнений, на симметричной границе задавалось условие симметрии, а на стенках – условие «конвективный поток» (англ. convective flux): $\vec{n} \cdot (-D\nabla c - zbFc\nabla \phi) = 0$.

На границе электроды–жидкость задавался поток ионов, который определялся из следующих соображений. Поскольку токопрохождение через жидкий диэлектрик обычно не сопровождается растворением электродов или выделением на них веществ, считается, что элементарный акт ионообразования протекает по окислительно-восстановительному механизму:

• катод Ox + e = Red

• анод $\operatorname{Red} - e = \operatorname{Ox}$

Пограничный ток контакта металл-электролит на катоде определяется разницей работы выхода с поверхности металла и энергией сродства к электрону окисленной формы, а на аноде – разницей энергии ионизации восстановленной формы и работой выхода с поверхности металла.

Реакции ионообразования на аноде и катоде обычно проходят неодинаково. Известно, что отрыв электрона от молекулы требует затрат энергии и характеризуется потенциалом ионизации. Так, например, при использовании в качестве примеси молекулярного йода энергия ионизации молекулы йода в положительный ион $(J_2 - e \rightarrow J^+)$ равна 9,7 эВ. В то же время присоединение электрона к атому или молекуле может происходить с выделением энергии. В этом случае говорят, что частица обладает сродством с электроном. Мерой сродства с электроном служит энергия E_{cp} , выделенная при ионизации молекулы в отрицательный ион. Для молекулы йода $E_{cp} \approx 3,2$ эВ; для групп -OH, -CN и -NO₂ E_{cp} соответственно равна 2, 3 и 3 эВ [2]. С позиций ионизационно-рекомбинационного механизма введение в жидкость примесных молекул галогенов, а также молекул, содержащих группы -OH, -CN, -NO₂, обладающих сродством к электрону, должно привести к интенсификации процессов ионообразования на катоде.

Анализ теоретических работ по исследованию контакта металл–диэлектрик, а также металлэлектролит показывает, что в рассматриваемой области образуется заряженный слой, обусловленный различием работ выхода из контактирующих веществ. Прохождение электрического тока через контактный слой на границе металл–диэлектрик сопровождается туннелированием электронов через барьер. Акт ионизации в реальном растворе является сложным гетерогенным процессом, сопровождающимся целым рядом превращений. Если жидкий диэлектрик характеризуется как хороший изоляционный материал, то его электрические свойства определяются примесными молекулами, обладающими повышенными электронно-донорными либо электронно-акцепторными качествами. Поэтому считают, что перенос заряда на межфазной границе осуществляется исключительно на примесные молекулы.

Поскольку в большинстве случаев состав примесных молекул, определяющих ионообразование на электродах, неизвестен, воспользуемся зависимостью по формуле типа Шоттки [6]:

$$\vec{J} \sim A \exp\left(B\sqrt{\left\|\vec{E}\right\|}\right) H(t)\vec{n}, \qquad (7)$$

однако коэффициенты A,B выбираются таким образом, чтобы интегральный ток соответствовал экспериментальным данным. Для этого после построения модели была проведена серия пробных расчетов, в них установлено значение параметра A, при котором скорость течения имела тот же порядок, что и в эксперименте. Значение параметра B выбиралось таким образом, чтобы в стационарном режиме не было «течения наверх», то есть формировалась та структура течения, которая и наблюдается в эксперименте.

$$H(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right)$$
 — функция включения нужна для того, чтобы решение сходилось на

начальных этапах. Значение $t_0 = 2$, то есть можно сказать, что включение тока происходит плавно — за 2 секунды.

Результаты моделирования и их анализ

Показано, что в случае униполярной инжекции образуется зарядовая пробка, мешающая сквозной прокачке. В случае симметричной инжекции сквозной прокачки нет, однако нет и накопления заряда, так как имеется зона нейтрализации заряда, расположенная в середине МЭП. В случае несимметричной инжекции можно реализовать сквозное течение с зоной нейтрализации заряда, вынесенной за пределы межэлектродного промежутка.

На рис. 2 приведены распределение объемной плотности электрического заряда и линии электрического поля, на рис. 3 – контурный график скоростей и линии тока жидкости при униполярной инжекции с верхнего электрода. В межэлектродном промежутке ЭГД-течение имеет типовой характер: практически неподвижное заряженное кольцо вокруг активного электрода и тонкая заряженная струйка, распространяющаяся до пассивного электрода, имеющая короткую зону ускорения и длинную зону однородного течения. Однако, несмотря на отсутствие препятствия в виде стенки, после обтекания пассивного электрода в заэлектродной области образуются зарядовая пробка (рис. 2) и возвратный вихрь (рис. 3), препятствующий сквозной прокачке жидкости. Это связано с затрудненным механизмом нейтрализации ионов на поверхности пассивного электрода. В некоторых работах предлагались различные варианты конструкций для интенсификации процесса нейтрализации ионов на поверхности пассивного электрода [2].



электрического заряда и линии электрического поля



Рассмотрим теперь распределения основных характеристик течения с униполярной инжекцией вдоль линий тока. Линии тока были выбраны, так как это представлено на рис. 4.







Рис. 5. Распределение кулоновской силы вдоль Рис. 6. Распределение модуля скорости вдоль линий тока. 1 - 0,6; 2 - 0,7; 3 - 1 мм линий тока. 1 - 0,6; 2 - 0,7; 3 - 1 мм

Из полученных распределений для электрической силы и скорости видно, что между электродами есть зона интенсивного ускорения за счет кулоновской силы, после чего происходит торможение жидкости. За пассивным электродом в торможении жидкости также принимают участие и электрические силы. Кроме того, видно, что за пассивным электродом заряд не уничтожается, а, наоборот, накапливается. Как видно из графиков, это существенно снижает скорость в заэлектродной области

Поэтому, на наш взгляд, наиболее эффективным является не нейтрализация отработавшего заряда, а введение в жидкость заряда противоположного знака с поверхности пассивного противоэлектрода электрода. В этом случае разноименные заряды, смешиваясь друг с другом, нейтрализуют среду в заэлектродной области.

Основной задачей в этом случае является точная балансировка процессов зарядообразования на каждом из электродов. В натурном эксперименте этого можно достигнуть подбором свойств контактов: катод-примесная добавка и анод-примесная добавка. Зарядообразование от катода можно интенсифицировать путем введения в жидкость примесей, обладающих повышенным сродством с электроном, либо изготовления электродов из материалов с пониженной работой выхода. Процесс зарядообразования на аноде можно интенсифицировать путем введения примесей с пониженной энергией ионизации. В численном эксперименте достаточно подобрать коэффициенты А и В в граничном условии (2.2).

При использовании одинаковых коэффициентов в (2.2) решение выглядит в виде встречных разноименно заряженных потоков (см. рис. 7 и 8). Видно, что компенсация противозарядов происходит в середине межэлектродного промежутка, в месте встречи противоположно заряженных струй. При этом сквозная прокачка практически отсутствует, однако нет и накопления заряда. Для реализации сквозной прокачки необходимо изменить условия зарядообразования на одном из электродов, например на катоде.

Рассмотрим результаты решения задачи, полученные при следующих токах инжекции: анод $A_{\perp} = 7 \cdot 10^{-15}, B_{\perp} = 7 \cdot 10^{-3}$, катод $A_{\perp} = 3, 5 \cdot 10^{-15}, B_{\perp} = 7 \cdot 10^{-3}$, разность потенциалов 10 кВ.

На рис. 9 и 10 приведены распределение заряда и силовые линии электрического поля, а также линии тока жидкости и поверхностный график скорости. Видно, что ЭГД-течение в этом случае реализуется в виде двух тонких заряженных струек: положительной, распространяющейся «вниз» от поверхности верхнего положительного электрода, и отрицательной, распространяющейся в том же направлении от поверхности отрицательного нижнего электрода. Зарядовой пробки в заэлектродной области, как в случае униполярной инжекции, не образуется. Линии тока жидкости плавно обтекают пассивный электрод, не образуя возвратных вихрей, реализовано т.н. сквозное ЭГД-течение. В экспериментах подобное течение получено и подробно исследовано при использовании в качестве примеси бутанола [3]. Кроме типовых контурных графиков скорости, при анализе полезно рассмотреть распределения различных переменных вдоль выделенных линий тока. Такие распределения позволяют лучше понять динамику процесса зарядки и ускорения отдельных элементов жидкости. На рис. 11 и 12 приведены распределения скорости и кулоновских сил вдоль трех линий тока, расположенных в центральной струе ЭГД-течения на расстоянии 600 мкм, 700 мкм и 1 мм от оси симметрии модели. Как видно из рис. 11 и 12, электрическое поле за пределами межэлектродного промежутка не тормозит сквозной поток, а ускоряет его.



Рис. 7. Распределения плотности заряда и линий электрического поля при симметричном течении



Рис. 8. Распределения скоростей и линий тока при симметричном течении



Рис. 9. Распределение заряда и линии электрического поля



Рис. 10. Контурный график распределения электрического поля





Рис. 11. График распределения кулоновской силы вдоль линий тока. 1-600; 2 – 700; 3 – 1 мм

Рис. 12. График распределения модуля скорости вдоль линий тока. 1 – 600; 2 – 700; 3 – 1 мм

Поле скоростей (рис. 10 и 12) имеет ряд характерных областей:

1. Непосредственно у активного электрода имеется окружающая электрод область – «чехол» неподвижной жидкости – несколько вытянутая вверх. Аналогичная область более сложной формы имеется вокруг пассивного электрода.

2. Область подсоса. Как видно из рис. 10, жидкость, подходящая к активному электроду, на входе уже имеет некоторую не нулевую скорость. Это можно объяснить, если рассмотреть силы давления $\vec{f} = -\nabla p$, действующие на жидкость вдоль линий тока. Непосредственно под активным электродом имеется область пониженного давления. Это объясняется тем, что за электродом есть зона отрыва, которая возникает при обтекании препятствия из-за отрыва линий тока от электрода. В этой зоне давление имеет локальный минимум, а значит, градиент давления на входе в эту область имеет положительное значение, а на выходе — отрицательное. В обычном течении за обтекаемым телом возникают возвратные вихри. В нашем случае этого не наблюдается, поскольку за активным электродом на жидкость действует положительная кулоновская сила, компенсирующая отрицательную силу давления и ускоряющая жидкость непосредственно за электродом.

3. Межэлектродная область ускорения. После того как частицы жидкости приобретают положительный заряд вблизи активного электрода, на них начинает действовать сила кулоновского отталкивания, которая формирует основную зону ускорения между электродами. В результате энергия электрического поля переходит в кинетическую энергию жидкости, и скорость в максимуме достигает 6 см/с. По профилю скорости между электродами можно оценить ширину струи в центре.

Из распределения скорости, приведенного на рис. 9, видно, что между электродами движется тонкая струйка заряженной жидкости, толщина заряженной струи составляет 1,5–2 мм, что равняется 3–4 радиусам активного электрода. Это значение хорошо согласуется со значениями, полученными на практике [3].

4. Приэлектродный микровихрь. Перед вторым электродом имеется локальная зона с очень маленькой скоростью (порядка нескольких миллиметров в секунду), однако жидкость в этой зоне течет в обратном направлении, и линии тока в этой области имеют замкнутый «вихревой» характер. На существование этого микровихря впервые указывалось в работе [3] при анализе экспериментальных данных о сквозном и встречных течениях. Рассмотрим подробнее процессы, происходящие здесь. Для начала, чтобы понять природу происходящих процессов, необходимо рассмотреть плотность распределения электрического заряда на фоне линий тока приэлектродного течения.

Из графика следует, что вблизи пассивного электрода наблюдается микроциркуляция отрицательного заряда в сторону положительного электрода, образуется встречный микровихрь. Это, естественно, происходит под действием обратной кулоновской силы, локализованной у пассивного противоэлектрода, которая и создает отрицательно заряженный встречный минипоток. Этот поток несколько притормаживает основной и приводит к локальному падению кинетической энергии течения. Вместе с тем он приводит к частичной нейтрализации основного положительного заряда, поступающего от активного электрода, и частичной перезарядке потока, попадающего в хвостовую часть течения.



Рис. 13. Распределение электрического заряда и линии тока в окрестности пассивного электрода

Зона вторичного ускорения. В результате перезарядки у пассивного электрода в хвосте течения появляется вторичный локальный максимум действующих кулоновских сил. Это в свою очередь приводит к тому, что за пассивным электродом образуется зона повторного ускорения жидкости, которая и формирует тот тип течения, который в литературе называется сквозным [2,3,9].

Характерные зоны сквозного ЭГД-течения особенно хорошо видны (рис. 12), если рассмотреть распределение модуля скорости вдоль линий тока. Непосредственно перед активным электродом наблюдается первая зона активного ускорения жидкости, перед пассивным электродом имеется локальный максимум возвратного микровихря, а за пассивным электродом – зона вторичного ускорения жидкости.

Затем скорость течения выходит на стационар. Это объясняется тем, что на отрицательный заряд за пассивным электродом электрическая сила действует только в малой заэлектродной области (см. рис. 11).

В случае сквозного ЭГД-течения в результате введения заряда как с активного, так и с пассивного электрода происходит их взаимная компенсация, в заэлектродной области не образуется зарядовая пробка, тормозящая сквозную прокачку жидкости.

Описанная структура сквозного ЭГД-течения является оптимальной для организации работы ЭГД-насоса электрохимического типа и выведения кинетической энергии ЭГД-течения во внешний контур. Такого рода ЭГД-насос целесообразно применять для создания течений по замкнутому каналу, необходимых для реализации работы ЭГД-теплообменников. Для повышения расхода возможно также использование нескольких параллельных проводов либо сеточных электродов.

Заключение

Проведено компьютерное моделирование процесса формирования и развития ЭГД-течений в симметричной системе электродов типа провод–провод на основе полной системы ЭГД-уравнений в двухмерном случае. В работе впервые рассмотрена связь уровня зарядообразования от локальной напряженности поля в приэлектродной области.

Приведен анализ результатов компьютерного моделирования ЭГД-течений для случая униполярной инжекции, симметричной биполярной и несимметричной биполярной инжекции.

Показано, что в случае униполярной инжекции образуется зарядовая пробка, мешающая сквозной прокачке. При симметричной инжекции сквозной прокачки нет, однако нет и накопления заряда, так как имеется зона нейтрализации заряда, расположенная в середине МЭП.

В случае несимметричной биполярной инжекции в результате введения заряда как с активного, так и с пассивного электрода реализуется сквозное ЭГД-течение, в котором происходит взаимная компенсация зарядовых струй, текущих от каждого из электродов в заэлектродной области. При этом вместо образования зарядовой пробки, тормозящей сквозную прокачку жидкости, за межэлектродным промежутком появляется зона вторичного ускорения жидкости, способствующая сквозной прокачке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stuetzer O.M. Ion Drag Pressure Generation // J. Appl. Physs. 1959. Vol. 30. № 7. P. 984–994.

2. Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. Л.: ЛГУ, 1989.

3. *Буянов А.В., Стишков Ю.К.* Особенности структуры сквозного электрогидродинамического течения в симметричной системе электродов // ЖТФ. 2004. Том 74. Вып. 8. С. 120–123.

4. *Elagin I.A., Stishkov Yu.K.* "Computer Simulation of Electrohydrodynamic Flow Formation Process using a Finite Element Method," Proceedings of the 5th International EHD workshop, France, 2004.

5. Zienkiewicz O.C., Taylor R.L., Nithiarasu P. The Finite Element Method for Fluid Dynamics, 6th edition, Elsevier, 2005.

6. *Жакин А.И*. Приэлектродные и переходные процессы в жидких диэлектриках // Успехи физических наук, март 2006.

7. Proceedings of 7th Intern. Conf. On Cond. And Breakd. In Dielectric Liquids (I.C.D.L.), Berlin – West – Germany, 1981.

8. *Афанасьев С.Б., Елагин И.А., Стишков Ю.К.* Электрофизические процессы в жидкостях и газах. Раздел 2. Электрогидродинамические процессы в жидкостях. СПб., 2007.

9. *Глущенко П.В., Стишков Ю.К.* Электрические процессы в технике и химии. Моделирование структуры сквозного ЭГД-течения в системе провод–провод // Электронная обработка материалов. № 4. 2007. С. 34–41.

10. Грошев А.К., Михайлов С.А., Стишков Ю.К. Влияние свойств границы электрод-жидкость на высоковольтную проводимость жидких диэлектриков // Тезисы докладов III Межреспубликанского семинара. Гродно, 1992.

Поступила 21.07.09

Summary

In this paper we presented a computer model electrohydrodynamic (EHD) flow through a complete system of equations in a symmetric system of electrodes of the wire-wire. Based on this model were carried out three numerical experiments: the case of unipolar injection, symmetric and asymmetric bipolar injection. As a result, a comprehensive analysis of these numerical experiments it was found that structure of the pass-through EHD-flow in the case of the asymmetric bipolar injection is ideal for the realization of cross-cutting move fluid on the closed channel, necessary for the operation of EHD-pump.

