

М.К. Болога*, Ф.П. Гросу**, И.В. Кожевников*

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В МНОГОЭЛЕКТРОДНЫХ СИСТЕМАХ

*Институт прикладной физики АНМ,

ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова

**Государственный аграрный университет Молдовы,

ул. Мирчеишть, 44, г. Кишинев, MD-2049, Республика Молдова

Введение

Одно из наиболее ярких в научном и прикладном аспекте проявлений взаимодействия электрических полей с диэлектрическими средами – это электрогидродинамические (ЭГД) течения, управление и оптимизация которых сопряжены с немалыми трудностями, и их преодоление, безусловно, заслуживает внимания.

С этих позиций в работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований ЭГД течений в трех- и четырехэлектродных системах применительно к реализации ЭГД насосов диэлектрических жидкостей.

1. Результаты экспериментальных исследований. Наибольший интерес с практической точки зрения, а именно организации сквозной прокачки диэлектрической жидкости – представляет исследование электрогидродинамических течений в узких каналах при малых расстояниях между электродами, обеспечивающих приемлемые напряжения для развития ЭГД явлений. В этих условиях применение пузырьков воздуха [1] для визуализации течений невозможно ввиду их влияния на распределение электрического поля и объемного заряда в межэлектродном пространстве (МЭП).

Структуры ЭГД течения исследовали с помощью теневого метода; экспериментальная установка и методика исследований описаны в [2]. Electroдами служили лезвие (ε – эмиттер) и две проволоки диаметром 1 мм (κ – коллектор), которые расположены параллельно друг другу (рис. 1), на одинаковом расстоянии, симметрично относительно кромки лезвия, аналогично системе игла-кольцо. Electroды установлены в канале шириной $\delta_1 = 6,6$ мм, являющемся участком замкнутого трубопровода. Одновременно с измерением максимальной скорости сквозного течения жидкости в трубопроводе вне поля фотокинокамерой проводилась регистрация структуры ЭГД течения, визуализированного теневым методом. В качестве рабочей среды использовалось очищенное трансформаторное масло.

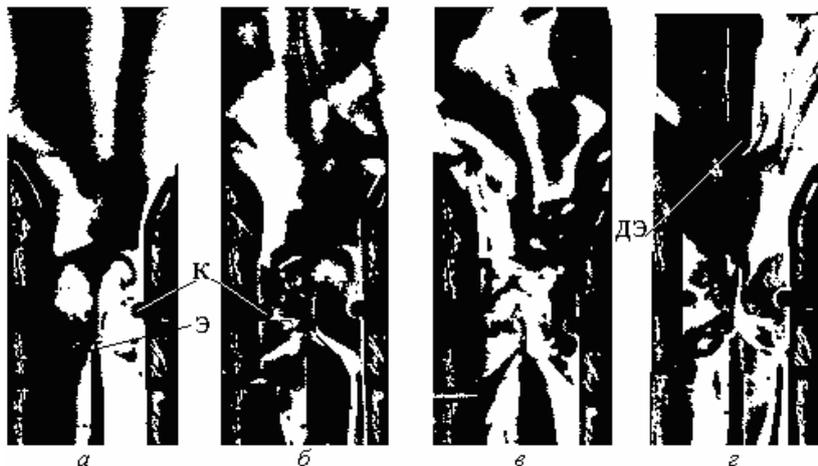


Рис. 1. Структуры ЭГД течений при различных напряжениях, кВ: а – 10, б – 15, в – 20, з – 20, ($d_1 = 9,5$ мм). Рабочая среда – трансформаторное масло

