

## Особенности структуры приэлектродных диссоциационно-рекомбинационных заряженных слоев при разных уровнях низковольтной проводимости слабопроводящей жидкости

© Ю.К. Стишков, В.А. Чирков

Санкт-Петербургский государственный университет,  
198504 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: vlrchirkov@gmail.com

(Поступило в Редакцию 28 января 2013 г.)

Проведено компьютерное моделирование процессов токопрохождения сквозь слабопроводящие жидкости в системе электродов с сильнонеоднородным распределением напряженности электрического поля при напряжениях ниже и выше порога возникновения электрогидродинамических течений. Рассмотрена структура приэлектродных диссоциационно-рекомбинационных слоев в двух моделях зарядообразования — с постоянной диссоциацией в объеме, но без инъекции и одновременно с инъекцией с электрода и с постоянной диссоциацией в объеме. Проанализирована смена полярности приэлектродного заряженного слоя при повышении напряжения и при изменении уровня низковольтной проводимости жидкости. В рамках единой математической модели получены два типа электрогидродинамических течений, возникающих в реальных электрогидродинамических устройствах и имеющих противоположное направление.

### Введение

Протекание электрического тока сквозь слабопроводящие жидкости сопровождается нарушением электронейтральности последней и образованием приэлектродных заряженных слоев. В зависимости от напряженности электрического поля заряд в этих слоях может быть как противоположным, так и одноименным с полярностью самого электрода. Так, если межэлектродное напряжение достаточно мало и инъекционное зарядообразование еще не проявляется, то у поверхности электрода наблюдается дефицит коионов (т.е. ионов одноименного знака с электродом) и образуется приэлектродный слой гетерозаряда. А в случае высоких напряжений происходит интенсификация реакций зарядообразования, и в приэлектродной области образуется избыток коионов, т.е. гомозаряд [1–3].

Интерес к этим процессам обуславливается рядом причин и прежде всего тем, что они важны для исследования электрогидродинамических (ЭГД) течений и проектирования ЭГД-устройств. Так, в зависимости от полярности приэлектродного слоя объемная кулоновская сила действует на заряженную область либо в направлении на электрод, либо от него, и это приводит к существованию двух возможных направлений электрогидродинамического движения жидкости. На основе этих двух типов ЭГД-течений реализовано два разных варианта ЭГД-насосов — диссоциационный [4,5] и инъекционный [1,6]. Причем в одном и том же устройстве при изменении напряжения направление течений может изменяться на противоположное [1], что накладывает дополнительные ограничения на диапазон рабочих напряжений ЭГД-насосов [7]. Помимо названного исследование приэлектродных заряженных слоев важно для изучения процессов токопрохождения сквозь жидкие диэлектрики и, в частности, расчета вольтамперных

характеристик системы со слабопроводящей жидкостью, что обуславливает дополнительный интерес к настоящему вопросу.

Физические причины формирования приэлектродных заряженных слоев для систем с неоднородным распределением электрического поля описаны недостаточно полно. Ввиду высокой сложности рассматриваемых явлений их исследование проводилось, как правило, лишь в упрощенных постановках, и в большинстве случаев области низких и высоких напряжений рассматривались по отдельности. Так, в области низких напряжений формирование приэлектродных заряженных слоев рассмотрено теоретически (например [8,9]) и показано, что их появление связано с нарушением равновесия между реакциями диссоциации и рекомбинации из-за дрейфового движения ионов под действием электрического поля. В области высоких напряжений исследования разделились на два основных направления. В первом из них игнорировался конвективный перенос ионов (т.е. ЭГД-течения), но рассматривались различные варианты зарядообразования — постоянная диссоциация, инъекция в непроводящую и слабопроводящую жидкости и усиление диссоциации под действием электрического поля. А во втором — изучались исключительно ЭГД-течения, но не рассматривалось токопрохождение в целом.

Особенности структуры приэлектродных заряженных слоев при переходе из области низких в область высоких напряжений впервые были исследованы экспериментально при помощи зондовых исследований, и была зафиксирована смена полярности приэлектродных слоев и образование гомозаряда [1]. В той же работе показано, что при напряжениях, близких к порогу возникновения ЭГД-течений, приэлектродный слой имеет биполярную структуру — у поверхности электрода сосредоточен гетерозаряд, вслед за которым расположен слой гомозаряда.