ВРАЩЕНИЕ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

*Государственный аграрный университет Молдовы, ул. Мирчешть, 44, г. Кишинев, MD-2049, Республика Молдова **Институт прикладной физики АНМ, ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD–2028, Республика Молдова, mbologa@phys.asm.md

1. Вводные замечания. Взаимодействия внешних электрических, магнитных или электромагнитных полей с немагнитными жидкостями известны и достаточно хорошо изучены в одном из предельных случаев – большой электрической проводимости жидкости, когда электрическими эффектами (полями) можно пренебречь по сравнению с магнитными – область магнитной гидродинамики (МГД). Менее известен и изучен противоположный случай – малой удельной проводимости, когда магнитными эффектами можно пренебречь. Это область электрической гидродинамики (ЭГД), которая сравнительно недавно (~ 20 лет назад) сформировалась как научное направление. Однако, по существу, неизвестными и неизученными являются случаи промежуточных значений удельной электропроводности жидкостей типа воды (водопроводной или морской) или ее растворов, слабых электролитов и т.п., когда в результате совместного действия электрических и магнитных полей МГД и ЭГД эффекты могут оказаться конкурирующими. Очевидно, соответствующие гидродинамические явления можно назвать электромагнитогидродинамическими (ЭМГД). Этих явлений мы коснулись в работе [1], в частности обсуждены пондеромоторные силы [2], вызывающие ЭМГД эффекты, и отмечено, что в большинстве важных случах в общем выражении для суммарной электромагнитной силы можно ограничиться чистокулоновской ($\rho \vec{E}$) и амперовой ($\vec{j} \times \vec{B}$) соответствующими:

$$\vec{f} = \vec{f}_e + \vec{f}_m; \quad \vec{f}_e \equiv \rho \vec{E}; \quad \vec{f}_m \equiv \vec{j} \times \vec{B},$$
(1)

где ρ – плотность объемных свободных зарядов, \vec{j} – плотность тока, \vec{E} и \vec{B} – напряженность электрического поля и магнитная индукция соответственно.

Критерием ЭГД- или МГД–приближений может служить порядок отношения первого слагаемого ко второму

$$\Pi_{em} \equiv \frac{\tau E}{l_E \cdot B},\tag{2}$$

где $\tau \equiv \varepsilon / \sigma$ – время релаксации электрических явлений в среде; l_E – характерное расстояние, на котором меняется напряженность электрического поля. Если $\Pi_{em} >> 1$, то правомерно "ЭГД-приближение". При $\Pi_{em} \sim 1$ – налицо ЭМГД эффекты.

Для хороших диэлектриков ($\tau \ge 10^{-1}$ с) ЭГД явления начинают проявляться при $E \ge 1 \, \text{кB/см} = 10^5 \, \text{В/м}$, и при $l_E \sim 10^{-2} \, \text{м}$ и $B \sim 1 \, \text{Тл}$ получим $\Pi_{em} \sim 10^5 >> 1$ –"ЭГД-приближение" с большой точностью. Аналогично обстоит дело для "МГД-приближения" в проводящих средах типа жидких металлов. Для морской воды удельная электропроводность $\sigma \approx 3,3 \, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{M}^{-1}$, $\tau \approx 2 \cdot 10^{-10} \, \text{с}$ [3], и при $E \sim 10^4 \, \text{В/м} \, \Pi_{em} \sim 1$ при сравнительно слабых магнитных полях $B \sim 10^{-4} \, \text{Тл}$.

Эти оценки показывают, что в слабопроводящих жидкостях типа воды возможны смешанные ЭГД и МГД эффекты и они заслуживают внимания, однако в исследовательских целях для начала целесообразно рассматривать их порознь.

[©] Гросу Ф.П., Болога М.К., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 52–58.

Ниже рассматриваются вращательные движения слабопроводящей жидкости в скрещенных электрическом и магнитном полях, для теоретического описания которых достаточно ограничиться в формулах (1) магнитной составляющей \vec{f}_m . При этом предполагаемая малая электропроводность среды позволяет считать движение изотермическим, поскольку не учитывается джоулев нагрев. Учет последнего привел бы к появлению и слагаемого \vec{f}_e , что значительно усложнило бы задачу.

Рассмотрению подлежат две задачи: вращение жидкости в зазоре цилиндрического конденсатора; рис. 2 – вращение жидкости в кювете прямоугольной формы.

2. Вращение жидкости в зазоре цилиндрического конденсатора. Пусть жидкость заполняет зазор цилиндрического конденсатора согласно рис. 1. Весь стакан находится в вертикальном постоянном и однородном магнитном поле. Цилиндрический конденсатор подключен к источнику напряжения φ_s полярностью, как показано на рис. 1. На жидкость действует сила, объемная плотность которой равна $\vec{f} = \vec{f}_m$:

$$\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B},\tag{3}$$

где плотность тока выражается формулой

$$\vec{j} = \frac{j_s \cdot r_s}{r} \vec{e}_r = \sigma \vec{E} = \frac{\sigma \varphi_s}{r \ln(R/r_s)} \cdot \vec{e}_r, \tag{4}$$

где j_s – плотность тока на поверхности внутреннего электрода радиуса r_s , R – радиус наружного цилиндра.



С учетом (4) из (3) следует:

$$\vec{f} = \frac{\sigma \varphi_s B}{r \ln m} \cdot \vec{e}_{\varphi}, \quad m \equiv R / r_s.$$
(5)

Ввиду азимутального направления силы ищем решение для скорости в виде $\vec{\upsilon} = \upsilon_{\phi} \cdot \vec{e}_{\phi} \equiv \upsilon \cdot \vec{e}_{\phi}$, вследствие чего в уравнениях Навье-Стокса выпадает нелинейное слагаемое ($\vec{\upsilon}\nabla$) $\vec{\upsilon}$ и они принимают вид:

$$-\frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial \varphi} + f + \eta \left(\nabla^2 \upsilon - \frac{\upsilon}{r^2}\right) = 0;$$

$$-\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\gamma \upsilon^2}{r} = 0; \quad -\frac{\partial P}{\partial z} - \gamma g = 0; \quad \frac{1}{r}\frac{\partial \upsilon}{\partial \varphi} = 0.$$
 (6)

Последнее есть уравнение неразрывности среды, с учетом которого записаны предыдущие. Очевидно, под действием вращающей силы (5) возможно вращение жидкости, причем из соображений симметрии заключаем, что давление *P* не будет зависеть от φ , а $\upsilon = \upsilon(r, z)$ в силу последнего уравнения (6). Тогда из первого уравнения системы (6) получим

$$\frac{\partial^2 \upsilon}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \upsilon}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \upsilon}{\partial r} - \frac{\upsilon}{r^2} = -\frac{A}{r},\tag{7}$$

где обозначено

$$A \equiv \frac{\sigma \varphi_s B}{\eta \ln m}.$$
(8)

Уравнение (7) будем решать в трех вариантах: в предположении неограниченности цилиндра как снизу, так и сверху; при его ограниченности снизу твердым дном, а сверху – свободной поверхностью; цилиндр герметически закрыт и снизу и сверху твердыми диэлектрическими крышками.

а) **Неограниченный цилиндр.** Речь идет о распределении скорости в достаточно длинном цилиндре вдали от торцов, то есть в средней его части. Скорость будет функцией лишь радиальной координаты r, то есть $\upsilon = \upsilon(r)$, а уравнение (7) переходит в обыкновенное:

$$\frac{d^2\upsilon}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\upsilon}{dr} - \frac{\upsilon}{r^2} = -\frac{A}{r},\tag{9}$$

причем при соблюдении двух условий (прилипания):

$$\upsilon(r)\Big|_{r=r_s} = 0; \ \upsilon(r)\Big|_{r=R} = 0.$$
 (10)

После решения задачи (9)-(10) имеют вид

$$\upsilon(r) = \frac{Ar}{2(m^2 - 1)} \cdot \left(m^2 \ln \frac{R}{r} + \ln \frac{r}{r_s} - \frac{R^2}{r^2} \ln m \right).$$
(11)

С точки зрения возможного использования данного течения для прокачки жидкостей (МГД-насос) интерес представляет расход жидкости через продольное аксиальное сечение конденсатора:

$$Q = \iint_{(z,r)} \upsilon(r) dz dr = \int_{0}^{h} dz \int_{r_{s}}^{R} \upsilon(r) dr$$

или на единицу длины цилиндра

$$q \equiv Q / h = \frac{AR^2}{8} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2} - \frac{4\ln^2 m}{m^2 - 1} \right).$$
(12)

Это монотонно возрастающая функция q(m), причем при $m \approx 20$ выражение в круглых скобках составляет ≈ 0.9 и стремится к единице при дальнейшем возрастании m. Существенно, однако, то, что $q \sim R^2$ – весьма сильная зависимость расхода от радиуса внешнего цилиндра, это вселяет оптимизм относительно насосного эффекта в зависимости от его геометрических параметров.

б) Ситуация, соответствующая рис. 1. Уравнение (7) надлежит решить при граничных условиях:

$$\upsilon(r,z)\Big|_{r=r_s} = 0; \ \upsilon(r,z)\Big|_{r=R} = 0; \ \upsilon(r,z)\Big|_{z=0} = 0; \ \frac{\partial \upsilon}{\partial z}\Big|_{z=h} = 0.$$
(13)

Последнее условие означает отсутствие тангенциальной составляющей тензора напряжений на свободной поверхности жидкости, то есть пренебрежение трением между жидкостью и воздухом.

Решение уравнения (7) будем искать в виде

$$\upsilon(r,z) = u(r) \cdot \chi(r,z), \tag{14}$$

где в качестве u(r) примем решение (11) предыдущей задачи *a*, а функция $\chi(r, z)$ играет роль поправочного коэффициента $0 \le \chi(r, z) \le 1$, причем согласно (13) удовлетворяет граничным условиям:

$$\chi(r,z)\big|_{z=0} = 0; \quad \frac{\partial\chi(r,z)}{\partial z}\big|_{z=R} = 0.$$
(15)

Подстановка (14) в (7) приводит к уравнению

$$\chi(r,z)\left(u''+\frac{u'}{r}-\frac{u}{r^2}\right)+u\left(\frac{\partial^2\chi}{\partial z^2}+\frac{\partial^2\chi}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\chi}{\partial r}\right)+2u'\cdot\frac{\partial\chi}{\partial r}=-\frac{A}{r}.$$
(16)

Учитывая, что u(r) удовлетворяет уравнению (9), из (16) получим

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} + \frac{\partial \chi}{\partial r} \cdot \left[ln \left(ru^2 \right) \right]' = \frac{A}{ru} (\chi - 1).$$
(17)

Оценка отдельных членов левой части (17) на основе представлений теории пограничного слоя показывает, что первый член ~ χ/δ^2 , а оставшиеся ~ χ/R^2 (при $R >> r_s$). Приняв во внимание малость толщины пограничного слоя δ на дне цилиндра по сравнению с R ($\delta/R <<1$), приходим к выводу, что в (17) в левой части можно ограничиться лишь первым слагаемым:

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} \cong \frac{A}{ru} (\chi - 1), \tag{18}$$

где (*ru*) играет роль параметра ввиду отсутствия производных по *r*. С учетом сказанного общее решение (18) имеет вид

$$\chi(r,z) = 1 + C_1(r)e^{\lambda z} + e_2(r)e^{-\lambda z},$$
(19)

где обозначено

$$\lambda \equiv \sqrt{\frac{A}{ru}},\tag{20}$$

а $C_1(r)$ и $C_2(r)$ – произвольные функции от *r*, которые находим из условий (15). Окончательно найдем

$$\upsilon(r,z) = u(r) \cdot \left(1 - e^{-\lambda z} - \frac{sh\lambda z}{ch\lambda h} \cdot e^{-\lambda h}\right), \tag{21}$$

где u(r) совпадает с (11):

$$u(r) = \frac{Ar}{2(m^2 - 1)} \left(m^2 \ln \frac{R}{r} + \ln \frac{r}{r_s} - \frac{R^2}{r^2} \ln m \right).$$
(22)

Необходимо отметить, что вблизи боковых стенок, ввиду $u(r) \rightarrow 0$, согласно (21) $\upsilon(r, z) \rightarrow u(r)$, поскольку $\lambda \rightarrow \infty$. Следовательно, $\upsilon(r, z) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow r_s$, *R* в полном согласны с граничными условиями.

На свободной поверхности жидкости (z = h) распределение скорости дается зависимостью:

$$\upsilon(r,h) = u(r) \cdot \left[1 - e^{-\lambda h} \left(1 + th\lambda h\right)\right].$$
(23)

В тонких слоях ($\lambda h \ll 1$) с точностью до квадратных членов ~ $\lambda^2 h^2$ из (23) получим

$$\upsilon(r,h) \cong \frac{Ah^2}{2r},\tag{24}$$

однако в соответствии с предыдущим замечанием вблизи стенок эта зависимость переходит в $\upsilon(r,h) \rightarrow u(r)$, и, таким образом, констатируем монотонный рост скорости вращения пленки по мере приближения к центру конденсатора.

в) Конденсатор на торцах закрыт. Жидкость занимает весь зазор цилиндрического конденсатора. В этой постановке задачи $C_1(r)$ и $C_2(r)$ в (19) следует находить из условий:

$$\chi(r,z)|_{z=0} = 0; \quad \chi(r,z)|_{z=h} = 0.$$
 (25)

Получим

$$\upsilon(r,z) = u(r) \cdot \left[1 - \frac{sh\lambda(h-z) + sh\lambda z}{sh\lambda h} \right].$$
(26)

Осуществив сдвиг начала координат в центр конденсатора, то есть положив в (26) $z = z_1 + (h/2)$, найдем

$$\upsilon(r, z_1) = u(r) \cdot \left[1 - \frac{ch\lambda z_1}{ch\frac{\lambda h}{2}} \right], \tag{27}$$

откуда следует четность скорости относительно координат z_1 .

Рассматриваемый случай граничных условий (25) является более адекватным в прикладном, "насосном" плане, поскольку конструктивно МГД–устройство является герметичным без воздушных зазоров. Расход жидкости определится по формулам, аналогичным (12) и выше, и с учетом (27):

$$Q = \int_{-h/2}^{h/2} dz_1 \int_{r_s}^{R} \left[u(r) - u(r) \cdot \frac{ch\lambda(r)z_1}{ch\frac{\lambda(r)h}{2}} \right] dr = \int_{-h/2}^{h/2} dz_1 \int_{r_s}^{R} \chi(r, z_1) u dr =$$
$$= \int_{-h/2}^{h/2} dz_1 \cdot \vec{\chi}(z_1) \cdot q \equiv \kappa \cdot h \cdot q, \qquad (28)$$

где дважды применили теорему о среднем (в первом случае – с весом u(r)), причем обозначено

$$\kappa \equiv \int_{-h/2}^{h/2} \vec{\chi}(z_1) dz, \quad \in (0;1).$$
⁽²⁹⁾

Таким образом, расход с точностью до коэффициента пропорциональности κ , не превышающего единицы и стремящегося к единице по мере увеличения h, выражается той же формулой (12), что и в случае а) бесконечного цилиндра.

3. Вращение жидкости в прямоугольной ячейке. Пусть теперь физическая ситуация соответствует рис. 2, на котором изображена рабочая ячейка прямоугольной формы, горизонтально расположенная во внешнем однородном вертикальном магнитном поле магнитной индукцией \vec{B} . Ячейка открыта сверху, причем все стенки изготовлены из изолирующего материала, а две, заштрихованные на рис. 2, – металлические, представляющие пластины плоскопараллельного конденсатора, подключенного к внешнему источнику питания напряжением φ_s . При этих условиях жидкость будет в поле объемно распределенных сил (3) плотностью

$$\vec{f} = \sigma \vec{E} \times \vec{B} = \sigma EB \cdot \vec{e}_x,\tag{30}$$

где \vec{e}_x обозначен орт оси ОХ; аналогично \vec{e}_y, \vec{e}_z будет означать орты остальных осей координат (чтобы не путать с плотностью тока \vec{i} или \vec{j}). Полагая, что все величины в (30) постоянные, приходим к выводу, что

$$\vec{f} = f \cdot \vec{e}_r, \quad f = \sigma EB = \text{const},$$
(31)

и эта сила создает градиент давления по направлению оси ОХ точно так же, как гравитационная сила $\vec{f}_g = \gamma \vec{g}$ – по вертикали. Однако более общим условием равновесия, вытекающим из общего уравнения равновесия

$$-\nabla p + \vec{f} = 0, \tag{32}$$

является уравнение $rot \vec{f} \equiv 0$, которое применительно к равенствам (30), (31) принимает вид

$$\nabla f \times \vec{e}_x = 0, \tag{33}$$

аналогично гравитационному случаю $\nabla \gamma \times \vec{g} = 0$. При этом, как известно [4], из двух возможных направлений gradf, а именно параллельное и антипараллельное направлению \vec{e}_x , то есть силы \vec{f} , первое отвечает устойчивому, а второе неустойчивому равновесию. Следовательно, движение жидкости возможно, если $\nabla f \uparrow \downarrow \vec{e}_x$, что равносильно $\nabla f \cdot \vec{e}_x < 0$. В дальнейшем можно руководствоваться аналогией с гравитационной конвекцией, возможной при $\nabla \gamma \uparrow \downarrow \vec{g}$. Однако мы рассмотрим одну из простейших задач – течения в достаточно длинной по направлению ОХ ячейке (рис. 3). Исходя из уравнения неразрывности $\nabla \vec{j} = 0$ видим, что $j = \sigma E = \text{const.}$ Поэтому gradf $\neq 0$ может возникнуть лишь за счет неоднородности магнитного поля *B*, то есть

$$\nabla f = j\nabla B = j\frac{dB}{dx} \cdot \vec{e}_x \Longrightarrow \nabla f \cdot \vec{e}_x < 0 \Leftrightarrow \frac{dB}{dx} < 0.$$
(34)

Неоднородность магнитного поля легко создавать, если ячейка помещена в зазоре постоянного магнита (электромагнита), путем частичного извлечения кюветы из поля по тому или иному направлению, в рассматриваемом случае – ОХ по стороне ДС (рис. 3). В выступающей из поля части ячейки (ДС) поле будет слабее и dB/dx < 0 согласно (34). Ситуация напоминает случай подогрева жидкости снизу. Возникновение, по-видимому, ячеистой (в случае, если было бы ДС>>AC) электромагнитной конвекции будет носить пороговый характер. Исходя из аналогий $jB \sim \gamma g$ можно ввести аналог числа Грасгофа – "магнитное" число Грасгофа:

$$Gr_{em} = \frac{j \cdot \Delta B \cdot l^3}{\gamma v^2},$$
(35)

где *l* – толщина слоя. Следует заметить, что прямой аналогии со случаем естественной конвекции нет, так как последняя – явление сугубо термическое, в то время как рассматриваемая нами задача "изотермическая".