Теневые картины структуры ЭГД течений при симметричном расположении центральной струи относительно проволок коллектора и при геометрических параметрах $S = 5$ мм (зазор между образующими проводов), $d = 1,5$ мм (расстояние между эмиттером и коллектором) приведены на рис. 1, 2. По мере повышения напряжения между электродами до -20 кВ максимальная скорость течения в трубопроводе сначала возрастает с $0,5$ см/с (при $U = -15$ кВ) до $0,7$ см/с (при $U = -20$ кВ), а затем снижается практически до 0 (при $U = -25$ кВ). Наблюдается усиление флуктуирования центральной струи между проводами коллектора. Видимо, это одна из причин понижения интенсивности сквозной прокачки. Другая причина состоит в том, что заряженная эмиттером диэлектрическая жидкость не успевает полностью разрядиться на коллекторе (ввиду ограниченности поверхности). В результате за МЭП возникает сила кулоновского взаимодействия между заряженной средой и электродами коллектора, направленная против потока жидкости и возрастающая с увеличением напряжения, как следствие возникают возвратные течения в виде вихрей, направленных к коллектору (рис.1,а,б,в).



Рис. 2. Структуры ЭГД течений при различных расстояниях d_1 между четвертым электродом и коллекторами, мм: а – ∞ ; б – 9,5; в – 4,5; г – 1,5; $U = -25$ кВ

Об этом же свидетельствуют эксперименты с дополнительным заземленным электродом $\varnothing 1$ мм (ДЭ, рис. 1,з), расположенным симметрично и на расстоянии d_1 от проводов коллектора, который влияет как на структуру ЭГД течения (рис. 1,в,з), так и на интенсивность сквозной прокачки. Дополнительный электрод способствует “вытягиванию” заряженной среды из приколлекторной области, что хорошо заметно при сравнении структуры ЭГД течений (рис. 1,в и з). По мере приближения центрального дополнительного электрода к боковым (уменьшения расстояния d_1) наблюдаются стабилизация центральной струи (рис. 2) и вырождение вихрей за коллектором (рис. 2,в), увеличивается максимальная скорость течения (рис. 3, кривые 2–4).

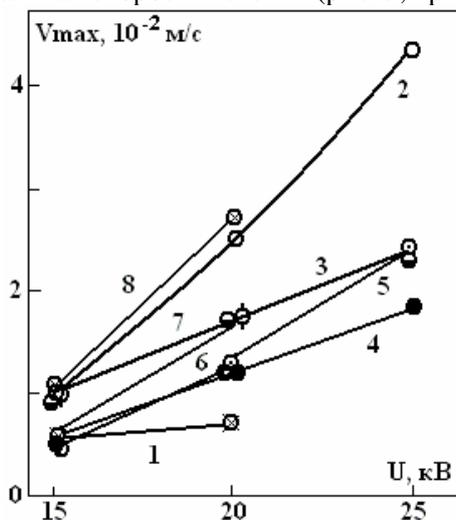


Рис. 3. Зависимость максимальной скорости течения в трубопроводе от напряжения при различных расстояниях между электродами, мм: 1 – $d = 1,7$, $S = 5,0$; d_1 : 1 – без дополнительного электрода, 2 – 1,5, 3 – 4,5, 4 – 9,5; 5 – $d = 3$, $S_1 = 5,0$, $d_1 = 1,5$; $d = 1,7$, $S = 1,8$, d_1 : 6 – без дополнительного электрода, 7 – 6,9, 8 – 2,5, 0,8; $\sigma = 3,9 \cdot 10^{-12}$ См·м⁻¹

Сужение канала δ_1 и одновременно зазора S между проволоками коллектора в отсутствие дополнительного электрода приводит к уменьшению амплитуды колебаний центральной струи, интенсивности возвратных течений как в МЭП, так и за ним, что положительно сказывается на скорости течения среды (рис. 3, кривые 1 и 6). В то же время на коллекторах не происходит полной нейтрализации заряженной среды. Это подтверждается данными по воздействию четвертого электрода на интенсивность сквозной прокатки (рис. 3, кривая 7), которая практически остается постоянной при изменении расстояния между коллекторами и дополнительным электродом в пределах 0,8–2,5 мм (рис. 3, кривая 8). Видимо, по мере приближения четвертого электрода к коллекторам ($d_1 \leq 2,5$ мм) увеличивается сопротивление, оказываемое им потоку жидкости, что компенсирует повышение скорости прокатки.

2. Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов. Адекватными представляются две математические модели для описания экспериментально наблюдаемого ЭГД течения. Одна из них – модель диффузорного течения типа Галлея [3], другая – модель плоской затопленной струи, аналогичная рассмотренной Ландау [3]. Хотя математические трудности на пути решения обеих задач преодолимы, результаты оказываются весьма громоздкими и мало обозримыми, поэтому на начальном этапе ограничимся более прозрачной с физической точки зрения моделью.

В соответствии с представленной экспериментальной картиной ЭГД течения в системе электродов O, O_1, O_2, O_3 (рис. 4) плоская струя от лезвия O пробивается вверх, сквозь толщу жидкости. При этом движущей является кулоновская сила объемной плотностью

$$\vec{f} = \rho \vec{E}, \quad (1)$$

в области заземленных коллекторов O_1 и O_2 возникают два примерно симметричных вихря (рис. 1, 2).

На начальных стадиях течения, то есть при малых напряжениях, вихри незначительны по размерам и течение диффузорное радиальное через всю дугу окружности радиуса R , измеряемую центральным углом 2α (см. рис. 4). По мере развития течения, то есть увеличения напряжения, вместе со скоростью течения увеличиваются и размеры вихрей “ O_1 ”, “ O_2 ”, заслоняя тем самым свободный просвет для сквозной прокатки жидкости.

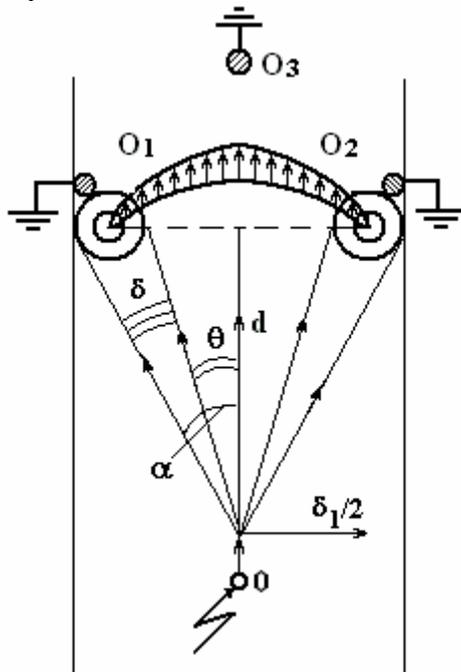


Рис. 4. Схема течения в ЭГД насосе

Итак, усиление электрической прокатки жидкости приводит к двум противоборствующим тенденциям: увеличению расхода за счет роста скорости и одновременно уменьшению расхода из-за сокращения свободного просвета канала, измеряемого центральным углом 2θ (рис. 4). Так как при начальных напряжениях расход $Q \approx 0$, а при больших также стремится к нулю, ввиду полного перекрытия сквозного прохода жидкости возросшими вихрями, то ясно, что должен существовать оптимальный (максимальный) расход при некотором промежуточном режиме (напряжении) работы

ЭГД насоса. Из простых физических соображений попытаемся дать количественное объяснение этим представлениям, определяя первоначально расход по формуле

$$Q = \gamma \int_0^b dz \int_{-\theta}^{\theta} v(R) \cdot R d\theta = 2\gamma b R \bar{v} \cdot \theta, \quad (2)$$

где γ – плотность среды, b – длина кромки лезвия; \bar{v} – средняя на дуге 2θ скорость. Для ее определения вспомним, что “электрический ветер” от острий в газах (при хорошем разряде) и в жидкостях имеет по существу одну и ту же природу и движущую силу [4–6], определенную формулами

$$\vec{j} = \kappa \rho \vec{E} \Rightarrow \vec{f} = \vec{j} / \kappa, \quad (3)$$

где κ – подвижность носителей зарядов знака электрода-лезвия, \vec{j} – плотность электрического тока, определяемая равенством

$$j = \frac{I}{3 \cdot \pi \cdot d \cdot b}. \quad (4)$$

Здесь полный ток I отнесен к площадям трех проводников–коллекторов диаметром d_0 и длиной b . Ранее нами показано [5], что среднюю скорость электрического ветра можно определить формулой

$$\bar{v} = C \left(\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \right) \cdot \left(\frac{j l^3}{\kappa \gamma v^2} \right)^m \cdot \frac{v}{l}, \quad (5)$$

где l – характерный размер, в качестве которого, очевидно, следует принять $l = d_0$; v – кинематическая вязкость, $1 > m > 1/2$ и убывает по мере перехода ламинарного режима течения в турбулентный [5]; $C(\Gamma_1/\Gamma_2)$ – коэффициент пропорциональности, зависящий от симплексов подобия, порождаемых граничными условиями.