В настоящей работе рассматривается влияние низковольтной проводимости на формирование приэлектродных слоев объемного заряда и ЭГД-течений, возникающих в сильнонеоднородном электрическом поле при инжекции в слабопроводящую жидкость. Исследования проводятся при помощи компьютерного моделирования, основанного на общепринятой системе ЭГД-уравнений [1] и без существенных упрощений, что позволяет рассматривать как низковольтный, так и высоковольтный диапазоны напряжения, а также одновременно учитывать и конвективный перенос ионов и различные варианты зарядообразования. Для проведения расчетов выбрана система электродов игла–плоскость, поскольку она характеризуется сильнонеоднородным распределением напряженности электрического поля. Последнее способствует активации высоковольтных механизмов зарядообразования при сравнительно небольших межэлектродных напряжениях, и поэтому именно системы с иглообразными электродами наиболее перспективны для использования в реальных установках. Вместе с тем сильная неоднородность электрического поля затрудняет проведение теоретических исследований и обуславливает то, что в литературе представлено относительно мало данных об ЭГД-течениях в подобных системах электродов.

## 1. Математическая модель и методика компьютерного моделирования

Система уравнений электрогидродинамики, описывающая процессы токопрохождения в изотермических несжимаемых жидких диэлектриках, включает в себя несколько взаимосвязанных физических задач и записывается в следующем виде [1,10]:

$$\operatorname{div}(\mathbf{E}) = \frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (1)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathbf{j}_i) = g_i(n, \mathbf{E}), \quad (3)$$

$$\mathbf{j}_i = n_i b_i \mathbf{E} - D_i \nabla n_i + n_i \mathbf{u}, \quad (4)$$

$$\rho = \sum_i z_i e n_i, \quad (5)$$

$$\gamma \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \gamma (\mathbf{u}, \nabla) \mathbf{u} = -\nabla P + \eta \Delta \mathbf{u} + \rho \mathbf{E}, \quad (6)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{u}) = 0, \quad (7)$$

где  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля,  $\rho$  — объемная плотность заряда,  $\varphi$  — электрический потенциал,  $n$  — концентрация ионов,  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $g$  — функция источника,  $\mathbf{u}$  — скорость жидкости,  $P$  — давление,  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость жидкости,  $b$  — подвижность ионов,  $D$  — коэффициент диффузии ионов,  $z_i$  — валентность

ионов,  $\gamma$  — массовая плотность жидкости,  $\eta$  — динамическая вязкость жидкости,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $e$  — элементарный электрический заряд,  $t$  — время; индекс  $i$  указывает на сорт ионов.

В модели, учитывающей низковольтную проводимость жидкости (т.е. реакции диссоциации и рекомбинации ионных пар), в случае, когда в жидкости есть только два сорта ионов одинаковой валентности, но противоположной полярности и когда диссоциация практически не влияет на концентрацию молекул примесей (что справедливо для слабопроводящих жидкостей, являющихся очень слабыми электролитами), функция источника может быть представлена в следующем виде [11]:

$$g_{1,2}(n, E) = \frac{\sigma_0^2}{\varepsilon\varepsilon_0(z_1 e b_1 + z_2 e b_2)} F_1(E) - \frac{z_1 e b_1 + z_2 e b_2}{\varepsilon\varepsilon_0} n_1 n_2, \quad (8)$$

где  $\sigma_0$  — низковольтная проводимость жидкости,  $F_1(E)$  — относительное усиление интенсивности диссоциации под действием электрического поля, соответствующее проявлению эффекта Вина. Первое слагаемое в формуле выше описывает диссоциацию, а второе — рекомбинацию. В настоящей работе рассматривается диапазон напряжений, когда эффект Вина еще несуществен, и функция  $F_1(E)$  считается равной единице. Стоит отметить, что поскольку функции источника задаются одинаковыми для обоих сортов ионов, то их сумма с учетом знака заряда ионов равна нулю в каждый момент времени, т.е. в системе нет никаких внешних объемных источников ионизации.

Гибель образовавшихся ионов происходит как за счет их рекомбинации в объеме, так и за счет нейтрализации на электродах. Последняя задается в виде следующего граничного условия:

$$j_{\text{loss},i} = d_i(n, E), \quad (9)$$

$$d_i(n, E) = n_i b_i E_N - D_i \nabla_N n_i, \quad (10)$$

где  $N$  обозначает нормальную компоненту к границе при условии, что нормаль направлена наружу.