Puc. 2

Пусть теперь рабочая ячейка извлекается из магнитного поля по направлению OY. Вычислим $rot \vec{f}$:

$$\nabla \times \vec{f} = \nabla f \times \vec{e}_x = j \frac{dB}{dy} \vec{e}_y \times \vec{e}_x = -j \frac{dB}{dy} \cdot \vec{e}_z \neq 0.$$
(36)

Следовательно, в этом случае вообще равновесия невозможно. Рассмотрим возможное вращательное движение в вытянутом согласно рис. 3 направлении.

Предположим линейный закон убывания *B* :

$$B(y) = B_0 \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{y}{d}\right), \quad -\frac{d}{2} \le y \le \frac{d}{2},$$
(37)

где $d \equiv CD$ – ширина ячейки. При предполагаемом условии l >> d и течении согласно рис. 3 распределение скорости в средней части ячейки находим из уравнения

$$\eta \frac{d^2 \upsilon}{dy^2} + \sigma EB_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{y}{d}\right) = 0, \tag{38}$$

где пренебрегли градиентом давления ввиду его постоянства, как следствие постоянства на горизонтальной свободной поверхности.

Решением этого уравнения при граничных условиях $\upsilon(\pm d/2) = 0$ является функция

$$\upsilon(y) = \frac{\sigma EB_0}{6\eta d} \left(y^2 - \frac{d^2}{4} \right) y, \tag{39}$$

то есть имеем течение с кубическим профилем, такое течение качественно было подтверждено экспериментально [1].



Заметим, что предполагаемая зависимость (37) – наипростейшая. Очевидно, B(y) хотя и

убывающая, но более сложного вида функция, поэтому и профиль скорости в ячейке может существенно отличаться от кубического.

Вывод. Рассмотренные теоретические задачи и их решения могут служить предпосылкой для постановки новых физических экспериментов в исследовательных целях, а также создания новых ЭМГД-устройств для практических нужд. Кроме того, можно продвинуться далее, учитывая на следующем этапе исследований джоулев нагрев и обусловленное этим возникновение объемных электрических зарядов и кулоновских сил $\rho \vec{E}$. Однако еще далеко не исчерпаны всевозможные задачи из рассмотренной (МГД) тематики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гросу Ф.П., Паша Г.Н., Болога М.К. Гидроэлектромагнитные явления в растворах // Электронная обработка материалов. 2008. № 2. С. 55–59.

2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1957.

3. Енохович А.С. Справочник по физике и технике. М.: Просвещение, 1989.

4. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972.

Поступила 21.08.09

Summary

Two problems about rotation of liquid in crossed electric and magnetic fields in connection with investigation of regularities of interaction of external electric and magnetic fields with weakly conducting liquids like water (running water, sea water) and its solutions ($\sigma \sim (10^{-2} - 10^2) \Omega^{-1} m^{-1}$) are formulated and solved. The first problem deals with the liquid confined in the gap of a vertical cylindrical capacitor, while the second problem deals with the liquid in a rectangular cuvette, two lateral vertical walls of which are used as armatures of a plane-parallel capacitor. In both cases a constant vertical magnetic field is applied to the liquid while constant voltage is supplied at the armatures of the capacitor. Three types of boundary conditions are considered in the first case: capacitor of infinite length; capacitor is confined by a solid bottom from below and has a free boundary at the top; capacitor with closed ends and liquid occupies all of its volume. Obtained results can be used in many practical applications, for example in pumping of weakly conducting liquids.

ОДИН СЦЕНАРИЙ РАЗВИТИЯ НИЗКОВОЛЬТНОГО «ПОДВОДНОГО» РАЗРЯДА

Институт химии растворов РАН, ул. Академическая, 1, г. Иваново, 153045, Россия, <u>kav@isc-ras.ru</u>

Введение

К низковольтным (не импульсным) «подводным» разрядам относится диафрагменный, капиллярный, «торцевой» и разряды, возникающие в длинных (изогнутых) трубках, наполненных электролитом (рис. 1).



Рис. 1. Внешний вид подводных разрядов. а – диафрагменный; б – торцевой; в – разряд в длинной диэлектрической трубке, заполненной электролитом

в

[©] Хлюстова А.В., Манахов А.М., Максимов А.И., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 59-63.

Общим для всех этих разрядов является то, что они зажигаются от (не импульсных) источников напряжением от ~ 500 В до нескольких тысяч вольт. Во всех случаях зажиганию разряда предшествует образование в объёме электролита паровых или парогазовых пузырьков, причём, как показывают оценки, преимущественную роль при этом играет парообразование в результате локального перегрева раствора. Опыт показывает, что конкретный механизм роста пузырьков и электрического пробоя зависит от геометрии системы, и в первую очередь от диаметра перекрываемого сечения трубки или диафрагмы. По-видимому, более прост механизм в случае разряда в диафрагме или сужающемся конце капилляра. Принято считать, что в этом случае образование пузыря приводит к перекрыванию проводящего канала и прекращению тока электролиза. В результате на возникший пузырек падает вся эдс источника (плюс эдс самоиндукции в случае питания переменным током). Если эта разность потенциалов достаточно велика, происходит электрический пробой. Данные работы [1] позволяют конкретизировать предполагаемый сценарий формирования подводного разряда для случая тонкого капилляра. Действительно, формирование пузырька в виде растущего со стороны стенок кольца, являющееся следствием локального перегрева раствора, приведёт к постепенному сужению проводящего канала раствора на оси капилляра и росту падения напряжения на этом участке. Как и в предыдущем случае, при достаточно высоком падении напряжения произойдет электрический пробой пузыря. Однако для этого совсем не обязательно полное перекрытие капилляра перед пробоем. Несложно убедиться в том, что условия пробоя в данном случае будут зависеть от полного напряжения на ячейке и геометрии системы. Экспериментальные данные для капиллярных разрядов не противоречат описанной картине [2]. Однако исследования подводного разряда, формирующегося в широких трубках с электролитом, не укладываются в указанные рамки.

Условия экспериментов

«Торцевой» подводный разряд зажигался в стеклянной трубке с внутренним диаметром 10 мм, погруженной вертикально в раствор с электролитом. Графитовый электрод, перекрывающий сечение трубки, помещался на расстоянии 5–15 мм от среза трубки. Второй электрод размещался в объёме основной ячейки. В качестве электролитов использовались водные растворы серной кислоты и сульфата натрия с концентрацией 0,01М – 0,1М. Разряд зажигался от трансформатора на частоте 50 Гц с максимальным напряжением не более 2500 В и током до 1–2 А. Подробная схема эксперимента была описана ранее [3]. Переход к трубке достаточно большого диаметра привел к тому, что фазы развития разряда, включая рост пузыря и его пробой, существенно замедлились, что облегчило их наблюдение и анализ. При этом, меняя подаваемое на ячейку напряжение, можно было остановить развитие процесса на одной из фаз.

Сценарий формирования «торцевого» подводного разряда

Рост пузыря

При относительно малом напряжении на ячейке наблюдается рост парогазового пузыря без дальнейшего пробоя. Нагрев электролита при этом ещё недостаточен для быстрого роста парового пузыря, поэтому существенный вклад в этот процесс вносит электролиз. В зависимости от расстояния между электродом и срезом трубки пузырь может зафиксироваться непосредственно у среза или в промежуточном между электродом и срезом положении. Образование пузыря приводит к тому, что ток в цепи падает от 1–2 А до нескольких миллиампер. Между пузырем и стенкой трубки остаётся кольцевой зазор, заполненный электролитом.

Тихий разряд

При более высоком напряжении на ячейке возникают пробои в электролите, заполняющем кольцевой зазор между пузырём и стенками трубки (рис. 2). Они представляют собой микроразряды, быстро перемещающиеся по окружности в этом кольцевом зазоре. Сила тока в цепи возрастает от нескольких миллиампер до ~20 мА.

Траектория движения микроразрядов заметно отличается от окружности и, кроме того, перемещается по вертикали. Эта форма разряда может устойчиво существовать достаточно продолжительное время, зависящее от напряжения на ячейке, химического состава раствора и его температуры. После этого наблюдается развитие разряда в самом пузыре, приводящее к схлопыванию пузыря с выбросом активной фазы в область основного раствора и возбуждением в растворе мощной звуковой волны. Наблюдаемая экспериментально длительность существования «тихой» формы разряда приведена в табл. 1.

Осциллограммы тока, напряжения и интенсивности интегрального излучения в процессе формирования «тихого» разряда приведены на рис. 3. Область *а* отвечает сформировавшемуся пузырю до пробоя. Высокое напряжение на ячейке при очень малом токе и излучении – на уровне фона.

При переходе к «тихому» разряду (область *b*) ток возрастает, напряжение на ячейке падает, появляется излучение небольшой интенсивности, синхронизованное с внешним напряжением.



Рис. 2. Микроразряды в кольцевом зазоре между пузырем и стенкой трубки («тихий» разряд)

Таблица 1. Длительность существования «тихой» формы разряда

Раствор	Концентрация,	Электропроводность,	Время устойчивого горе-
	моль/л	мСм/см	ния
Na_2SO_4	0,002	0,65	Более 1 ч
H_2SO_4	0,06	5	Более 1 ч
Na_2SO_4	0,02	5	~5 мин
H_2SO_4	0,015	10	~10 мин
Na_2SO_4	0,05	10	Менее 1 мин
Na ₂ SO ₄	0,1	15	~1 сек



Рис.3. Ток в ячейке (1), напряжение (2) и интенсивность интегрального излучения (3). Na₂SO₄ 0,01 M

Активная форма разряда

Переход разряда в активную форму представляет собой распространение пробоя на весь объём пузыря с последующим его расширением, сопровождающимся выбросом в ячейку продуктов плазмолиза и активированного раствора (рис. 4). Процесс сопровождается возбуждением в растворе интенсивной звуковой волны с максимальной амплитудой на частоте около 2 кГц. Активная форма разряда характеризуется послесвечением длительностью до ~ 0,1–0,2 с.

Переход от «тихого» разряда к активной форме иллюстрируют осциллограммы рис. 5.

Повышение напряжения на ячейке приводит к тому, что активная форма разряда возникает, не задерживаясь на двух промежуточных фазах, – на образовании пузыря и зажигании «тихого» разряда. При этом наблюдаются повторные зажигания разряда (рис. 6), переходящие в пределе (при высоком напряжении и нагретом растворе) к горению, синхронизованному с внешним напряжением.



Рис.4. Активная форма подводного «торцевого» разряда 4. U, I, J, отн.ед.



Рис. 5. Ток в ячейке (1), напряжение (2) и интенсивность интегрального излучения (3). Na₂SO₄ 0,05 M **U**, **I**, **J**, **отн.ед**.



Рис. 6. Осциллограммы тока (1), напряжения (2) и интенсивности интегрального излучения (3), Na₂SO₄ 0,04 М. Повторные зажигания активной формы разряда

Напряжение «прямого» зажигания активной формы разряда зависит от химического состава раствора, его электропроводности и температуры. Некоторые данные для растворов комнатной температуры приведены в табл. 2.

Таблица 2. Напряжение зажигания активной формы «торцевого» разряда при температуре раствора $25^{0}C$

Раствор	Электропроводность,	Напряжение пробоя, В
	мСм/см	
Na ₂ SO ₄ , 0,05M	9	400
Na ₂ SO ₄ , 0,025M	5	450
Na ₂ SO ₄ , 0,02M	0,65	1000
H ₂ SO ₄ , 0,015M	9	950

Выводы

Один из возможных сценариев развития низковольтного «подводного» разряда в диэлектрических трубках, заполненных раствором электролита, включает три основные фазы: 1) образование парогазового или парового пузыря, не полностью перекрывающего сечение трубки; 2) зажигание «тихого» разряда в прослойке электролита между пузырем и стенкой трубки; 3) переход «тихого» разряда в активную форму, заполняющую весь пузырь, с последующим схлопыванием плазменного пузыря. При относительно низких напряжениях на ячейке все фазы можно реализовать раздельно во времени. При высоком напряжении первые две фазы занимают очень короткое время и могут не наблюдаться.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Санкин Г.Н.* Автоциклический кольцевой пробой в электролите с вынужденным коллапсом пузырьков // Письма в ЖТФ. 2006. Том 32. Вып. 4. С. 24–31.

2. *Nikiforov A. Yu., Leys C.* Influence of capillary geometry and applied voltage on effectiveness of hydrogen peroxide and OH radicals formation in AC underwater electrical discharge // Plasma Sources Science and Technology. 2006. V.15. N.4. P. 818–828.

3. Хлюстова А.В., Манахов А.М., Максимов А.И., Хорев М.С. Связь электрических и оптических свойств плазменно-растворных систем // Электронная обработка материалов (в печати).

Поступила 26.05.09

Summary

The scenario develop of the underwater discharge on the base of experimental data of current, voltage and spectral line intensity oscillogramms analysis was suggested. There are three basic stage of discharge formation: bubble growth, quiet discharge and active form of discharge that different from previous forms by sharp pulse of intensity and large amplitude of voltage.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И РАСПОЛОЖЕНИЯ СТУПЕНЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОСТУПЕНЧАТОГО НАСОСА

Институт прикладной физики АНМ, ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD–2028, Республика Молдова, <u>mbologa@phys.asm.md</u>

Одним из перспективных способов транспорта газообразных и жидких диэлектрических сред является использование электрического поля. Устройства, в которых электрическая энергия преобразуется в механическую, называются ЭГД-насосами (преобразователями) [1–3] и отличаются отсутствием движущихся частей, простотой конструкции, повышенным ресурсом и экономичностью. Известны различные конструкции ЭГД-насосов, однако возможности одноступенчатой модели (образованная в большинстве случаев двумя или тремя электродами) ограничены как в части создаваемого напора, так и расхода перекачиваемой диэлектрической жидкости.

Поэтому в зависимости от необходимых выходных характеристик одноступенчатые ЭГДпреобразователи устанавливаются параллельно и последовательно. Наиболее приемлемы для этих целей конструкции с тремя стержневыми (проволочными) электродами, позволяющие легко улучшить расходные характеристики преобразователя за счет их параллельного размещения, образовывающие электроды-решетки, расположенные друг против друга. Повышение напора достигается с помощью многоступенчатого насоса, состоящего из электродов-решеток [4]. Но при этом возникают дополнительные факторы, в частности взаимное влияние ступеней, оказывающие существенное воздействие на эффективность работы устройства.

В связи с этим цель данной работы – исследование влияния расстояния между ступенями и гальванически развязанных источников напряжения на характеристики многоступенчатого преобразователя.

Исследования проводились на установке, состоящей из прямоугольной емкости, заполненной рабочей средой – трансформаторным маслом электропроводностью $\sigma = 0.9 \cdot 10^{-11}$ Ом⁻¹·м⁻¹, в которой установлен двухступенчатый ЭГД-насос (рис. 1). Ступени *1* и *2* размещены в прямоугольном корпусе *3* из органического стекла. Каждая ступень состоит из двух электродов – эмиттера и коллектора, выполненных в виде решеток из натянутых на прямоугольной диэлектрической оправе (изготовленной из ударопрочного полистирола) параллельно друг другу, проводов с определенным шагом. На провода эмиттера нанесены изоляционные покрытия с перфорациями со стороны коллектора. Электроды ступеней склеены между собой с зазором *d* = 2 мм. Первая ступень *1* (рис. 1) приклеена к корпусу *3* и неподвижна. Ступень *2* склеиванием соединена с выходным патрубком *4* насоса и может перемещаться вдоль прямоугольного канала, образованного корпусом *3*. В боковой стенке корпуса сделаны пазы 5 и 6 для перемещения токоподводов при изменении расстояния *l* между ступенями. Последнее определялось с помощью делений, нанесенных на боковой стенке корпуса *3*.

Выходной патрубок насоса соединен с пьезометром 7, предназначенным для измерения давления (напора), создаваемого насосом. Высокое напряжение подавалось от двух высоковольтных источников, один из которых запитывался от аккумулятора, а другой от сети 220 В.

Эксперименты проводились при нулевом расходе, что позволило достоверно выявить влияние различных факторов на работу ЭГД-преобразователя.

Зависимости напорной характеристики двухступенчатого насоса от типа используемого высоковольтного источника представлены на рис. 2. В случае подключения обеих ступеней к одному источнику, напорная характеристика насоса (кривая 2, рис. 2) пропорциональна давлению создаваемой одной ступенью (кривая 1, рис. 2), умноженной на коэффициент $k \sim 1,4$. Это объясняется тем, что между эмиттером \Im_2 (рис. 1) и коллектором K_1 возникают под действием электрического поля силы кулона, которые действуют на ионы, не рекомбинировавшие на коллекторе K_1 , создавая дополнительное сопротивление основному потоку рабочего вещества. Значительно слабее влияние

[©] Болога М.К., Кожевников И.В., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 64–67.

этих сил при подключении ступеней к отдельным высоковольтным источникам, гальванически развязанных друг с другом (кривая 3, рис. 2). При этом напорная характеристика двухступенчатого насоса улучшается почти в два раза ($k \approx 1,93$). Однако некоторое взаимное влияние ступеней сохраняется за счет поляризационных эффектов.