Угол θ можно определить формулой

$$\theta = \alpha - \delta = \alpha - 2r_0 / R, \quad (6)$$

где r_0 – радиус боковых вихрей согласно рис. 4, для оценки которого полагаем, что вихрь круговой и частицы, участвующие в вихревом движении, подвержены действию лишь центростремительных сил, являющихся одновременно и кулоновскими, поэтому априори предположим, что эти силы равны:

$$\frac{\gamma \bar{v}^2}{r_0} \cong \rho E = j / \kappa, \quad (7)$$

откуда

$$2r_0 = \frac{2\kappa \gamma \bar{v}^2}{j}. \quad (8)$$

Подставляем (4) в (5), затем (5) и (6) в (2):

$$Q = 2\gamma b R \left(\frac{v}{d} \right) C \left(\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \right) \cdot \left(\frac{I}{I_*} \right)^m \left[\alpha - \frac{6\pi b d_0 \kappa \gamma v^2}{R I d_0^2} C^2 \left(\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \right) \cdot \left(\frac{I}{I_*} \right)^{2m} \right],$$

или

$$Q = A (\alpha g^m - B \cdot g^{3m-1}), \quad (9)$$

где

$$A \equiv 2\gamma b R \frac{v}{d_0} C \left(\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \right); \quad g = \frac{I}{I_*}; \quad I_* \equiv \frac{3\pi b \kappa \gamma v^2}{d_0^2};$$

$$B \equiv \frac{6\pi b \kappa \gamma v^2}{R I_* d_0} C^2 \left(\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \right). \quad (10)$$

Исследуем (9) на экстремум:

$$\frac{dQ}{dg} = A \alpha m g^{m-1} \left(1 - \frac{B(3m-1)}{\alpha m} \cdot g^{2m-1} \right).$$

Приравнявая нулю это выражение, находим экстремальное значение безразмерной силы тока:

$$g_0 = \left[\frac{\alpha m}{B(3m-1)} \right]^{\frac{1}{2m-1}}. \quad (11)$$

Находим вторую производную

$$\frac{d^2 Q}{dg^2} = A\alpha m(m-1) g^{m-2} \left(1 - \frac{B(3m-1)(3m-2)}{\alpha m(m-1)} g^{2m-1} \right).$$

Подставив сюда (11), получим

$$\frac{d^2 Q}{dg^2} = -A\alpha m(2m-1) g^{m-2}.$$

Поскольку $0,5 < m \leq 1$, то $d^2 Q/dg < 0$ и функция (9), то есть расход, имеет максимум при $g = g_0$, даваемом выражением (11), причем

$$Q_{\max} = \frac{\alpha A(2m-1)}{3m-1} \cdot \left[\frac{\alpha m}{B(3m-1)} \right]^{\frac{m}{2m-1}}. \quad (12)$$

Приведем численный расчет Q_{\max} , полагая $\alpha = \arctg \frac{\delta}{2d_1} = \arctg \frac{5,6}{2 \cdot 1,5} \cong 1,21$ рад,

$b = 10 \cdot 10^{-3}$ м; $R = 3,18 \cdot 10^{-3}$ м; $\kappa = 10^{-8}$ м²/В·с; $d = 10^{-3}$ м; $v = 22 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $\gamma = 0,9 \cdot 10^3$ кг/м³; $A = C(\Gamma_1/\Gamma_2) \cdot 1,26 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $I_* \cong 0,4 \cdot 10^{-9}$ А; $B = C(\Gamma_1/\Gamma_2) \cdot 1,7 \cdot 10^{-1}$; $m \cong 0,7 \in (0,5; 1,0)$.