Подобное условие задается на электроде противоположной полярности по отношению к рассматриваемому сорту ионов и обозначает, что нейтрализация ионов происходит мгновенно, как только они касаются металла, т.е. электрод для ионного потока является „прозрачным“. Преимущество такого условия состоит в том, что при нем распределение концентрации ионов не имеет особенностей и изломов вблизи границы. На электроде одноименной полярности задается либо условие изоляции, либо функциональная зависимость плотности тока инжекции от локальной напряженности электрического поля  $j_{\text{inj},i}(E)$ :

$$j_{\text{inj},i}(E) = f_i(E). \quad (11)$$

Теоретическое определение функционального вида  $f_i(E)$  представляет собой весьма нетривиальную задачу,

требующую учета кинетических реакций, проходящих на границе раздела металл–жидкость. И поэтому в настоящей работе используется феноменологическая функция зависимости инжекции от локальной напряженности поля, имеющая схожий вид с уравнением Фаулера–Нордгейма:

$$f_i(E) = A \exp\left(-\frac{B}{E}\right), \quad (12)$$

где значения коэффициентов  $A$  и  $B$  зависят от свойств металла электродов и жидкости и могут изменяться в некотором диапазоне. В настоящей работе их значения выбраны таким образом ( $A = 3.3 \cdot 10^{17} \text{ l/m}^2$ ,  $B = 3.4 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ ), чтобы инжектированный заряд в типовом диапазоне напряжений оказывал заметное влияние на значение напряженности электрического поля у поверхности электрода–иглы, что соответствует переходу от случая слабой к случаю сильной инжекции.

Применение функции (12) для описания инжекционных процессов обычно вызывало критику, поскольку в типовом для электрогидродинамики диапазоне напряженностей электрического поля эта функция не должна обеспечивать хоть сколько-нибудь значимый уровень тока. Тем не менее в одной из последних работ [12] показывается возможность активации эмиссии электронов катода по зависимости Фаулера–Нордгейма при учете реальной наноструктуры поверхности металла и при введении в жидкость электрооакцепторных добавок. Помимо этого, функция (12) имеет достаточно простой вид — в типовом (для электрогидродинамики) диапазоне значений напряженностей электрического поля она является практически линейной, а при сравнительно малых напряжениях (когда еще нет ЭГД-течений) близка к нулю. Еще одним аргументом в пользу этой зависимости является то, что она при подборе коэффициентов позволяет получить удовлетворительное количественное соответствие (в пределах погрешности эксперимента и в рамках заложенной модели) между результатами натурного и численного экспериментов для конкретной пары металл–жидкость, что показано в работе [13].

Численное решение системы ЭГД-уравнений было выполнено при помощи метода конечных элементов в программном пакете COMSOL Multiphysics® 3.5. В моделировании была реализована двумерная осесимметричная модель, геометрия которой вместе с граничными условиями представлена на рис. 1. Более подробное описание методики компьютерного моделирования можно найти в работах [11,14,15].

Свойства жидкости, использованные в моделировании, соответствуют свойствам трансформаторного масла: относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 2.2$ , массовая плотность  $\gamma = 870 \text{ kg/m}^3$ , динамическая вязкость  $\nu = 0.025 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ , подвижность ионов  $b = 10^{-8} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$  (считается одинаковой по абсолютному значению для ионов обеих полярностей и противоположной по знаку) и модуль валентности ионов  $|z| = 1$ . Коэффициент диффузии одновалентных ионов, согласно соотношению Эйнштейна, равняется  $D = 2.5 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$ ,

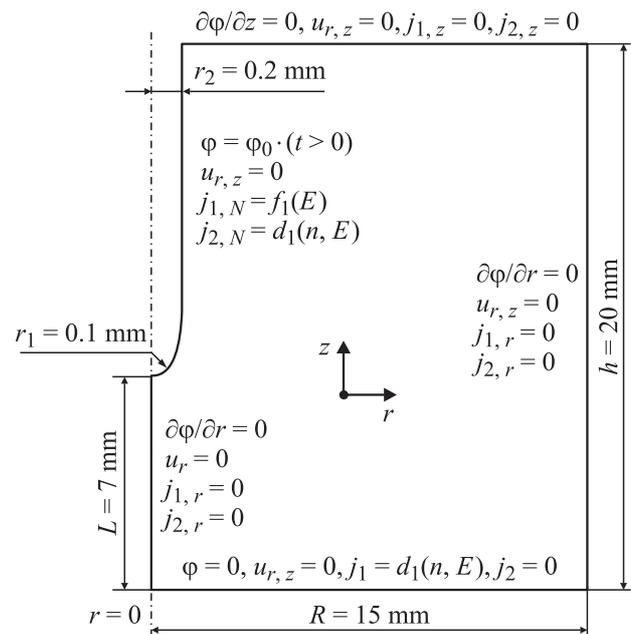


Рис. 1. Геометрия компьютерной модели и граничные условия.