Рис. 1. Двухступенчатый электрогидродинамический насос



Рис. 2. Зависимость напора от разности потенциалов между электродами: 1 - одна ступень; 2 - две ступени; 3 - две ступени, подключенные к гальванически развязанным источникам высокого напряжения; d = 2 мм, l = 2 мм

Взаимодействие ступеней может быть снижено также за счет увеличения расстояния между ними (рис. 3). При этом практически отсутствует зависимость напора от l при низком напряжении (кривая l). С повышением напряжения зависимость P = f(l) до l = 7 мм становится круче (кривые 2 и 3), что свидетельствует об усилении взаимного влияния ступеней. В дальнейшем давление достигает стационарного состояния и в диапазоне l = 8-14 мм не изменяется. Следовательно, при $l \ge 8$ мм ступени не взаимодействуют и напор двухступенчатого насоса становится равным алгебраической сумме давлений, создаваемых каждой ступенью в условиях одноступенчатого преобразователя.

В целях выяснения эффективности использования гальванически развязанных источников в насосах со ступенями более двух дополнительно к существующим установлены две ступени. Схема подключения электродов ступеней ЭГД-преобразователя показана на рис. 4. Полученные зависимости (кривые l и 2, рис. 5) свидетельствуют о снижении влияния гальванически развязанных источников на характеристику четырехступенчатого насоса. Повышение напора составляет не более 10% от давления, создаваемого насосом, подключенным к одному источнику (кривая l, рис. 5). С ростом l, в частности при l = 4 мм, гальваническая развязка источников не оказывает влияние на выходную характеристику насоса (кривая 3, рис. 5). Но последняя изменяется при увеличении зазора l_1 между второй (начало отсчета от нижней ступени, рис. 4) и третьей ступенями (кривая l и 2,

рис. 6). На расстоянии $l_1 = 8$ мм ступени 3, 4 практически не влияют на ступени 1, 2. Использование гальванически развязанных источников снижает взаимодействие между третьей и четвертой (1-й и 2-й) ступенями, что повышает давление, создаваемое насосом, на 20% (при U = 22 кВ).



Рис. 3. Зависимость напора от расстояния между ступенями в двухступенчатом насосе при различных напряжениях, U, кB: 1 – 10; 2 – 15; 3 – 17



Рис. 4. Схема подключения электродов насоса к источникам высокого напряжения



Рис. 5. Зависимость напора от разности потенциалов между электродами при различных способах соединения электродов с источниками напряжения; 1, 3 – к одному источнику; 2 – согласно рис. 4



Рис. 6. Зависимость напора от разности потенциалов при различных способах соединения электродов с источниками напряжения; d = 2 мм, l = 2 мм, $l_1 = 8 \text{ мм}$, $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$: $1 - \kappa$ одному источнику; 2 - согласно рис. 4

Таким образом, применение гальванически развязанных источников эффективно при зазорах между ступенями, сравнимых с межэлектродным расстоянием, и количеством ступеней не более двух. Оптимальное расстояние между ступенями насоса, подключенного к одному источнику напряжения, составляет 8 мм (в исследованном диапазоне напряженности электрического поля), что сказывается на размерах преобразователя. Поэтому целесообразно с точки зрения уменьшения геометрических параметров многоступенчатого насоса использование гальванически развязанных источников и разнесение отдельных или групп ступеней на расстояние, близкое к оптимальному.

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисов А.А., Нагорный В.С. Электро- и электрогазодинамические устройства автоматики. Л.: Машиностроение, 1979. 228 с.

2. Рубашев И.Б., Бортников Ю.С. Электрогазодинамика. М.: Атомиздат, 1971.

3. Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. Л., 1989. 176 с.

4. *Bologa M.K., Kojevnikov I.V., Kozhuhari I.A.* Multistage electrohydrodynamical pump // Annual of Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena. 2000. Vol. 1. P. 57–60.

Поступила 22.07.09

Summary

The results of investigation of the influence of geometric parameters of the gap between stages and galvanically isolated high voltage sources on the characteristics of multistage electrohydrodynamic pump are presented. The optimum distance between stages, at which their mutual influence, appearing due to Coulomb forces between neighboring electrodes of different stages is practically absent, was found. It was shown that analogous results can be obtained in conditions of galvanically isolated high voltage sources when the distances between stages are comparable with interelectrode gap in a stage. This fact will contribute to the reduction of multistage pump dimensions.

Л.З. Богуславский

ИНЖЕНЕРНАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО КОРОННОГО РАЗРЯДА В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТАХ 2. МНОГООСТРИЙНАЯ ЭЛЕКТРОДНАЯ СИСТЕМА

Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины. пр. Октябрьский, 43-А, г.Николаев, 54018, Украина, iipt@iipt.com.ua

Введение. Предложенная в первой части этой статьи инженерная методика расчета характеристик импульсного коронного разряда (ИКР) в сильно проводящих жидкостях, когда разветвленная корона превращается в сплошное плазменное образование (СПО), для одноострийной электродной системы показала достаточно надежные данные по выбору регулируемых параметров генератора импульсных токов в составе технологической установки и их соответствие с известными экспериментальными результатами.

Использование ИКР в технологических приложениях позволяет формировать в жидкости поля давлений заданной конфигурации за счет большого количества острий, распределенных в пространстве, на которых одновременно зажигается разряд [1, 2]. Такая многоострийная электродная система может быть максимально приближена к объекту обработки и дает возможность учитывать все нюансы сложной обрабатываемой поверхности без механического перемещения электрода либо обрабатываемого объекта. Последнее особенно важно, так как механически перемещаемые системы в условиях высоких импульсных нагружений являются одним из слабых звеньев в надежности технологических электроразрядных установок и требуют разработки сложных систем автоматического управления ими. Применение параллельных электродов, включенных в один разрядный контур, позволяет существенно расширить технологические возможности использования ИКР со СПО.

Вторая часть статьи посвящена разработке инженерной методики расчета технологических параметров ИКР при выбранных параметрах импульсного энергоузла для многоострийной либо многоэлектродной системы.

Зажигания ИКР на многоострийной электродной системе. Согласно исследованиям [2] для проводимостей электролита $\sigma_0 \ge 0,1$ См/м возможно зажигание СПО на *n* одинаковых остриях одновременно с практически идентичными параметрами своего развития. В этом случае при разработке инженерной методики расчета ИКР возникает еще одно условие, связанное с одновременным зажиганием разряда на *n* остриях. Согласно [3] необходимым условием для зажигания разряда в электролитах является развитие перегревной неустойчивости. Основная характеристика, определяющая этот процесс, – время ее развития t_n , которое должно быть намного меньше постоянной времени разряда емкостного накопителя *C*:

$$t_n << R_{\rm np}C. \tag{1}$$

Начальное сопротивление промежутка в этом случае будет определяться как

$$R_{\rm np} = \frac{R_{\rm sn}}{n} = \frac{1}{2\pi\sigma_0 nr_{\rm sn}} , \qquad (2)$$

где $R_{3\pi}$ – сопротивление промежутка на одном острие и $r_{3\pi}$ – радиус закругления одного острия.

Развитие перегревной неустойчивости согласно [3] рассчитывается как

$$t_n = \frac{\rho_s c_p}{\alpha} \frac{1}{\sigma_0 E_0^2} = \frac{\rho_s c_p}{\alpha} \frac{r_{\text{sn}}^2}{\sigma_0 U_0^2} , \qquad (3)$$

где ρ_{e} – плотность жидкости, c_{p} – теплоемкость, α – температурный коэффициент электропроводности жидкости, E_{0} – напряженность электрического поля на острие, U_{0} – начальное напряжение на емкостном накопителе.

[©] Богуславский Л.З., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 68–70.

Таким образом, получим, что $\frac{\rho_{e}c_{p}}{\alpha} \frac{r_{2\pi}^{2}}{\sigma_{0}U_{0}^{2}} << \frac{1}{2\pi\sigma_{0}nr_{2\pi}}$, откуда максимальное количество ост-

рий, на которых гарантированно зажжется ИКР со СПО, не должно превышать

$$n << \frac{\alpha}{\rho_{_{\theta}}c_{_{p}}} \frac{U_{_{0}}^{2}C}{r_{_{3\pi}}^{3}}.$$
(4)

Выражение (4) должно быть одним из критериев для выбора параметров разрядного контура и радиуса электрода *r*_{эл}.

Мощность диссипации энергии, которая станет выделяться в каждом из *n* зажегшихся СПО *N_{nam}*, определится следующим образом:

$$N_{nam} = \frac{N_{am}}{n} , \qquad (5)$$

где N_{am} – мощность, выделившаяся на всем разрядном промежутке.

Тогда, согласно первой части данной статьи, давление на границе плазма-жидкость на каждом из острий достигнет максимального значения из условия

$$P_{nam} = \left(\frac{25(\gamma - 1)^2 A_s U_0^2 k \rho_0^2 v_{am} k * \sigma_0}{16\pi^2 (\gamma + \frac{1}{3}) L^2 n r_{_{\rm SI}} (1 + \frac{v_{am}}{c_0})^2}\right)^{1/4},$$
(6)

где $\gamma = 1,26 -$ эффективный показатель адиабаты разрядной плазмы; $A_s = 10^5 (B^2 \cdot c)/m^2 -$ искровая постоянная; $c_0 = 1400 \text{ м/c} -$ скорость звука в воде; $k^* = 0,126 \text{ м/Cm} -$ коэффициент; $v_{am} = 10^3 \text{ м/c} -$ скорость расширения СПО к моменту максимума тока; L – индуктивность разрядного контура; ρ_0 – плотность электролита.

При этом коэффициент *k* для апериодического разряда также должен учитывать изменение сопротивления промежутка за счет изменения декремента затухания:

$$\delta = \frac{1}{4\pi\sigma_0 nr_{\rm su}} \sqrt{\frac{C}{L}} \,. \tag{7}$$

1 / 4

Максимальный радиус каждого из СПО примет вид

$$a_{nm} = \left(\frac{(\gamma - 1)^2 A_s U_0^2 C^2 k_{am} k * \sigma_0 \left(1 + \frac{v_{am}}{c_0}\right)^2}{25\pi^2 (\gamma + \frac{1}{3}) r_{_{3\Pi}} \rho_0^2 v_{am}^3}\right)^{1/4},$$
(8)

и соответственно давление на фронте ударной волны от каждого из СПО определится как

$$P_{nm} = \frac{(\gamma - 1)}{2\pi r} \left(\frac{2A_s W_0 kk * \sigma_0}{(\gamma + \frac{1}{3}) r_{yn} v_{am} Ln} \right)^{1/2},$$
(9)

 W_0 – энергия, запасенная в емкостном накопителе.

Методика расчета параметров ИКР при многоострийной электродной системе. В целом методика расчета для *п* электродов должна включать следующие позиции:

1. Определение необходимых параметров разрядного контура из представленных в первой части статьи условий для получения необходимого уровня давления на фронте ударной волны для одного электрода.

2. Для выбранных параметров фиксируем декремент затухания δ , который в этом случае выступает критерием подобия, и по уменьшению $r_{3\pi}$ или увеличению емкости накопителя выбираем n – количество параллельных острий либо электродов.

3. По зависимости
$$n = \frac{\alpha}{10\rho_e c_p} \frac{U_0^2 C}{r_{s,n}^3}$$
 определяем максимальное количество параллельных

электродов, на которых зажигается СПО. В случае, если рассчитанное значение не меньше количест-

ва выбранных электродов, принимаем значения, выбранные согласно п.2. Если нет, то соответственно вносим коррективы в выбранные значения либо количества n, либо параметры U_0 , C, $r_{3\pi}$.

4. Необходимо отслеживать величину критерия подобия β [4], который в случае *n* электродов имеет вид

$$\beta = \frac{\sigma_0 U_0^2 (LC)^{2/3}}{\rho_0 (nr_{\rm str})^4} \,.$$

5. Таким образом, если все условия выполнены, можно использовать n параллельных электродов и рассчитать давление по формуле (9).

Результаты расчетов по предложенной методике максимума давления на стенке плазменной полости ИКР и на фронте ударной волны в многоострийной электродной системе на каждом острие при их различных количествах представлены на рисунке.



Расчетные максимальные давления на стенке плазменной полости P_{am} и на фронте волны сжатия $P_m(r)$ на одном острие при их различных количествах в зависимости от расстояния до СПО при C=2 мкФ, $U_0=50$ кВ, L=6 мкГ, $\sigma_0=2,2$ См/м, $r_{2n}=5$ мм. $1 - n_{2n} = 1; 2 - n_{2n} = 3; 3 - n_{2n} = 6$

Выводы. Полученные аналитические зависимости основных технологических параметров ИКР со СПО - максимального давления на границе СПО и его радиуса, максимального давления на фронте волны сжатия на удалении от СПО для многоострийной либо многоэлектродной системы – позволили предложить инженерную методику расчета характеристик ИКР по внешним регулируемым параметрам импульсного энергоисточника с емкостным накопителем энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Теляшов Л.Л.* Особенности развития "беспробойного" разряда в жидкости// Электронная обработка материалов. 1989. № 2. С. 38–41.

2. Богуславский Л.З., Бристецкий Е.В., Кривицкий Е.В., Петриченко В.Н. Исследование зажигания многофакельного коронного разряда в слабопроводящих электролитах // Теория, эксперимент, практика электроразрядных технологий. 2002. Вып. 4. С. 7–15.

3. Кривицкий Е.В. Динамика электровзрыва в жидкости. Киев: Наукова думка, 1986. 208 с.

4. Шамко В.В., Кривицкий Е.В., Кучеренко В.В. Приближенное подобие электрофизических и кинематических процессов при импульсном коронном разряде в сильных водных электролитах // Журн. техн. физики. 1999. Т. 69. Вып. 5. С. 30–34.

Поступила 03.06.09

Summary

It is offered an engineering calculation method of technological parameters of pulse corona discharge - maximal pressure on the continuous plasma formation boundary and its radius, maximal pressure at the compression wave-front and discharge electroacoustic efficiency for the selectable external adjustable parameters of pulse generator in composition the technological electrical discharge equipment. The parameters calculation for the single-point is resulted at the first part of the work.

К РАСЧЕТУ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ У ПОВЕРХНОСТИ НЕЛИНЕЙНО-ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ В ОДНОРОДНОМ ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ КАПЛИ

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, ул. Советская, 14, г. Ярославль, 150000, Россия, grig@uniyar.ac.ru

Введение. Исследованию устойчивости линейных и нелинейных осцилляций заряженных капель во внешних электрических полях уделяется большое внимание в связи с многочисленными академическими, техническими и технологическими приложениями (см., например, обзоры [1–3] и указанную там литературу). Заряженная капля является главным объектом изучения в грозовых облаках [4–5], в жидкометаллических источниках ионов [6–7], устройствах для масс-спектрометрии термически нестабильных и нелетучих жидкостей [8–9], при распылении лакокрасочных материалов, горючего и инсектицидов [10].

Однако наибольший интерес заряженная капля во внешнем электрическом поле представляет для теории грозового электричества как в связи с процессами микроразделения зарядов, так и в феномене реализации разряда молнии [11–15]. Согласно существующим представлениям, инициирование разряда молнии связано с мощной электронной лавиной (переходящей в стример), зарождающейся при коронном разряде с группы близко расположенных капель или тающих градин, свободно падающих в грозовом облаке [11–13]. Однако натурные измерения в грозовых облаках внутриоблачных электрических полей и зарядов на каплях и градинах показывают (см., например, [14, гл.10]), что напряженности электрического поля и величины зарядов на каплях и градинах не достаточно велики как для реализации электростатической неустойчивости поверхности жидкости по отношению к собственному и индуцированному электрическим зарядам [1], так и для зажигания коронного разряда. Измеряемые напряженности внутриоблачных электрических полей и заряды капель и градин слишком малы, чтобы суммарная напряжённость электростатического поля индуцированного и собственного зарядов у невозмущенной сферической поверхности капли или обводненной градины в облаке достигла величины ~ 20 кB/см, при которой на высоте 4-5 км (где давление воздуха изменяется в диапазоне 460 - 400 mm Hg), на уровне мокрого роста града и интенсивного разделения электрических зарядов, возможно зажигание коронного разряда [15, стр.507]. В то же время известно, что деформация заряженной свободной поверхности жидкости во внешнем электрическом поле, приводящая к локальному увеличению кривизны поверхности, вызывает и локальное увеличение напряженности электрического поля, пропорциональное амплитуде деформации [1,16–17], которая в непосредственной окрестности капли может превысить критическую для зажигания коронного разряда величину.

В работах [18, 19] было показано, что напряженность электрического поля, необходимая для зажигания коронного разряда, может наблюдаться у вершин нелинейно-осциллирующих слабо заряженных капель. Следует отметить, что задачи о расчете напряженности электрического поля в окрестности нелинейно-осциллирующей капли уже решались (см., например, [18–20]). Однако в них фигурировало либо только внешнее электрическое поле, либо только заряд, тогда как в реальных условиях присутствует и то и другое [14].

1. Постановка задачи. Будем решать задачу о нахождении напряженности электрического поля вблизи поверхности нелинейно-осциллирующей сферической идеальной несжимаемой проводящей капли (радиуса R, плотностью ρ , коэффициентом поверхностного натяжения σ и зарядом Q), находящейся в однородном электростатическом поле с напряженностью E_0 . Все рассмотрение проведем на упрощенной модели, полагая, что капля движется относительно среды параллельно внешнему электрическому полю, но саму среду и ее аэродинамическое сопротивление движению капли во внимание принимать не будем. Роль среды в предлагаемой модели сведем к обеспечению капле равномерного и прямолинейного движения, а все рассмотрение проведем в сферической

[©] Коромыслов В.А., Григорьев А.И., Рыбакова М.В., Жигалко Ю.Н., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 71–79.