Получим

$$Q_{\max}^{\text{расх}} = C^{-0,75} \cdot 2,86 \cdot 10^{-3} \text{ (кг/с)}.$$

В экспериментах $v \sim 1$ см/с = 10^{-2} м/с; $S \sim 1$ см² = 10^{-4} м² и $Q_{\max}^{\text{экс}} \sim \gamma v S \sim 10^{-3}$ кг/с, то есть по порядку величины, то же самое и эмпирический коэффициент пропорциональности ~ 1 – необходимый и верный признак состоятельности теоретических концепций.

Из (9) следует, что если сила тока достигает критической величины

$$g_{\text{кр}} = \left(\frac{\alpha}{B} \right)^{\frac{1}{2m-1}}, \quad (13)$$

то работа насоса полностью прекращается.

Подставив численные данные в (13), найдем

$$g_{\text{кр}} \sim 5/C^{2,5},$$

то есть критические токи такого же порядка, как и I_* , которые назовем “приведенными”.

Связь между g_0 и $g_{\text{кр}}$ дается формулой

$$g_{\text{кр}} = g_0 \left(\frac{3m-1}{m} \right)^{\frac{1}{2m-1}}, \quad (14)$$

которое при $m \sim 0,7$ дает ~ 3 -кратное значение g_0 .

Следует заметить, что формулы (9)–(14) носят степенной характер с переменным показателем степени, меняющимся в узких пределах (0,5–1,0) и в сочетании с одним-единственным эмпирическим коэффициентом пропорциональности делают их удобными и гибкими для расчетных целей.

Таким образом, показано, что неустойчивость струи жидкости, направленной от центрального электрода (лезвия), и вихреобразование в трехэлектродной системе можно частично подавить, используя дополнительный электрод, установленный за МЭП, или уменьшив зазор между боковыми электродами, тем самым снизив их расфокусирующее действие на центральную струю течения, что в целом приводит к увеличению интенсивности сквозной прокачки диэлектрической жидкости. Экспериментально обнаружено и теоретически подтверждено наличие максимума скорости прокачки в зависимости от силы тока (напряжения) в ЭГД насосе. На основе простой физической модели ЭГД

течения получены расчетные формулы для определения расхода жидкости через ЭГД насос и его оптимальных режимов. Теоретические результаты согласуются с экспериментальными.

Статья выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-08-91020-Мол/А и Академии наук Молдовы 06.13CRF, а также Институционального проекта 06.408.003F.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Стишков Ю.К., Остапенко А.А.* Электродинамические течения в жидких диэлектриках. Л., 1989, 176 с.
2. *Болога М.К., Кожевников И.В.* Влияние изоляционного покрытия на процессы зарядообмена между электродом и жидкостью // *Электронная обработка материалов*. 2006. № 1. С. 32–36.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика.
4. *Кацов Н.А.* Электрические явления в газах и вакууме. М., Гостехиздат, 1950. 836 с.
5. *Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А.* Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
6. *Остроумов.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Наука, 1979.

Поступила 14.08.07

Summary

Electrohydrodynamic flow in the system “needle–two wires” have been investigated using the Shadow method with simultaneous recording of transversal pumping intensity. Not–stable electrohydrodynamic flow appears as a fluctuation of central jet (flow from the blade) between electrodes that results in decreasing of efficiency of three electrode system. The possibility of electrohydrodynamic flow stabilization by means of decreasing interelectrode gap and using of additional, fourth electrode, which is situated behind the first two electrodes, is shown. Theoretical model of the pumping process, considering the flow as a diffuser flow from the blade, limited by two lateral eddies near the upper electrode–collectors, is proposed. As electrohydrodynamic flow develops, the average speed of diffuser flow as well as eddy dimensions are increasing. These two factors influence on the maximum flow rate of electrohydrodynamic pump. The maximum flow rate was found theoretically and the optimum parameters of electrohydrodynamic pump were established.