однако в моделировании используется завышенное значение коэффициента диффузии  $D = 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$  для повышения стабильности численного решения; возможность использования подобного приближения была обоснована ранее [11]. Низковольтная проводимость  $\sigma_0$  является параметром исследования, и ее значение варьируется при неизменных остальных свойствах жидкости. В настоящей работе рассмотрены значения из диапазона от  $10^{-11}$  до  $10^{-9} \text{ S/m}$ . Как будет показано, этот диапазон представляет наибольший интерес, поскольку в нем происходит стремительное повышение роли диссоциационного механизма зарядообразования по сравнению с инжекционным.

## 2. Результаты моделирования

### 2.1. Постоянная диссоциация

Начнем анализ результатов со случая, когда инжекция заряда отсутствует, и процессы в жидкости определяются только термической диссоциацией ионных пар. Токпрохождение в жидкости в этом случае определяется ионами двух сортов, которые образуются из ионных пар под действием термической диссоциации. При этом жидкость считается изотермичной ввиду незначительности нагрева, обусловленного протеканием электрического тока и необратимыми потерями на трение. В момент включения напряжения в жидкости уже имеется начальная концентрация ионов, которая обуславливается реакциями диссоциации и рекомбинации и определяет значение начальной проводимости жидкости. Соответствующее значение начальной (равновесной) концентрации ионов можно вычислить по значению низковольтной

проводимости жидкости согласно следующей формуле:

$$n_{1,2}(t=0) = \frac{\sigma_0}{z_1 e b_1 + z_2 e b_2}. \quad (13)$$

В начальный момент оба сорта ионов однородно распределены по объему, а реакции диссоциации и рекомбинации находятся в равновесии. Однако сразу после включения напряжения это равновесие нарушается возникающими встречными миграционными потоками противоположно заряженных ионов. А поскольку зарядообразование происходит в объеме и инжекция с поверхности электродов отсутствует, то плотность тока и концентрация ионов непосредственно у поверхности одноименного электрода оказываются равными нулю и возрастают при движении вглубь межэлектродного промежутка (МЭП). Это обуславливает то, что на краях МЭП полный ток через последовательно взятые сечения оказывается различен. А это, в свою очередь, обозначает, что в этом случае объемные источники рождения и гибели заряда находятся не в равновесии, а именно диссоциация превышает рекомбинацию. В результате всего этого у поверхности каждого электрода образуется дефицит ионов одноименного с электродом знака и формируется гетерозаряд, повышающий локальную напряженность электрического поля у каждого электрода и понижающий ее внутри МЭП, тем самым препятствуя дальнейшему отводу коионов от электродов.

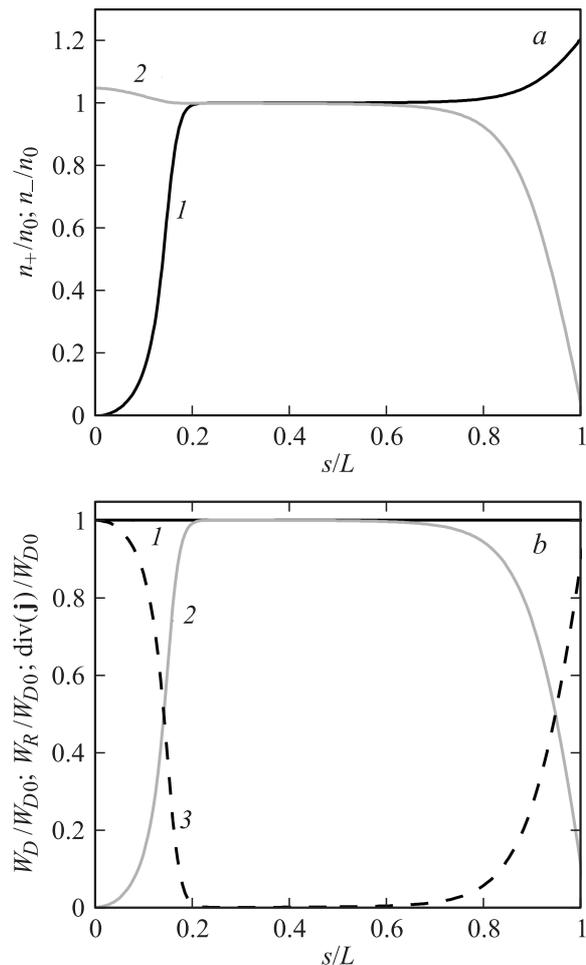
Образующиеся слои впервые описаны в [8,16] для случая однородного поля и названы неравновесными диссоциационно-рекомбинационными. Размер этих слоев связан с соотношением скоростей объемной диссоциации и миграции ионов. Поэтому, как следует из уравнения Нернста-Планка, размер неравновесных слоев в случае однородного распределения электрического поля может быть оценен по следующей формуле:

$$\xi = \frac{2b\epsilon\epsilon_0\phi_0}{\sigma_0 L}, \quad (14)$$

где  $L$  — длина МЭП.