системе координат, связанной с центром масс капли, в безразмерных переменных, в которых $R = \sigma = \rho = 1$. Примем, что в начальный момент времени (t = 0) равновесная сферическая форма свободной поверхности слоя жидкости претерпела виртуальную осесимметричную деформацию конечной амплитуды, существенно меньшей радиуса R, пропорциональную одной из мод капиллярных осцилляций капли. Уравнение свободной поверхности запишется в виде

$$F(r, \vartheta, t) = r - 1 - \xi(\vartheta, t) = 0, \qquad |\xi| \ll 1.$$

$$(1)$$

Течение жидкости в капле будем полагать потенциальным, т.е. примем, что поле скоростей V(r,t) волнового движения в жидкости полностью определяется потенциалом поля скоростей $\psi(r,t)$ известным соотношением: $V(r,t) \equiv \nabla \psi(r,t)$.

Математическая формулировка задачи расчета нелинейных осцилляций капли состоит из уравнений Лапласа для потенциала поля скоростей $\psi(r,t)$ и электростатического потенциала $\Phi(r,t)$:

$$\Delta \psi(r,t) = 0; \ \Delta \Phi(r,t) = 0;$$

а также граничных условий к ним на свободной поверхности жидкости:

кинематического

$$r = l + \xi$$
: $\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Psi}{\partial g} \frac{\partial \xi}{\partial g};$

динамического

$$\begin{aligned} &-\frac{\partial \Psi}{\partial t} - \frac{1}{2} (\nabla \Psi)^2 + \Delta p + p_E - p_\sigma = 0; \\ &p_E \equiv (\nabla \Phi)^2 / 8\pi; \quad p_\sigma \equiv div \, n \,; \end{aligned}$$

постоянства электрического потенциала свободной поверхности жидкости

$$\Phi(r,t) = \Phi_S(t);$$

а также граничных условий на бесконечности

$$r \to \infty$$
: $-\nabla \Phi(r, t) \to E_0;$

и в центре капли

$$r=0: \nabla \psi \rightarrow 0.$$

В выписанных соотношениях Δp – перепад постоянных давлений внутри и вне жидкости в состоянии равновесия; p_E – давление электрического поля собственного заряда и внешнего поля на свободную поверхность капли; p_{σ} – лапласовское давление; $n \equiv \nabla F(r, g, t) / |\nabla F(r, g, t)|$ – единичный вектор внешней нормали к поверхности слоя жидкости; $\Phi_S(t)$ – постоянный вдоль свободной поверхности жидкости электрический потенциал.

Кроме перечисленных выше граничных условий следует учесть также условия:

- неизменности собственного электрического заряда системы

$$-\frac{1}{4\pi} \oint_{S} (n \cdot \nabla \Phi) \, dS = Q; \qquad S = \begin{cases} r = 1 + \xi(\mathcal{G}, t); \\ 0 \le \mathcal{G} \le \pi; \\ 0 \le \varphi \le 2\pi; \end{cases}$$

неизменности объема жидкости

$$\int_{V} r^{2} dr d\mu \, d\phi = -\frac{4}{3}\pi; \qquad V = \begin{cases} 0 \le r \le 1 + \xi(\vartheta, r); \\ 0 \le \vartheta \le \pi; \\ 0 \le \phi \le 2\pi. \end{cases} \qquad \mu \equiv \cos \vartheta;$$

неподвижности центра масс капли

$$\int_{V} r \, d\mu \, d\phi = 0.$$

Начальные условия к поставленной задаче сформулируем в виде задания начальной осесимметричной деформации равновесной сферической формы свободной поверхности капли и равенства нулю начальной скорости движения свободной поверхности:

$$t = 0: \qquad \xi(\mathcal{G}, t) = \xi_0 \cdot P_0(\mu) + \xi_1 \cdot P_1(\mu) + \varepsilon \cdot P_k(\mu); \qquad (k \ge 2); \qquad \frac{\partial \xi(\mathcal{G}, t)}{\partial t} = 0.$$

Здесь ε – безразмерная амплитуда начальной деформации, являющаяся малым параметром задачи; $P_k(\mu)$ – полином Лежандра *k*-го порядка; ξ_0 и ξ_1 – константы, определяемые условиями неизменности объема жидкого слоя и неподвижности центра масс системы.

Несложно показать, что если в начальный момент времени возбуждена только одна мода с номером k, то

$$\xi_0 = -\epsilon^2 \frac{1}{(2k+1)} + O(\epsilon^3);$$
 $\xi_1 = 0 + O(\epsilon^3).$

2. Решение задачи. Сформулированную задачу в квадратичном по є приближении будем решать методом многих временных масштабов [21], как это ранее делалось при решении подобных задач [18–20]. Для этого искомые функции $\xi(g, t)$, $\Psi(r, t)$, $\Phi(r, t)$, которые представим в виде асимптотических разложений по степеням малого параметра є, считаются зависящими не просто от времени *t*, но и от разных его масштабов T_m , определенных соотношением $T_m \equiv \varepsilon^m \cdot t$:

$$\xi(\vartheta, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon^m \cdot \xi^{(m)}(\vartheta, T_0, T_1, \ldots); \qquad \Psi(r, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon^m \cdot \psi^{(m)}(r, \vartheta, T_0, T_1, \ldots);$$

$$\Phi(r, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon^m \cdot \Phi^{(m)}(r, \vartheta, T_0, T_1, \ldots). \qquad (2)$$

Производные по времени вычисляются по правилу [21]:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial T_0} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial T_1} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial T_2} + O(\varepsilon^3).$$
(3)

Подставляя разложения (2)–(3) в сформулированную краевую задачу и приравнивая в каждом из соотношений слагаемые одного порядка малости, легко получим набор краевых задач для последовательного определения неизвестных функций $\xi^{(m)}$, $\psi^{(m)}$, $\Phi^{(m)}$, которые для $m \ge 1$ будем искать в виде рядов по полиномам Лежандра:

$$\xi^{(m)}(\mathcal{G}, T_0, T_1, ...) = \sum_{n=0}^{\infty} M_n^{(m)}(T_0, T_1, ...) P_n(\mu).$$

$$\psi^{(m)}(r, \mathcal{G}, T_0, T_1, ...) = \sum_{n=0}^{\infty} S_n^{(m)}(T_0, T_1, ...) r^n P_n(\mu).$$

$$\Phi^{(m)}(r,\mathcal{G},T_0,T_1,...) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n^{(m)}(T_0,T_1,...)r^{-n-1}P_n(\mu)$$

 $\xi(\theta, t) = \varepsilon \,\xi^{(1)}(\vartheta, t) + \varepsilon^2 \,\xi^{(2)}(\vartheta, t) + O(\varepsilon^3 t) =$

 $= \varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} M_n^{(1)} (T_0) P_n(\mu) + \varepsilon^2 \sum_{n=0}^{\infty} M_n^{(2)} (T_0) P_n(\mu) + O(\varepsilon^3 t);$

3. Отыскание решений различных порядков малости. Не останавливаясь подробно на математической процедуре отыскания решения, детально описанной в [18–21], приведем сразу окончательное решение сформулированной задачи:

где

 $n \ge 2;$

$$\begin{split} \Psi &= \varepsilon \, \psi^{(1)} + \varepsilon^2 \, \psi^{(2)} \equiv \varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} \Bigl(G_n^{(1)}(T_0) + \varepsilon G_n^{(2)}(T_0) \Bigr) r^n P_n(\mu) + O(\varepsilon^3 t); \\ \Phi &= \Phi^{(0)} + \varepsilon \, \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \, \Phi^{(2)} \equiv \\ &\equiv \frac{Q}{r} - E_0 r \mu \Bigl(1 - r^{-3} \Bigr) + \varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} \Bigl(F_n^{(1)}(T_0) + \varepsilon F_n^{(2)}(T_0) \Bigr) r^{-(n+1)} P_n(\mu) + O(\varepsilon^3 t), \\ M_0^{(1)}(T_0, T_1, \ldots) &\equiv 0; \qquad M_1^{(1)}(T_0, T_1, \ldots) \equiv 0; \\ A_n M_{n-2}^{(1)}(T_0, T_1, \ldots) + B_n \frac{\partial M_{n-1}^{(1)}(T_0, T_1, \ldots)}{\partial T} + \frac{\partial^2 M_n^{(1)}(T_0, T_1, \ldots)}{\partial T^2} + \end{split}$$

$$\partial I_{0} \qquad \partial T_{0}^{2}$$

$$+\omega_{n}^{2}M_{n}^{(1)}(T_{0},T_{1},...)+C_{n}\frac{\partial M_{n+1}^{(1)}(T_{0},T_{1},...)}{\partial T_{0}}+D_{n}M_{n+2}^{(1)}(T_{0},T_{1},...)=0; \quad (4)$$

$$A_{n} = -w\frac{n^{2}(n-1)(n-2)}{(2n-3)(2n-1)}; \qquad B_{n} = -\sqrt{wW}\frac{n(n+1)(2n-1)}{(2n+3)};$$

$$C_{n} = -\sqrt{wW}\frac{n^{2}(2n-3)}{(2n-1)}; \qquad D_{n} = -w\frac{n^{2}(n+1)(n+2)}{(2n+3)(2n+5)}; \qquad w = \frac{9E_{0}^{2}}{4\pi}; \qquad W = \frac{Q^{2}}{4\pi};$$

$$\omega_{n}^{2} = n(n-1)(n+2) - w\frac{n^{2}(4n^{3}+2n^{2}-6n-1)}{(2n-1)(2n+1)(2n+3)} - n(n-1)W;$$

$$\begin{split} G_n^{(1)}(T_0,T_1,\ldots) &= \frac{1}{n} \frac{\partial M_n^{(1)}(T_0,T_1,\ldots)}{\partial T_0}; \\ F_0^{(1)}(T_0,T_1,\ldots) &\equiv 0; \qquad F_1^{(1)}(T_0,T_1,\ldots) &\equiv 0; \\ F_n^{(1)}(T_0,T_1,\ldots) &= Q M_n^{(1)}(T_0,T_1,\ldots) + \\ + 3E_0 \bigg(\frac{n}{2n-1} M_{n-1}^{(1)}(T_0,T_1,\ldots) + \frac{n+1}{2n+3} M_{n+1}^{(1)}(T_0,T_1,\ldots) \bigg); \qquad n \geq 2; \end{split}$$

$$\Phi_{S}^{(1)} \equiv 0; \qquad \Phi^{(1)} = \sum_{n=0}^{\infty} F_{n}^{(1)}(T_{0}, T_{1}, ...) r^{-(n+1)} P_{n}(\cos \theta);$$
$$M_{0}^{(2)}(T_{0}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \left(M_{n}^{(1)}(T_{0}) \right)^{2};$$

$$\begin{split} &A_{n}M_{n-2}^{(2)}(T_{0},T_{1},...)+B_{n}\frac{\partial M_{n-1}^{(2)}(T_{0},T_{1},...)}{\partial T_{0}}+\frac{\partial^{2}M_{n}^{(2)}(T_{0},T_{1},...)}{\partial T_{0}^{2}}+\\ &+\omega_{n}^{2}M_{n}^{(2)}(T_{0},T_{1},...)+C_{n}\frac{\partial M_{n-1}^{(2)}(T_{0},T_{1},...)}{\partial T_{0}}+D_{n}M_{n+2}^{(2)}(T_{0},T_{1},...)=H_{n}(T_{0}); \ n\geq I; \quad (5)\\ &H_{n}(T_{0})=\sum_{m=2}^{\infty}\sum_{l=2}^{\infty}\left\{M_{m}^{(1)}(T_{0})M_{l}^{(1)}(T_{0})\left\{K_{m,l,n}\left[2n\left[l(l+1)-l\right]\right]+\right.\\ &+We\frac{m(13m(m+1)-7)}{(2m-1)(2m+3)}+W\frac{n}{2}[m(2n-2m+l-7)+l+3]\right]+\\ &+\frac{11nWe}{2(2m+1)}\left[\frac{m(m-1)}{(2m-1)}K_{m-2,l,n}+\frac{(m+1)(m+2)}{(2m+3)}K_{m+2,l,n}\right]-\\ &-\frac{n\sqrt{WeW}}{(2m+1)}\left[K_{m+1,l,n}(m+1)\left((m+2)^{2}-l1\right)+K_{m-1,l,n}m\left((m+3)^{2}-l5\right)\right]+\\ &+m\sqrt{WeW}\left[\frac{(n+1)(n+2)}{2n+3}K_{m,l,n+l}+\frac{n^{2}}{2n-1}K_{m,l,n-l}\right]+W\frac{n}{2}\alpha_{m,l,n-l}\right]+\\ &+\left(\frac{nm}{(2m-1)}M_{m-l}^{(1)}(T_{0})+\frac{n(m+1)}{(2m+3)}M_{m+l}^{(1)}(T_{0})\right)M_{l}^{(1)}(T_{0})\times\right.\\ &\times\left\{mWe\left[\frac{n^{2}}{2m-1}K_{m,l,n-l}+\frac{(n+1)(n+2)}{2m+3}K_{m,l,n+l}\right]-\right.\\ &-We\frac{m+1}{2m+3}\left[(m+2)^{2}K_{m+1,l,n}+m(m+5)K_{m-1,l,n}\right]+\\ &+\frac{1}{2}\sqrt{WeW}\left[(l-7+m(2n-7-2m+1))K_{m,l,n}+\alpha_{m,l,n}\right]\right\}+\\ &+\frac{\partial^{2}M_{m}^{(1)}(T_{0})+We\left(\frac{mM_{m-l}^{(1)}(T_{0})}{(2l-1)}+\frac{(m+1)M_{m+l}^{(1)}(T_{0})}{2m-3}\right)\right\}+\\ &+\frac{\partial^{2}M_{m}^{(1)}(T_{0})+We\left(\frac{mM_{m-l}^{(1)}(T_{0})}{2m-1}+\frac{(m+1)M_{m+l}^{(1)}(T_{0})}{2m+3}\right)\right\}+\\ &+K_{m,l,n}=\left[C_{m0l0}^{n0l}\right]^{2}; \qquad a_{m,l,n}=-\sqrt{m(m+1)l(l+1)}C_{m0l0}^{n0}\cdot C_{m-1l0}^{n0};\\ &G_{n}^{(2)}(T_{0})=\frac{l}{n}\left(\frac{\partial M_{n}^{(2)}(T_{0})}{\partial T_{0}}-\sum_{m=2}^{\infty}\left[(m-1)K_{m,l,n}-\frac{a_{m,l,m}}{m}\right]\frac{\partial M_{m}^{(1)}(T_{0})}{\partial T_{0}}\right]; \end{aligned}$$
$$\begin{split} \Phi_{S}^{(2)} &\equiv 0; \qquad F_{0}^{(2)}(T_{0}) = 0; \\ F_{n}^{(2)}(T_{0}) &= QM_{n}^{(2)}(T_{0}) + 3E_{0} \bigg(\frac{n}{2n-1} M_{n-1}^{(2)}(T_{0}) + \frac{n+1}{2n+3} M_{n+1}^{(2)}(T_{0}) \bigg) + \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \bigg[3E_{0} \bigg(\frac{m^{2}}{2m-1} M_{m-1}^{(1)}(T_{0}) + \frac{m(m+1)}{2m+3} M_{m+1}^{(1)}(T_{0}) \bigg) + mQM_{m}^{(1)}(T_{0}) \bigg] \times \\ &\times K_{m,l,n} M_{l}^{(1)}(T_{0}); \qquad n \geq 1. \end{split}$$

 $C^{n0}_{m0\ l0}$ и $C^{n0}_{m-1\ l0}$ – коэффициенты Клебша-Гордана.

Как видно из выписанных выражений, коэффициенты $F_n^{(j)}(T_0, T_1, ...), G_n^{(j)}(T_0, T_1, ...)$ выражаются через $M_n^{(j)}(T_0, T_1, ...)$, которые определяются путем численного решения связанных систем дифференциальных уравнений (4)–(5).