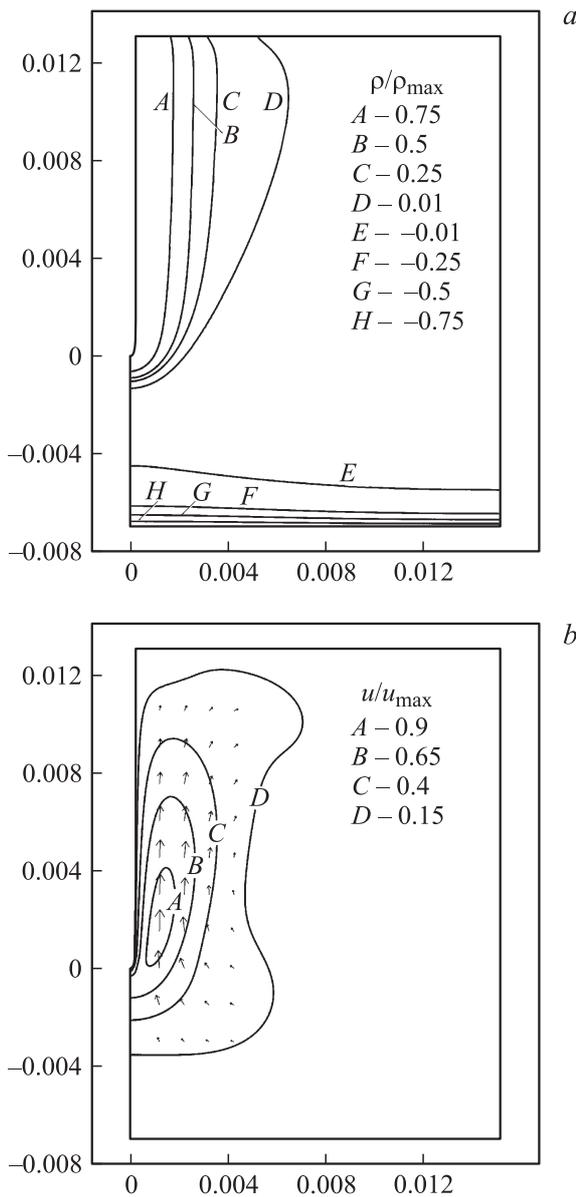
Результаты компьютерного моделирования в случае, когда низковольтная проводимость  $\sigma_0 = 10^{-10}$  S/m и напряжение  $\phi_0 = 10$  kV, представлены на рис. 2. На рис. 2, *a* приведены распределения концентраций положительных и отрицательных ионов вдоль оси модели от острия иглы (положительного электрода) до центра плоскости (отрицательного электрода), а на рис. 2, *b* — распределения отдельных членов уравнения Нернста-Планка: интенсивности диссоциации  $W_D$ , рекомбинации  $W_R$  и дивергенции от полной плотности тока положительных ионов вдоль аналогичного пути; соответствующие распределения нормированы на интенсивность термической диссоциации  $W_{D0}$ .

Неравновесные слои (рис. 2, *a*) занимают лишь небольшую часть межэлектродного промежутка, и вблизи электродов четко видны слои дефицита ионов, которые обуславливают формирование объемного гетерозаряда у каждого электрода. В этих областях наличие



**Рис. 2.** *a* — осевые распределения концентраций ионов (1 — положительных, 2 — отрицательных), нормированные на их равновесное значение; *b* — осевые распределения интенсивностей диссоциации (1), рекомбинации (2) и дивергенции от полной плотности тока положительных ионов (3), нормированные на интенсивность термической диссоциации ( $W_{D0} = 1.6 \cdot 10^{17}$  л/м<sup>3</sup>).

неинжектирующей стенки и относительно малая скорость диссоциации ионов приводят к тому, что концентрация коионов в приэлектродной области оказывается меньше своего равновесного значения, несмотря на то, что интенсивность рекомбинации значительно ниже интенсивности диссоциации (рис. 2, *b*). Снижение интенсивности рекомбинации у электродов, кроме того, приводит к небольшому повышению концентрации гетероионов. Подобная картина возникает как у игольчатого, так и у плоского электрода. По мере возникновения ионов за счет диссоциации интенсивность рекомбинации возрастает, и вне приэлектродных слоев миграционные потоки ионов не возмущают равновесия между реакциями диссоциации и рекомбинации, что видно из рис. 2, *b*. Поэтому значение парциальной плотности ионов обеих полярностей остается однородным и таким же, как и в начальный момент (рис. 2, *a*).