4. Расчет напряженности электрического поля у поверхности заряженной градины. Выражение для напряженности электростатического поля $E(r,t) \equiv -\nabla \Phi(r,t)$ в окрестности свободной поверхности нелинейно-осциллирующего заряженного жидкого слоя имеет вид

$$r \ge 1 + \xi(\theta, t): \qquad E = E^{(0)} + \varepsilon \sum_{m \in \Omega} E_m^{(1)} + \varepsilon^2 \sum_{n=0} E_n^{(2)};$$

$$E^{(0)} = e_r \left(E_0 \mu \left(1 + \frac{2}{r^3} \right) + \frac{Q}{r^2} \right) + e_\theta \left(E_0 \sqrt{1 - \mu^2} \left(1 + \frac{1}{r^3} \right) \right);$$

$$E^{(1)} = e_r \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) F_n^{(1)} r^{-(n+2)} P_n(\mu) - e_\theta \sum_{n=0}^{\infty} F_n^{(1)} r^{-(n+2)} \frac{\partial P_n(\mu)}{\partial \theta};$$

$$E^{(2)} = e_r \sum_{n=0}^{\infty} (n+1) F_n^{(2)} r^{-(n+2)} P_n(\mu) - e_\theta \sum_{n=0}^{\infty} F_n^{(2)} r^{-(n+2)} \frac{\partial P_n(\mu)}{\partial \theta}, \qquad (6)$$

где e_r и e_v – орты сферической системы координат. Из полученного выражения найдем напряженность электрического поля на невозмущенной сферической поверхности свободной поверхности жидкого слоя. Для этого разложим (6) в окрестности равновесной сферической формы по амплитуде деформации. На ней же определим производные по координатам:

$$\begin{split} E(r,\mathcal{G},t)\Big|_{r=1+\xi} &\approx \Bigg[E(r,\mathcal{G},t) + \xi \frac{\partial E(r,\mathcal{G},t)}{\partial r} + \frac{1}{2}\xi^2 \frac{\partial^2 E(r,\mathcal{G},t)}{\partial r^2} \Bigg]_{r=1} = \\ &= e_r \left\{ 3E_0\mu + Q \right\} + \varepsilon e_r \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ (1+n)F_n^{(1)} - 2(3E_0\mu + Q)M_n^{(1)} \right\} P_n(\mu) - \\ &- \varepsilon e_{\mathcal{G}} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ F_n^{(1)} \frac{\partial P_n(\mu)}{\partial \mathcal{G}} + 3E_0 \sqrt{1-\mu^2} M_n^{(1)} P_n(\mu) \right\} + \end{split}$$

$$+\varepsilon^{2}e_{r}\sum_{n=0}^{\infty}\left\{(1+n)F_{n}^{(2)}-2(3E_{0}\mu+Q)M_{n}^{(2)}\right\}P_{n}(\mu)+$$

$$+\varepsilon^{2}e_{r}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{l=0}^{\infty}\left[3(4E_{0}\mu+Q)M_{m}^{(1)}M_{l}^{(2)}-(m+1)(m+2)M_{m}^{(1)}F_{l}^{(1)}\right]P_{m}(\mu)P_{l}(\mu)+$$

$$+\varepsilon^{2}e_{g}\sum_{n=0}^{\infty}F_{n}^{(2)}\frac{\partial P_{n}(\mu)}{\partial g}+3E_{0}\sqrt{1-\mu^{2}}M_{n}^{(2)}P_{n}(\mu)+$$

$$+\varepsilon^{2}e_{g}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{l=0}^{\infty}\left[(m+2)F_{m}^{(1)}\frac{\partial P_{m}(\mu)}{\partial g}+6E_{0}\sqrt{1-\mu^{2}}M_{l}^{(1)}P_{m}(\mu)\right]M_{l}^{(1)}P_{l}(\mu).$$
(7)

Чтобы найти нормальную компоненту электрического поля в окрестности свободной поверхности нелинейно-осциллирующего жидкого слоя $E_n = n \cdot E$, выпишем в явном виде аналитическое выражение для вектора нормали к свободной поверхности жидкого слоя:

$$n \equiv \nabla F(r, \mathcal{G}, t) / |\nabla F(r, \mathcal{G}, t)| \equiv n_r \cdot e_r + n_{\mathcal{G}} \cdot e_{\mathcal{G}}.$$
(8)

С точностью до слагаемых второго порядка малости по є вблизи свободной поверхности проекции n_r и n_g на орты сферической системы координат e_r и e_g вектора нормали определяются выражениями:

$$\begin{aligned} r &= 1: \qquad n_r = 1 - \varepsilon^2 \frac{1}{2} \Big(\partial_g \xi^{(1)} \Big)^2 = 1 - \varepsilon^2 \frac{1}{2} \bigg(\cos(\omega_k t) \frac{\partial P_k(\mu)}{\partial \theta} \bigg)^2; \\ n_g &= -\varepsilon \partial_g \xi^{(1)} + \varepsilon^2 \Big(\xi^{(1)} \partial_g \xi^{(1)} + \partial_g \xi^{(2)} \Big) = -\varepsilon \cdot \cos(\omega_k t) \frac{\partial P_k(\mu)}{\partial \theta} + \\ &+ \varepsilon^2 \bigg(\Big[\cos(\omega_k t) \Big]^2 P_k(\mu) \frac{\partial P_k(\mu)}{\partial \theta} + \sum_{j=0}^k M_{2j}^{(2)}(t) \frac{\partial P_{2j}(\mu)}{\partial \theta} \bigg). \end{aligned}$$

Скалярное произведение выражений (7) и (8) с учетом n_r и n_{θ} даст выражение для нормальной компоненты электрического поля на поверхности градины:

$$E_{n} = 3E_{0}\mu + Q + \varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ (1+n)F_{n}^{(1)} - 2(3E_{0}\mu + Q)M_{n}^{(1)} \right\} P_{n}(\mu) + \\ + \varepsilon^{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ (1+n)F_{n}^{(2)} - 2(3E_{0}\mu + Q)M_{n}^{(2)} + \\ + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ \left[3(4E_{0}\mu + Q)M_{m}^{(1)}M_{l}^{(2)} - (m+1)(m+2)M_{m}^{(1)}F_{l}^{(1)} \right] K_{m,l,n} + \\ + \left[F_{m}^{(1)}M_{l}^{(2)} - (3E_{0}\mu + Q)M_{m}^{(1)}M_{l}^{(1)} \right] \alpha_{m,l,n} + \\ + \frac{3m(m+1)}{2m+1} E_{0}M_{m}^{(1)}M_{l}^{(1)} \left[\alpha_{m+1,l,n} - \alpha_{m-1,l,n} \right] \right\} P_{n}(\mu).$$
(9)

5. Обсуждение полученных результатов. На рис. 1 и 2 приведены результаты расчета по соотношению (9). На всех рисунках прямая линия E = 2,5, параллельная оси абсцисс, соответствует безразмерной напряженности электростатического поля 20 кВ/см, критической для зажигания коронного разряда в грозовом облаке, на высоте $\approx 4 \div 5$ км.



Рис. 1. Зависимость от полярного угла 9 величины безразмерной напряженности электрического поля на поверхности капли в момент времени t = 1 для различных мод, определяющих начальную деформацию: k = 8 (тонкая кривая), k = 10 (кривая средней толщины), k = 12 (толстая кривая). W = 0,1,



Рис. 2. Зависимость от безразмерного времени величины безразмерной напряженности электрического поля в окрестности свободной поверхности капли для различных мод, определяющих начальную деформацию: k = 8 (тонкая кривая), k = 10 (кривая средней толщины), k = 12 (толстая кривая). При W = 0,1, w = 0,1, $\varepsilon = 0,1$ и различных углах \mathcal{G} к оси симметрии капли: a) 0, b) 0,15, b) 0,3, г) $\pi/2$, д) π

Работа выполнена в рамках тематического плана университета при поддержке грантов: Рособразования №2.1.1/3776, РФФИ № 09-01-00084 и № 09-08-00148.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Григорьев А.И., Ширяева С.О.* Капиллярные неустойчивости заряженной поверхности капель и электродиспергирование жидкостей (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 1994 № 3. С. 3–22.

2. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Жаров А.Н., Коромыслов В.А. Нелинейные осцилляции заряженных капель (обзор). Часть 1. // Электронная обработка материалов. 2005. № 3. С. 25–35.

3. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Жаров А.Н., Коромыслов В.А. Нелинейные осцилляции заряженных капель (обзор). Часть 2. // Электронная обработка материалов. 2005. № 4. С. 24–34.

4. Мучник В.М., Фишман Б.Е. Электризация грубодисперсных аэрозолей в атмосфере. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 280 с.

5. *Мазин И.П., Шметер С.М.* Облака. Строение и физика образования. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 280 с.

6. Дудников В.Г., Шабалин А.Л. Электрогидродинамические источники ионных пучков (обзор) // Препринт 87-63 ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1987. 66 с.

7. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Электрогидродинамические аспекты функционирования жидкометаллических источников ионов // 1992. ЖТФ. Т.62. Вып.12. С. 9–20.

8. Галль Л.Н., Краснов В.Н. и др. Электрогидродинамический ввод жидких веществ в массспектрометр // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 8. С. 1559–1571.

9. Золотой Н.Б., Карпов Г.В., Скурат В.Е. О механизмах образования ионов и ионных кластеров из заряженных капель // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 315–323.

10. *Кожевников В.И., Фукс Н.А* Электрогидродинамическое распыление жидкости (обзор) // Успехи химии. 1976. Т. 45. № 12. С. 2274–2284.

11. *Дьячук В.А., Мучник В.А.* Коронный разряд с обводненной градины, основной механизм инициирования молнии // ДАН СССР. 1979. Т.248. № 1. С. 60–63.

12. Бейтуганов М. Н. Об обусловливаемых сильными электрическими полями физических явлениях в облаках // Метеорология и гидрология. 1989. № 9. С. 49.

13. *Grigor'ev A. I., Shiryaeva S. O.* The possible physical mechanism of initiation and growth of lightning // Physica Scripta. 1996. V. 54. P. 660–666.

14. Облака и облачная атмосфера. Справочник / И.П. Мазин, А.Х. Хргиан, И.М. Имянитов. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 647 с.

15. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.

16. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Белоножко Д.Ф. О некоторых закономерностях реализации неустойчивости плоской заряженной поверхности жидкости // ЖТФ. 1999. Т.69. Вып. 7. С. 15–22.

17. Григорьев А.И. О некоторых закономерностях реализации неустойчивости сильно заряженной вязкой капли // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 10. С. 1–7.

18. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Волкова М.В. О возможности зажигания коронного разряда в окрестности нелинейно-осциллирующей слабо заряженной капли // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 11. С. 31–36.

19. Григорьев А.И., Коромыслов В.А., Ширяева С.О. О возможности зажигания коронного разряда у поверхности нелинейно-осциллирующего жидкого слоя на поверхности заряженной градины // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 11. С. 10–19.

20. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Волкова М.В. О возможности зажигания коронного разряда в окрестности нелинейно-осциллирующей во внешнем электростатическом поле электропроводной капли // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 40–47.

21. Найфе А. Методы возмущений. М.: Мир, 1983. 455 с.

Поступила 25.08.09

Summary

The derivation of nonlinear oscillation charged drop in external uniform electrostatic field problem is found. The electric field intensity near the drop surface is found. It is found that the value of the electric field intensity near the drop surface is sufficient for corona discharge ignition.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ И ПИЩЕВЫХ ПРОДУКТОВ

В.Ю. Бакларь, Н.И. Кускова, А.Н. Ющишина

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНАЯ ОБРАБОТКА СПИРТОВ С ЦЕЛЬЮ ПОЛУЧЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины, пр. Октябрьский, 43-А, г. Николаев, 54018, Украина, <u>iipt@iipt.com.ua</u>

Введение. Существуют три возбужденных состояния углерода С, связанных с гибридизацией (способом образования атомных орбиталей с учётом отталкивания электронных пар валентной оболочки) 2s- и 2p- атомных орбиталей. Степень гибридизации можно выразить как spⁿ, показатель степени n = 3 свойствен пространственному полимеру углерода – алмазу, n = 2 – плоскостному графиту, n = 1 – линейно-цепочечному карбину. Существуют также и переходные (смешанные и промежуточные) формы элементарного углерода. Формы со смешанным ближним порядком состоят из случайно организованных атомов углерода различной гибридизации – это "аморфный" углерод, а также сажа, кокс и подобные материалы. Вторая группа объединяет промежуточные формы углерода, для которых n не целое, а дробное число (1 < n < 3), – это углеродные моноциклы и различные замкнуто-каркасные структуры, такие, как фуллерены и углеродные нанотрубки (УНТ) [1].

Возбужденным состоянием C, связанным с sp²-гибридизацией, объясняется существование алкенов (C_nH_{2n}), к которым относятся этилен, полиацетилен и др. Алкены химически активны, их химические свойства определяются наличием двойной связи. Алкены можно получать каталитической дегидратацией спиртов. Так, дегидратация этанола приводит к синтезу этилена:

$$CH_3$$
- CH_2 - $OH \rightarrow CH_2$ = $CH_2 + H_2O$.

(1)

В структуре органических веществ при их сжатии ударными волнами, как показывает вид ударных адиабат, происходят существенные изменения, которые являются следствием разрыва ковалентных связей между атомами С и Н и образования новых С-С- и молекулярных водородных Н-Н- связей. Результаты опытов по многоступенчатому ударному сжатию некоторых органических жидкостей, помещенных в специальные «ампулы сохранения», показали, что после прохождения ударных волн (максимальные давления до 40 ГПа) в сохранившихся ампулах оставался порошок аморфной сажи [1]. Важный результат этих опытов – разложение первоначальных структур на составляющие элементы.

Можно предположить, что синтез фуллеренов, УНТ, алмаза или карбина из органических соединений, имеющих степень гибридизации, одинаковую или близкую к степени гибридизации получаемого материала, будет происходить с минимальными затратами энергии. Поэтому поиск веществ, пригодных для получения новых материалов с заданной степенью гибридизации атомов углерода *n*, необходимо вести в классе соединений, в которых углерод имеет близкие величины степени гибридизации.

Цель работы – получение углеродных наноматериалов (УНМ) электроразрядной обработкой, их разделение и исследование.

Получение УНМ электроразрядной обработкой спиртов. Одним из эффективных методов импульсного воздействия на вещество является электроразрядный метод [2–4]. При воздействии мощных электроразрядных импульсов тока на углеводороды возникает область высокого давления и температур, в которой происходят деструкция и разложение молекул углеводородов на составляющие элементы по схеме:

$C_nH_m \rightarrow nC + 0.5mH_2$.

При этом углерод выделяется в твердой фазе в разных аллотропных формах, а водород – в газообразной.

[©] Бакларь В.Ю., Кускова Н.И., Ющишина А.Н., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 80-85.

Исследуем процессы, происходящие при электроразрядной обработке спиртов. Так как энергия разрыва связи С-О в спиртах $\varepsilon = 333,1$ кДж/моль меньше, чем энергия связи С-Н, то при воздействии высокой температуры в процессе электроразрядной обработки спиртов сначала происходит их дегидратация по схеме (1) с образованием алкенов (C_nH_{2n}). Газообразные алкены сначала будут выделяться в жидкости и подвергаться дальнейшей электроразрядной обработке.

В процессе интенсивной электроразрядной обработки углеводородов возможен также разрыв межуглеродных связей.

Энергия, необходимая для протекания указанных химических реакций в локальной области действия искры – в объёме спирта массой m, может быть рассчитана согласно выражению

$$E_i = \frac{\varepsilon_i \cdot m}{M},$$

где *М* – молярная масса молекулы спирта, ε_i – энергия связи.

Энергия связи С-Н в молекулах алкенов $\varepsilon_1 = 433$ кДж/моль меньше, чем энергия двойной связи С=С $\varepsilon_2 = 588$ кДж/моль, поэтому можно предположить, что, выбирая энергию единичного электроразрядного воздействия W на локальный объем спирта в интервале $E_1 < W < E_2$, можно получать углерод, имеющий преимущественно sp² – гибридизацию в твердой фазе.

Показана возможность эффективного синтеза наноуглерода в макроколичествах при электроразрядном воздействии на спирты. Порошки являются рентгеноаморфными, то есть содержат смесь разных аллотропных форм углерода.

На рис. 1 представлены микрофотографии частиц УНМ, полученных при электроразрядной обработке этилового – C₂H₅OH, бутилового – CH₃(CH₂)₂CH₂OH и изоамилового ((CH₃)₂CH(CH₂)₂OH) спиртов. Хорошо видно, что частицы порошков имеют регулярную слоистую структуру, причем их размер уменьшается с уменьшением длины углеродной цепи молекул исходного спирта.



Рис. 1. Микрофотографии частиц углерода, полученных при обработке спиртов: а – этилового; б – бутилового; в – изоамилового

Таблица 1. Результаты компьютерной обработки образцов УНМ, полученных электроразрядной обработкой спиртов

Микрофотография	образцов	Условия получения	Распределение частиц по площади (количество частиц для анализа)	Распределение частиц по фактору формы $F_{s}^{*)}$
10pm DF = 200 W Bpd = 21 De # 54 10pm DF = 200 W Bpd = 21 De # 54		Электро- разрядная обра- ботка этанола	32% укладываются в диапазон от 20 до 40 мкм ² ; S _{min} = 10 мкм ² ; S _{max} =250000 мкм ² (1057)	48% имеют $F_{s} \approx 1$; 20 % – от 0,6 до 0,7

Микрофотография образцов	Условия получения	Распределение частиц по площади (количество частиц для анализа)	Распределение частиц по факто- ру формы $F_{S}^{*)}$			
	Электро- разрядная обра- ботка н-бутанола	16% укладываются в диапазон от 15 до 30 мкм ² . S _{min} = 8 мкм ² ; S _{max} =100000 мкм ² (1199)	64% имеют F _s ≈ 1; 12 % – от 0,6 до 0,7			
20 Jm Eff - 20 0V Epg 4 - 51 Pasitis - 203 De 4 Fa 204	Электро- разрядная обра- ботка изоамилового спирта	32% укладываются в диапазон от 12 до 50 мкм ² . S _{min} = 7 мкм ² ; S _{max} =100000 мкм ² (1736)	23% имеют $F_{S} \approx 1;50$ % – от 0,4 до 0,7			
Фактор формы Салтыкова определяется по формуле $F_S = 4\pi S/p^2$, гле S – плошаль частицы, m^2 ; p – периметр, м.						

В процессе сушки, вследствие высокой химической активности и большой удельной поверхности наночастиц углерода (от 150 до 250 м²/г), порошок сильно агрегируется до размеров частиц порядка десятков мкм.

Закономерности распределений частиц порошковых образцов по размеру, площади и фактору формы изучали с помощью программы МЕГРАН (разработка Национального университета кораблестроения им. адмирала Макарова, г. Николаев). На основании данных компьютерной обработки микрофотографий порошков можно сделать вывод о разнообразии получаемых форм частиц ультрадисперсного углерода и их распределения по размерам. Для уточнения морфологии этих частиц были использованы электронно-микроскопические изображения образцов с более высоким разрешением. Результаты проведенных исследований с помощью программы МЕГРАН представлены в табл. 1.

Электрокинетические свойства УНМ. Известно, что разные углеродные наноструктуры могут быть заряжены отрицательно или положительно, поэтому предложено разделять полученные УНМ электрофоретическим методом.

Для определения интенсивности и условий разделения УНМ проводились исследования на лабораторных электрофорезерах при разных напряжениях. Для изучения электрокинетических свойств порошков наноуглеродных материалов методом электрофореза их диспергировали в спирте и помещали в ячейку с плоскими электродами. Подаваемое напряжение варьировали от 10 до 600 В, при этом сила тока зависела от вида порошкового образца.

В чистом спирте при U = 400 В ток отсутствовал, то есть никаких электрохимических реакций в чистом растворителе не происходило.

В дисперсии порошка промышленного графита в спирте при напряжении U = 350 В сила тока достигала 25 мА. При этом не наблюдалось активного кипения жидкой фазы, а поверхности электродов – анода и катода оставались чистыми.

При воздействии на УНМ, полученный при электроразрядной обработке спиртов, уже при U = 150 В ток достигает значения I = 110 мА, при этом процесс сопровождается активным кипением, а на аноде оседает черная пленка из углеродного материала.

При обработке углеродного материала, полученного при электровзрыве графитовых проводников в органических жидкостях, на аноде также образуется пленка темно-коричневого цвета, обладающая высокой гигроскопичностью. Процесс характеризуется параметрами U=200 B, I = 110 mA. Активное вскипание происходит при U = 300 B.

Данные проведенных опытов доказывают, что частицы наноуглерода заряжены отрицательно. Это свойство УНМ можно использовать как в процессах разделения полученных углеродных наноматериалов, так и с целью получения высокоактивных нанесенных сорбентов. С помощью УНМ, используя метод электрофореза, можно формировать однородные слои материала на поверхности изделия со сложной конфигурацией, которые могут способствовать повышению износостойкости.

Исследование движения микрочастиц УНМ показало, что применение в качестве источника постоянного тока электрофорезёра – прибора УИП-1 (при варьировании напряжения от 10 до 600 В) не позволило обеспечить быстрого и полного разделения УНМ. Для повышения скорости протекания процессов разделения и обогащения УНМ впервые был применён метод высоковольтного электрофореза.

Для этого был реализован высоковольтный источник электроэнергии, который обеспечил напряжение, подаваемое на электроды кюветы, от 1,5 до 10 кВ. Напряжённость электрического поля в кювете достигала 10^4 кВ/м. Внешний вид электрофорезёра представлен на рис. 2.



Рис. 2. Внешний вид электрофорезера

Использование высоковольтного электрофорезера позволило весь УНМ разделить и собрать на электродах. УНМ, собранный с поверхности анода, после сушки представляет собой мелкий черный порошок, а с поверхности катода - хлопьевидный серый порошок.

Полученные на аноде и катоде материалы были исследованы в Институте металлофизики НАН Украины методами рентгеноструктурного и химического анализов, типичные результаты которых представлены в табл. 2 и 3 (источник углерода – бутанол).

Таблица 2. Характерные дифрактограммы и микроскопическое изображение УНМ, полученных электроразрядной обработкой бутанола и выделенных методом электрофореза







Примечание. С – графит, Nb – подложка; J – интенсивность излучения, Θ – угол отражений.

Таблица 3. Данные химического анализа УНМ, полученных электроразрядной обработкой бутанола и выделенных методом электрофореза

Электрод	Количество элемента, мас. %					
	С	0	Fe	Al, Ca, Na	S	Total
Анод	70,1	16,1	11,0	2,2	0,6	100
Катод	77,0	10,5	10,5	1,5	0,5	100

Химический состав полученных после электрофоретического разделения порошков показал необходимость применения очистки для удаления примесей.

На рис. 3 приведены результаты рентгеноструктурного анализа УНМ, полученных электроразрядной обработкой этилового спирта, после разделения в высоковольтном электрофорезере.



Рис. 3. Дифрактограммы отрицательно заряженных (верхняя кривая) и положительно заряженных частиц (нижняя кривая) УНМ, полученных при электроразрядной обработке этилового спирта

Приведенные результаты (см. табл. 2 и рис. 3) позволяют сделать вывод об эффективном разделении УНМ, полученных электроразрядным методом, в высоковольтном электрофорезере. Как показал рентгеноструктурный анализ, материалы, собранные с анода и катода, отличаются существенно, но степень гибридизации углерода в них близка к n = 2. Дифрактограммы одинаково заряженных аморфных УНМ, полученных электроразрядным методом из различных низших спиртов, схожи.

Анализ полученных результатов показал, что собранные с анода и катода УНМ являются композитами, представленными разными фазами углерода в разном соотношении и в основном содержащими углерод и окиси железа. Различие в заряде частиц УНМ обусловлено, по-видимому, повышенным содержанием электроотрицательного кислорода в образце, оседающем на аноде.

Выводы. Исследованы метод и продукты электроразрядной обработки спиртов. Предложена и опробована методика разделения получаемых из низших спиртов УНМ высоковольтным электрофоретическим способом. Установлено, что высоковольтное электрофоретическое разделение более эффективно по сравнению с низковольтным. Но, как показали результаты рентгеноструктурного анализа, его применение не позволяет полностью решить вопросы, связанные с разделением и обогащением УНМ. Полного разделения кристаллитов на разные аллотропные формы углерода применением только метода электрофореза достичь нельзя, необходимо применять комплексные методы обогащения УНМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Трунин Р.Ф.* Сжатие конденсированных веществ высокими давлениями ударных волн // Успехи физических наук. 2002. Т. 171. № 4. С.400–413.

2. Кускова Н.И., Богуславский Л.З., Смалько А.А., Губенко А.А. Получение наноуглерода методом электроразрядной обработки органических жидкостей // Электронная обработка материалов. 2007. № 4. С. 46–52.

3. Патент 77370 Украина, МПК(2006) С01 В31/06. Способ получения порошка синтетического ультрадисперсного алмаза / А.И.Вовченко, В.И.Городян, Н.И.Кускова, Е.П.Разменов, И.С.Швец (Украина). №200512866. Заявл. 30.12.2005. Опубл. 15.11.2006. Бюл. № 11.

4. Кускова Н.И., Рудь А.Д., Уваров В.Н., Иващук Л.И., Перекос А.Е., Богуславский Л.З., Орешкин В.И. Электровзрывные методы синтеза углеродных наноматериалов // Металлофизика и новейшие технологии. 2008. Т. 30. № 6. С. 833–847.

Поступила 28.04.09

Summary

Method and products of alcohols' electrodischarge treatment was explored. The method of division of the CNM, obtained from inferior alcohols by high-voltage electrophoresis' method was offered and tested. As the results of X-ray structural analysis showed, application of only electrophoresis method is not enough for complete division of crystallites by the different allotropic forms of carbon. It is necessary to apply the complex methods of the CNM enrichment.

ИЗ ОПЫТА РАБОТЫ

В.Л. Ланин, В.В. Парковский

ПРИМЕНЕНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ И ИНФРАКРАСНЫХ ИСТОЧНИКОВ НАГРЕВА ДЛЯ МОНТАЖА И ДЕМОНТАЖА ЭЛЕКТРОННЫХ МОДУЛЕЙ

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, 6, г. Минск, 220013, Республика Беларусь, <u>vlanin@bsuir.by</u>

Для монтажа и демонтажа электронных модулей на печатных платах в мелкосерийном и опытном производстве широко применяют конвективные источники нагрева [1]. В качестве теплоносителя используют воздух, который, проходя через нагреватель (термофен), приобретает высокую температуру. Эффективность нагрева и температура в рабочей зоне в значительной степени зависят от конструкции сопла термофена [2]. Процесс передачи тепла от термофена к поверхности печатной платы описывается выражением

$$Q = \frac{\lambda St \Delta T}{l},\tag{1}$$

где λ – теплопроводность воздуха; *S* – площадь зоны нагрева; *t* – время нагрева; $\Delta T = (T_{\rm H} - T_{\rm cp})$ – разность температур между источником тепла и окружающей средой; *l* – расстояние от источника тепла до поверхности.

При расчете количества тепла, выделяемого в рабочей зоне, необходимо учитывать факторы, влияющие на рассеивание воздуха при выходе из сопла насадки термофена (рис. 1), например коэффициент рассеивания и угол рассеивания α, которые зависят от конструкции сопла:

$$K_r = \frac{r}{a+r},\tag{2}$$

(3)

где *r* – радиус сопла насадки; *a* – расстояние, на которое отклоняется воздух при выходе из сопла: $a = 1 \cdot tan(\alpha)$,

где α – угол рассеивания, который обусловлен конструктивными особенностями насадки.



Рис. 1. Воздушный поток на выходе из сопла термофена

Тогда количество тепла, выделяемого в рабочей зоне, рассчитывается следующим образом:

© Ланин В.Л., Парковский В.В., Электронная обработка материалов, 2009, № 6, С. 86–91.

$$Q = K_r \cdot \frac{\lambda St \Delta T}{l}.$$
(4)

Температура нагрева поверхности платы зависит от времени, условий теплообмена и тепло-емкости материала платы:

$$T_{H} = T_{T} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{u}}} \right), \tag{5}$$

где T_T – температура теплоносителя; $\tau_{_{\rm H}}$ – постоянная времени нагрева:

$$\tau_{\rm H} = \frac{C_T}{\alpha \cdot s_n},\tag{6}$$

где C_T – теплоемкость материала печатной платы (для стеклотекстолита 0,9 Дж/⁰С); α – коэффициент теплообмена источника тепла с поверхностью печатной платы:

$$\alpha = \frac{P}{S_n \cdot \Delta T},\tag{7}$$

где Р – мощность конвективного источника нагрева:

$$P = K_r \frac{\partial Q}{\partial t} = K_r \frac{\lambda S \cdot \Delta T}{l} .$$
(8)

Мощность конвективного нагрева при разности температур $\Delta T = 255$ °C, времени нагрева 20 с, средней теплопроводности воздуха в диапазоне температур 80–300°C 14,96 Вт/(м·К) нелинейно падает с увеличением расстояния от источника нагрева до поверхности (рис. 2). Температура в зоне нагрева достигает максимальных значений за 15–20 с и также зависит от расстояний от источника нагрева (рис. 3). С увеличением расстояния от источника температура в рабочей зоне растёт медленнее, что снижает термоудар на печатную плату.



Рис. 2. Зависимость мощности, выделяемой в зоне нагрева конвективным источником, от расстояния до сопла термофена



Рис. 3. Термопрофиль нагрева конвективным источником при различных расстояниях от источника

Основным преимуществом конвективных источников нагрева является возможность применения различных насадок термофена для распределения воздушного потока, такой способ нагрева удобно использовать при ремонте электронных модулей. Процесс демонтажа микросхемы при помощи термофена включает: установку вакуумного захвата на ее поверхность, расплавление припоя горячим воздухом (рис. 4,*a*) и демонтаж (рис. 4,*б*). Процесс демонтажа горячим воздухом довольно сложен, так как температура в зоне нагрева зависит от расстояния до нагреваемой поверхности, а также от угла наклона рабочего инструмента относительно нее.



Рис. 4. Монтаж (а) и демонтаж компонента с платы (б) термофеном

При конвективном нагреве необходимо точное дозирование припоя, поскольку чем больше его масса, тем больше времени необходимо на распайку, а значит, печатная плата дольше находится под воздействием температуры, что является критичным для её прочностных характеристик. Использование бессвинцовых припоев, имеющих более высокую температуру плавления, усложняет задачу демонтажа конвективными нагревателями, так как требует высокой точности контроля температуры в рабочей зоне.

Источники инфракрасного (ИК) нагрева также широко используются для монтажа поверхностно-монтируемых электронных компонентов на печатных платах, подогрева печатных плат при монтаже или ремонте электронных модулей. Нагрев ИК излучением имеет ряд преимуществ, однако их реализация зависит от конструкции установки ИК нагрева [3].

В зависимости от конкретных условий используют различные по геометрии рефлекторы, формирующие тепловое поле в зоне нагрева: фокусирующий, диффузный и с сопловой насадкой. Основные преимущества источников ИК нагрева – более высокая температура нагрева, ее стабильность в процессе пайки и возможность точного контроля температуры в зоне нагрева. Однако при ИК нагреве большое количество тепла, выделяемое при нагреве, поглощается корпусами компонентов ввиду их большой площади по сравнению с выводами.

Интенсивность ИК излучения складывается из интенсивностей прямого и отраженного пото-ков [4]:

$$I = I_{\rm np} + I_{\rm orp} \ . \tag{9}$$

Интенсивность прямого потока излучения зависит от мощности ИК источника P_u , расстояния от источника *h* и размеров зоны нагрева:

$$I_{np} = 2 \cdot \frac{P_u}{l\sqrt{x^2 + h^2}} , \qquad (10)$$

где *l* – длина зоны нагрева; *x* – половина ширины зоны нагрева (рис.5).

Интенсивность потока ИК излучения от отражателя с учётом коэффициента отражения

$$I_{\text{orp}} = \frac{\mu \cdot K_s \cdot P_u}{2\pi l \sqrt{R_p^2 + \left(\frac{h^2}{4f}f\right)^2}},\tag{11}$$

где R_p – радиус рефлектора, f – фокусное расстояние, K_s – коэффициент полезной площади отражения рефлектора, μ – коэффициент отражения.

Коэффициент отражения определяется исходя из геометрических размеров ИК источника и поверхности рефлектора:

$$K_{S} = \frac{S_{\rm H}}{2S_{p}},\tag{12}$$

где S_и, S_p – площади поверхностей ИК лампы и рефлектора.



Рис. 5. Схема ИК нагревателя

Интенсивность результирующего потока ИК излучения, падающего на поверхность, ограничена шириной основания отражателя:

$$I_{\text{orp}} = K_{S} \cdot \mu \cdot 2 \cdot \frac{\sum_{i=1}^{n} \left(P_{u} / 2\pi l \sqrt{R_{p}^{2} + \left(\frac{h^{2}}{4f} - f\right)^{2}} \right)}{n}, \qquad (13)$$

где *n* – количество интервалов, выбираемых при дискретизации зоны нагрева относительно ее центра.

Тогда интенсивность прямого ИК излучения составит:

$$I_{\text{прям}} = 2 \int_{0}^{x} \frac{P_{\text{H}}}{l\sqrt{x^2 + h^2}} dx.$$
 (14)

Температура в зоне ИК нагрева определяется в соответствии с законом Стефана-Больцмана:

$$T_{\rm H} = \sqrt[4]{\frac{I + K \cdot T_c^4}{K} - 273},$$
(15)

где К – постоянная Стефана-Больцмана.

Температура в зоне нагрева зависит также от времени воздействия:

$$T_{\rm Harp} = T_{\rm H} \left(1 - e^{\frac{-\tau}{\tau_{\rm H}}} \right), \tag{16}$$

где $T_{\rm harp}$ – температура в зоне нагрева, τ – время воздействия теплового потока, $\tau_{\rm H}$ – постоянная времени нагрева.

$$\tau_{\rm H} = \frac{C_{\rm T}}{\alpha \cdot S_{\rm HOB}},\tag{17}$$

где S_{пов} – площадь зоны нагрева, ограниченная геометрическими размерами отражателя; α – коэффициент теплообмена с поверхностью платы; C_п – теплоемкость материала печатной платы.

$$\alpha = \frac{P_{\rm H}}{S_{\rm nob} \cdot \Delta T} , \qquad (18)$$

где ΔT – разность температуры нагрева и окружающей среды; $P_{\rm H}$ – мощность нагрева:

$$P_{\rm H} = I \cdot \left(S_{\rm H} + S_{\rm P}\right). \tag{19}$$

Зависимость мощности, выделяемой в зоне ИК нагрева источником (с параметрами, приведенными в таблице), от расстояния приведена на рис. 6.

P _{ист} ,BT	<i>h</i> _{ист} , м	<i>R</i> _{ист} , м	<i>l</i> , м	<i>f</i> , м	<i>х</i> ′ , м	<i>l</i> ′ , м	Площадь рефлектора S_p
500	0,05	0,01	0,1	0,03	0,06	0,1	0,009

Параметры источника и зоны ИК нагрева



Рис. 6. Зависимость мощности, выделяемой в зоне нагрева ИК источником, от расстояния до источника

Температура в зоне нагрева зависит как от времени воздействия, так и от расстояния до источника ИК нагрева (рис. 7). Температура в рабочей зоне растет достаточно быстро (5–7 с) и в отличие от конвективного нагрева, не критична к изменению расстояния до поверхности.



Рис. 7. Термопрофиль ИК нагрева при различных расстояниях от источника

В процессе монтажа и демонтажа электронных модулей конвективными источниками нагрева для поддержания температуры печатной платы и в целях предотвращения термоудара ее подогревают ИК источником излучения (рис. 8). Такой комбинированный способ нагрева реализован в установке для ремонта электронных модулей ERSA IR/PL650 [5], которая представляет собой третье поколение систем ИК пайки, сочетающее три основные технологические системы: ИК и конвекционного нагрева, контроля температуры с обратной связью и бесконтактным измерением температуры. Установка хорошо зарекомендовала себя при работе со сложными печатными платами (с большим количеством компонентов) по бессвинцовой технологии.

При использовании ИК источников нагрева необходимо учитывать конструкцию рефлектора и расстояние от источника до поверхности платы, поскольку излучение не будет фокусироваться в зоне нагрева, что может привести либо к перегреву платы или компонента, либо количества выделяемого тепла не хватит для расплавления припоя. Особенно важно контролировать температуру при бессвинцовой технологии, в таком случае необходимо использовать автоматические системы контроля температуры, обеспечивающие заданный термопрофиль процесса.