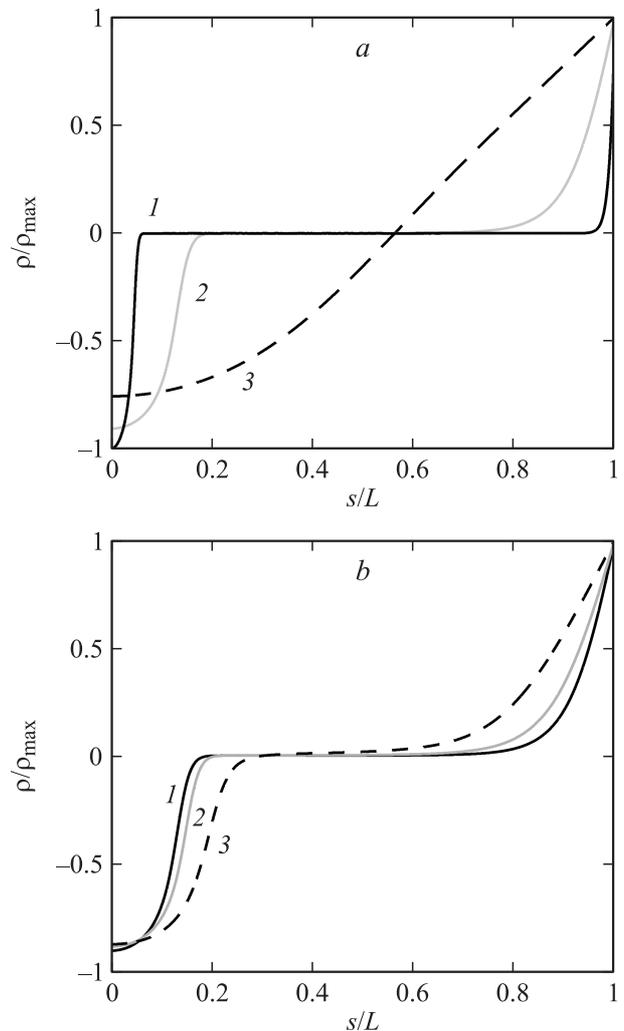
**Рис. 3.** *a* — распределение объемной плотности заряда и *b* — контурный и векторный графики скорости в случае постоянной интенсивности диссоциации. Все величины нормированы на свои максимальные значения:  $\rho_{\max} = 6.3 \cdot 10^{-3} \text{ C/m}^3$ ,  $u_{\max} = 1.8 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$ .

Образование слоев дефицита коионов приводит к формированию областей объемного гетерозаряда у поверхности каждого электрода (рис. 3, *a*), что является спецификой модели слабого электролита с постоянным диссоциационным зарядообразованием. Так, у положительного электрода (иглы) формируется слой отрицательного объемного заряда, а у отрицательного электрода (плоскости) — положительного. При этом вне приэлектродных слоев концентрации ионов обоих сортов равны, и жидкость остается электронейтральной. Подобные результаты соответствуют диапазону напряжений, близких к порогу возникновения ЭГД-течений,

и были зарегистрированы в экспериментах, описанных ранее [1].

Представленное распределение объемного заряда приводит к тому, что объемная кулоновская сила прижимает жидкость к поверхности электродов, и в результате возникают слабые ЭГД-течения, направленные на электрод с малым радиусом кривизны (рис. 3, *b*). Подобный вид ЭГД-течений в допороговой области неоднократно наблюдался экспериментально [1] и в последнее время активно используется для создания ЭГД-насосов диссоциационного типа, работающих в жидкостях с повышенной проводимостью [17].

Согласно оценочной формуле, толщина приэлектродных слоев зависит от низковольтной проводимости жидкости и от напряжения. Проанализируем детальнее нарушение электронейтральности жидкости в приэлектродных слоях при отсутствии инжекции и рассмотрим



**Рис. 4.** Осевые распределения объемной плотности заряда, нормированные на максимальные значения: *a* — при разных значениях низковольтной проводимости ( $I = 10^{-9}$ ,  $2 = 10^{-10}$  и  $3 = 10^{-11} \text{ S/m}$ ) и напряжении 10 kV, *b* — при разных напряжениях ( $I = 7$ ,  $2 = 10$  и  $3 = 15 \text{ kV}$ ) и низковольтной проводимости  $10^{-10} \text{ S/m}$ .