Рис. 8. Нагрев электронного модуля конвективным и ИК источниками

Моделирование термопрофилей конвективного и ИК источников нагрева позволяет рассчитать температуру в зоне нагрева в зависимости от времени воздействия и оптимизировать процесс монтажа или демонтажа электронных модулей, что играет важную роль при работе с дорогими компонентами. Для конвективных источников нагрева необходима оптимизация конструкции насадки для оптимального распределения теплового потока, давления воздуха и скорости распространения в зоне нагрева.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джюд М., Бриндли К. Пайка при сборке электронных модулей. М.: Изд. Дом "Технологии", 2006. 416 с.

2. Ланин В.Л., Парковский В.В. Монтаж и демонтаж электронных компонентов // Компоненты и технологии. 2009. №3. С. 147–152.

3. Ланин В.Л. Инфракрасный нагрев в технологии пайки изделий электроники // Электронная обработка материалов. 2007. № 5. С. 91–96.

4. Зворыкин Д.В., Прохоров Ю.Н. Применение лучистого инфракрасного нагрева в электронной промышленности. М.: Энергия, 1980. 176 с.

5. *Афанасьев В*. IR/PL650 – третье поколение ремонтных центров фирмы ERSA // Технологии в электронной промышленности. 2006. №4. С. 80–83.

Поступила 13.07.09

Summary

Parametres convection and infra-red sources of heating for mounting and demounting of electronic modules on printed-circuit boards with is surface-mounted electronic components are optimised. Modeling of thermoprofiles convection and *WK* sources allows optimizing influence time and temperature of electronic components.

ИНФОРМАЦИЯ

Рецензия на монографию С.О. Ширяевой, А.И. Григорьева «Заряженная капля в грозовом облаке».

Заряженная капля является субъектом многочисленных и разносторонних исследований, отмеченных в кратком и емком введении впечатляющей монографии (изданной в Ярославском государственном университете им. П.Г. Демидова в 2008 году). Она свидетельствует о широте информированности, познавательных и профессиональных интересов авторов, среди которых физические механизмы поведения заряженных капель в грозовых облаках занимают главенствующие позиции. Авторы в рамках аналитического асимптотического подхода рассматривают линейные и нелинейные осцилляции и устойчивость заряженной капли как в вакууме, так и при наличии внешней диэлектрической среды, и осложняющем влиянии внешних силовых полей и вязкости жидкости; анализируют общефизические закономерности реализации неустойчивости капли по отношению к собственному и индуцированному электрическим зарядам; обсуждают возможность излучения осциллирующей заряженной каплей акустических и электромагнитных волн; анализируют возможность зажигания коронного разряда в окрестности нелинейноосциллирующей заряженной капли в реалиях грозового облака. Авторам удалось собрать и в логической последовательности описать результаты теоретических исследований (проведенных ими и другими учеными), имеющих отношение к капле в грозовом облаке. Грозовое облако характеризуется множеством заряженных капель, слабых электрических полей и восходящих потоков воздуха, возможностью пробоя воздушного промежутка большой протяженности. Капля в облаке, как правило, заряжена и находится во внутриоблачном электрическом поле во взвешенном состоянии в суперпозиции гидродинамического, электрического и гравитационного полей. Осцилляции капли в этих условиях делают ее источником акустического и электромагнитного излучения. В окрестности осциллирующей в интенсивном внешнем электрическом поле сильно заряженной капли, крупной тающей градины или нескольких близко расположенных капель и градин может зажечься коронный разряд. Но перерастет ли коронный разряд в стример и приведет ли к инициированию разряда молнии, не очевидно. Остается только догадываться, какие превращения и взаимодействия капель, электрических, гравитационных и гидродинамических полей в грозовом облаке могут привести к разряду молнии.

Разряды молний и сопутствующие им раскаты грома – наиболее масштабные и заметные внешними проявлениями процессы, протекающие в грозовом облаке. Но, несмотря на то что по зрительно-слуховым впечатлениям мы хорошо знакомы с грозой, ясное представление о физических закономерностях инициирования и поддержания разряда молнии отсутствует даже у специалистов по физике атмосферного и грозового электричества. Такая ситуация, по-видимому, является следствием недостатка наблюдательной и экспериментальной информации о микро- и макропроцессах, происходящих в грозовом облаке. Многочисленные же теоретические наработки имеют пока малую гносеологическую ценность ввиду чрезвычайно большого количества реализующихся процессов, не поддающихся обобщению и осмыслению с единых позиций.

Существует множество теоретических моделей грозы разной степени убедительности, которые, однако, не раскрывают всей совокупности вопросов, возникающих у заинтересованного исследователя. Пока нет ответа на напрашивающийся простой вопрос: каким образом молния за доли секунды существования собирает для поддержания тока электрические заряды с огромного множества капелек в облаке объемом в не-

сколько кубических километров. Тем не менее можем надеяться, что каждое новое исследование закономерностей реализации линейных и нелинейных осцилляций, электростатического распада и эволюции заряженных капель в условиях грозового облака приближают нас к созданию теории грозы, адекватной современному уровню развития физики.

Изложение имеющегося материала о заряженной капле в условиях грозового облака в монографии несколько заужено, поскольку количество научных публикаций об экспериментальном и теоретическом исследовании заряженных капель, капель во внешних силовых полях, о различных аспектах электрических разрядов при атмосферном давлении и грозового электричества исчисляется многими тысячами. Отчасти это следствие того, что авторы книги ограничились главным образом рассмотрением теоретических исследований, и о многих экспериментальных работах, посвященных заряженной капле, просто не упомянули. О неоднократных успешных экспериментах по проверке справедливости критерия Рэлея, выполненных многими исследователями в разное время, сказано вскользь, без анализа специфических особенностей и условий экспериментов. Не рассмотрен и важный для понимания процессов, происходящих в грозовом облаке, вопрос об испарении заряженных капель и конденсации пара на них. Тем не менее, учитывая изобилие публикаций, появление рецензируемой монографии представляется весьма своевременным. И важно то, что она позволила свести в единую систему физических представлений значительную часть теоретических работ, посвященных заряженной капле, и наметить целесообразные направления дальнейших исследований.

Монография вводит читателя в круг методов и идей аналитического расчета осцилляций и устойчивости заряженной капли, закономерностей сброса избыточного заряда при реализации электростатической неустойчивости, излучения акустических и электромагнитных волн, зажигания коронного разряда в ее окрестности. Краткое введение к обсуждаемым проблемам составляет содержание первой главы.

Вторая глава знакомит с аналитическими исследованиями осцилляций и устойчивости заряженной капли, выполненным в линейном по амплитуде осцилляций приближении, для различных наборов внешних условий. В ней приводится первое исследование устойчивости заряженной капли идеальной несжимаемой жидкости, находящейся в вакууме, выполненное Рэлеем. Исследуются влияние наличия внешней диэлектрической среды, вязкости жидкости и закономерности потери устойчивости высокими модами осцилляций при вытягивании капли в сфероид. Проводится оценка характерного времени развития электростатической неустойчивости сильно заряженной капли, рассматриваются закономерности сброса избыточного заряда. Проанализированы особенности квадрупольного акустического и электромагнитного излучения от капли, совершающей линейные осцилляции.

В третьей главе в линейном по амплитуде осцилляций приближении анализируется влияние однородного внешнего электростатического поля на осцилляции и устойчивость заряженной капли при наличии ламинарно обтекающего ее потока газа и на закономерности ее электростатического распада.

Четвертая глава посвящена анализу, с учетом слагаемых третьего порядка, малости нелинейных осцилляций заряженной капли идеальной жидкости и исследованию влияния на нелинейные осцилляции внешней диэлектрической среды. В частности, в нелинейных расчетах оказываются отличными от нуля нулевая (радиальная) и первая (трансляционная) моды осцилляций, не учитывавшиеся в линейном анализе в силу законов сохранения объема и импульса капли. Показано, что задание начальной деформации равновесной сферической формы заряженной капли, характерное для всех типов установок по экспериментальной проверке критерия устойчивости Рэлея, приводит к заметному искажению измеряемых значений критического заряда. Исследованы нелинейные осцилляции заряженного слоя проводящей жидкости на поверхности твердого сферического ядра (слоя воды на поверхности заряженной сферической градины).

Акустическое и электромагнитное излучения от нелинейно-осциллирующей заряженной капли исследуются в пятой главе. Поскольку в нелинейных расчетах оказываются возбужденными радиальная и трансляционная моды, осциллирующая во внешней среде капля становится источником монопольного и дипольного акустического излучения, а также источником дипольного электромагнитного излучения. Интересно, что монопольное акустическое излучение имеет большую мощность, чем дипольное и квадрупольное.

Шестая глава посвящена анализу нелинейных осцилляций заряженной капли, движущейся относительно среды. В расчетах третьего порядка малости выяснилось, что в нелинейных вторичных комбинационных резонансах возможна раскачка амплитуды основной моды, движущейся относительно среды заряженной капли, что может привести к существенному снижению критических условий реализации ее электростатической неустойчивости.

Седьмая глава исследует анализ нелинейных осцилляций заряженной капли во внешних силовых полях: электрическом, гравитационном и инерционном. Особенностью проведенных расчетов является использование разложений по двум малым параметрам: амплитуд осцилляций и стационарной деформации капли в силовом поле.

Восьмая глава изучает особенности зажигания коронного разряда в окрестности нелинейно-осциллирующей заряженной капли или обводненной градины как в отсутствие, так и при наличии внешнего электростатического поля. Выяснилось, что коронный разряд у поверхности нелинейно-осциллирующей заряженной капли (или незаряженной капли во внешнем электростатическом поле) может зажечься при зарядах, реально регистрируемых на крупных каплях в грозовых облаках (или при напряженностях внутриоблачного электрического поля).

Аналитический нелинейный расчет нелинейных осцилляций заряженной капли вязкой жидкости вошел в девятую главу.

Десятая, заключительная глава содержит попытку приложения полученной в предыдущих главах информации о заряженной капле и ее электростатической устойчивости к моделированию физического механизма инициирования разряда молнии в грозовом облаке.

Таким образом, изучен широкий круг вопросов, раскрывающих особенности поведения заряженных капель во внешних силовых полях, и это существенно приближает нас к пониманию процессов, происходящих в грозовых облаках.

Заряженная капля неисчерпаема. Она играет определяющую роль и в интенсификации массообменных процессов в газодисперсных системах, а также при реализации электрогидродинамических приемов получения воды и генерирования электрической энергии из атмосферы. Круг фундаментальных и прикладных аспектов электрогидродинамики дисперсных систем необъятный, а исследователей и практиков ждут превосходящие результаты, по оригинальности и значимости.

М.К. Болога, Ф.П. Гросу

ПАМЯТИ ВАСИЛИЯ ГРИГОРЬЕВИЧА ЧОБАНУ



Институт прикладной физики АН РМ понес тяжелую утрату. 15 августа 2009 года на 67-м году жизни скончался специалист высшей квалификации в области электроплазмолиза биологического сырья, лауреат Государственной премии в области науки и техники Молдовы, доктор технических наук Василий Григорьевич Чобану.

Родился 3 мая 1943 года в селе Онешть (Единецкого района) в крестьянской семье.После окончания Кишиневского политехнического института по специальности "инженер-электрик" с 1977 года работал в Институте прикладной физики, в группе по электрической обработке растительного сырья, а с 1979-го года в созданной Лаборатории электрической обработки продуктов растениеводства, где исследовал влияние электроплазмолиза на растительное сырье с целью извлечения ценных компонентов. В.Г. Чобану разработал метод электрической обработки плодовоовощного сырья, обеспечивающий увеличение выхода сока-самотека. Провел теоретические и экспериментальные исследования электрических свойств растительной ткани; условий воздействия

электрических полей на клеточную структуру сырья; изучал биологическую ценность и физикохимические показатели сока, полученного из электроплазмолизованного сырья.

В.Чобану разработал аппараты для электроплазмолиза различных видов биологического сырья, которые были изготовлены на Опытном заводе Института прикладной физики. Принимал самое активное участие во внедрении установок "Плазмолиз" в различных технологиях: по переработке винограда на Каушанском, Ставченском винзаводах; яблок на Бендерском консервном заводе и Ставченском винзаводе; томатов на Крымском консервном комбинате (Россия), Слободзейском консервном заводе "Октябрь"; люцерны на Пильтенском (Эстония) животноводческом комбинате; оливок на фирме Пиерализи (Италия).

За разработку новых приемов и методов в технологии пищевых производств в составе творческого коллектива Василию Григорьевичу в 1986 году присуждена Государственная премия в области науки и техники Молдовы. В 1988 году он защитил докторскую диссертацию по теме "Исследование эффективности обработки растительного сырья электроплазмолизом"; автор многих зарубежных патентов и авторских свидетельств.

В.Г. Чобану был душой коллектива группы "Плазмолиз", его неизменно отличали оптимизм, жизнелюбие. Всегда находился в поиске, полный новых идей и творческих замыслов, настойчивый и идущий к поставленной цели. Таким Василий Григорьевич навсегда останется в сердцах учеников, друзей, коллег и всех, кто его знал.

Коллеги

ПАМЯТИ ВАЛЕНТИНЫ АНАТОЛЬЕВНЫ КОВАЛЬСКОЙ



10 сентября 2009 года ушла из жизни ответственный секретарь журнала "Электронная обработка материалов" Валентина Анатольевна Ковальская. Валентина Анатольевна родилась 14 декабря 1941 года в г. Кишиневе. В 1959 году поступила и в 1964 году окончила физикофакультет Кишиневского математический государственного университета. С 1964 по 1976 год работала на различных должностях в Кишиневском политехническом институте им. С.Лазо (ныне Технический Университет Молдовы): по 2002 год – в различных организациях Кишинева. занимаясь вопросами патентноинформационной деятельности. С 2002 года – ответственный секретарь журнала "Электронная обработка материалов" и на этом посту внесла значительный вклад в совершенствование и развитие журнала. Именно в это время существенно изменился его статус. Большая доля разнообразной работы по обеспечению своевременного выпуска журнала легла

на плечи Валентины Анатольевны. Творчески относясь к своей деятельности на столь ответственном посту, Валентина Анатольевна много сделала для его успешного функционирования в эти годы. Авторы и сотрудники, работавшие совместно с ней, навсегда сохранят память о светлом образе Валентины Анатольевны.

ПАМЯТИ ВАСИЛИЯ ГРИГОРЬЕВИЧА ЧОБАНУ



Институт прикладной физики АН РМ понес тяжелую утрату. 15 августа 2009 года на 67-м году жизни скончался специалист высшей квалификации в области электроплазмолиза биологического сырья, лауреат Государственной премии в области науки и техники Молдовы, доктор технических наук Василий Григорьевич Чобану.

Родился 3 мая 1943 года в селе Онешть (Единецкого района) в крестьянской семье.После окончания Кишиневского политехнического института по специальности "инженер-электрик" с 1977 года работал в Институте прикладной физики, в группе по электрической обработке растительного сырья, а с 1979-го года в созданной Лаборатории электрической обработки продуктов растениеводства, где исследовал влияние электроплазмолиза на растительное сырье с целью извлечения ценных компонентов. В.Г. Чобану разработал метод электрической обработки плодовоовощного сырья, обеспечивающий увеличение выхода сока-самотека. Провел теоретические и экспериментальные исследования электрических свойств растительной ткани; условий воздействия

электрических полей на клеточную структуру сырья; изучал биологическую ценность и физикохимические показатели сока, полученного из электроплазмолизованного сырья.

В.Чобану разработал аппараты для электроплазмолиза различных видов биологического сырья, которые были изготовлены на Опытном заводе Института прикладной физики. Принимал самое активное участие во внедрении установок "Плазмолиз" в различных технологиях: по переработке винограда на Каушанском, Ставченском винзаводах; яблок на Бендерском консервном заводе и Ставченском винзаводе; томатов на Крымском консервном комбинате (Россия), Слободзейском консервном заводе "Октябрь"; люцерны на Пильтенском (Эстония) животноводческом комбинате; оливок на фирме Пиерализи (Италия).

За разработку новых приемов и методов в технологии пищевых производств в составе творческого коллектива Василию Григорьевичу в 1986 году присуждена Государственная премия в области науки и техники Молдовы. В 1988 году он защитил докторскую диссертацию по теме "Исследование эффективности обработки растительного сырья электроплазмолизом"; автор многих зарубежных патентов и авторских свидетельств.

В.Г. Чобану был душой коллектива группы "Плазмолиз", его неизменно отличали оптимизм, жизнелюбие. Всегда находился в поиске, полный новых идей и творческих замыслов, настойчивый и идущий к поставленной цели. Таким Василий Григорьевич навсегда останется в сердцах учеников, друзей, коллег и всех, кто его знал.

Коллеги

ПАМЯТИ ВАЛЕНТИНЫ АНАТОЛЬЕВНЫ КОВАЛЬСКОЙ



10 сентября 2009 года ушла из жизни ответственный секретарь журнала "Электронная обработка материалов" Валентина Анатольевна Ковальская. Валентина Анатольевна родилась 14 декабря 1941 года в г. Кишиневе. В 1959 году поступила и в 1964 году окончила физикофакультет Кишиневского математический государственного университета. С 1964 по 1976 год работала на различных должностях в Кишиневском политехническом институте им. С.Лазо (ныне Технический Университет Молдовы): по 2002 год – в различных организациях Кишинева. занимаясь вопросами патентноинформационной деятельности. С 2002 года – ответственный секретарь журнала "Электронная обработка материалов" и на этом посту внесла значительный вклад в совершенствование и развитие журнала. Именно в это время существенно изменился его статус. Большая доля разнообразной работы по обеспечению своевременного выпуска журнала легла

на плечи Валентины Анатольевны. Творчески относясь к своей деятельности на столь ответственном посту, Валентина Анатольевна много сделала для его успешного функционирования в эти годы. Авторы и сотрудники, работавшие совместно с ней, навсегда сохранят память о светлом образе Валентины Анатольевны.