осевые распределения объемной плотности заряда при нескольких значениях напряжения и низковольтной проводимости жидкости. Соответствующие графики построены вдоль оси модели от острия иглы до плоскости при различных проводимостях и напряжении 10 kV (рис. 4, *a*) и для различных напряжений в жидкости с проводимостью  $10^{-10}$  S/m (рис. 4, *b*).

Из представленных графиков видно, что у каждого электрода есть область заряда противоположного знака, в то время как внутри МЭП жидкость электронейтральна. С увеличением проводимости концентрации ионов возрастают, а вместе с ними возрастает и интенсивность рекомбинации в приэлектродном слое. В соответствии с оценкой толщина приэлектродных слоев обратно пропорциональна проводимости и прямо пропорциональна межэлектродному напряжению, что согласуется с распределениями, представленными на рис. 4, *a* и *b*. В случае проводимости  $10^{-11}$  S/m оценочное значение размера неравновесных слоев превышает размер межэлектродного промежутка, и поэтому диссоциационно-рекомбинационные слои занимают весь МЭП и нескомпенсированный объемный заряд присутствует во всем объеме.

## 2.2. Инжекция в слабопроводящую жидкость

Теперь перейдем к анализу результатов моделирования в более полной модели, т.е. к случаю инъекции заряда в слабопроводящую жидкость. В этой модели большое значение будут иметь неравновесные слои, рассмотренные выше для случая постоянной диссоциации. Ранее отмечалось [16], что при инъекции в слабопроводящей жидкости могут присутствовать четыре типа ионов — два изначально присутствующих в жидкости благодаря термической диссоциации примесных молекул и два образующихся благодаря инъекции. Чтобы избежать излишнего усложнения модели, будем считать, что однополярные ионы, образующиеся в результате инъекции и диссоциации, имеют одинаковые свойства и благодаря этому ограничимся в компьютерной модели двумя сортами ионов. А поскольку напряженность электрического поля на электроде-игле значительно выше, чем на электроде-плоскости, то рассмотрим случай униполярной инъекции, когда ионы образуются только на поверхности игольчатого электрода. В результате данная модель будет отличаться от предыдущей только граничным условием, описывающим инжекционное зародообразование на активном электроде.

Неоднократно отмечалось, что ЭГД-течения носят пороговый характер, причем порог регистрируется достаточно отчетливо. Рассмотрим, что происходит с приэлектродным неравновесным слоем в области напряжений, близких к пороговому, на примере системы электродов шар-плоскость. Будем считать, что переход к высоковольтному участку ВАХ определяется активацией инъекции. Характерное напряжение активации инъекции в данной системе составляет примерно 5 kV.

На рис. 5 приведены результаты компьютерного моделирования при напряжениях 5, 7.5 и 10 kV. Видно, что при напряжении 5 kV у поверхности шара сосредоточен гетерозаряд (рис. 5, *a*) аналогично тому случаю, который был рассмотрен выше. Плотность тока инъекции при напряжении 5 kV существенно ниже плотности встречного тока низковольтной проводимости. Поэтому у игольчатого электрода возникает дефицит ионов одноименного с электродом знака. Результирующая объемная сила притягивает жидкость к электроду, и в жидкости возникают слабоинтенсивные ЭГД-течения, направленные на электрод (рис. 5, *d*). Далее по мере увеличения напряжения, инжекционный ток начинает частично компенсировать дефицит заряда одноименного с электродом знака, что приводит к уменьшению по абсолютному значению объемной плотности заряда и замедлению встречных ЭГД-течений. Так, при напряжении 7.5 kV ЭГД-течения практически останавливаются, а затем, когда инжекционный ток начинает превышать встречный ток низковольтной проводимости:

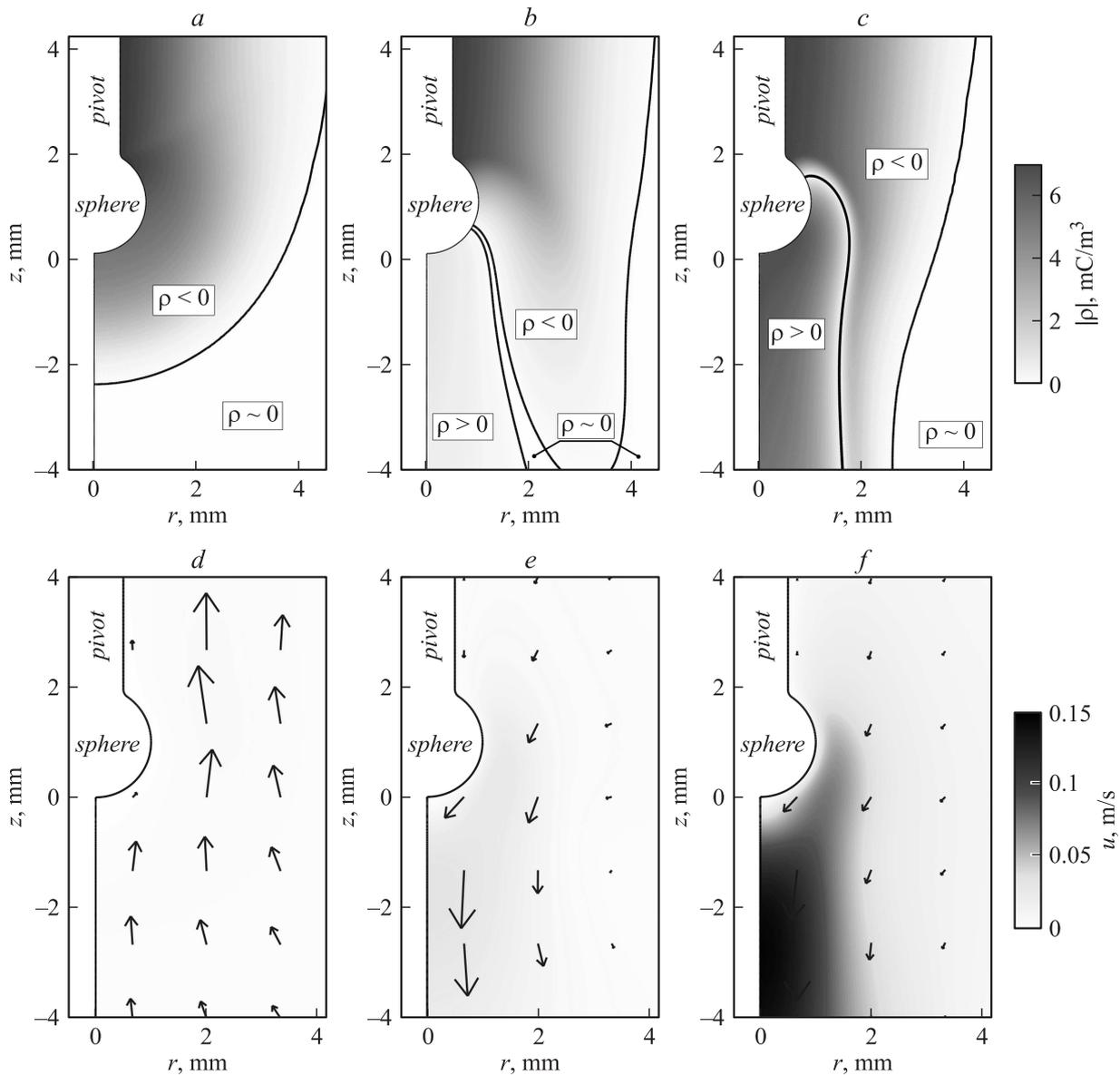
$$j_{inj} > en_0 b E,$$

у игольчатого электрода появляется область гомозаряда (рис. 5, *b*), и ЭГД-течения изменяют свое направление.

Поскольку распределение напряженности электрического поля, а следовательно, и интенсивности инъекции вдоль поверхности шарового электрода и цилиндрического держателя существенно неоднородно и спадает по направлению от нижнего полюса шара к экватору и далее к верхнему полюсу, то распределение инжектируемого заряда вдоль боковой поверхности шара также неоднородно и происходит только с нижнего полушария. Поэтому ЭГД-течения также формируются только от нижнего полушария и имеют нормальное направление — от шара к плоскости (рис. 5, *e*). Над верхним полушарием и в области цилиндрического держателя интенсивности инъекции недостаточно, и здесь остается гетерозарядный приэлектродный слой. Возникающие ЭГД-течения смывают верхнюю часть гетерозарядного приэлектродного слоя, и струя имеет биполярную структуру. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к повышению плотности объемного гомозаряда (рис. 5, *c*), инжектируемого с нижней части шарового электрода и существенному росту интенсивности ЭГД-течений, направленных от шара к плоскости (рис. 5, *f*). Следует отметить, что зарядовая структура струи, сносимой в межэлектродный промежуток, сохраняет биполярный характер.

Таким образом, при повышении напряжения реализуется переход от гетерозарядных приэлектродных структур к гомозарядным, что делает пороговый эффект особенно отчетливым.

Вернемся к модели игла-плоскость и сравним контурные графики распределения объемной плотности заряда и скорости жидкости в режиме развитого ЭГД-течения при одинаковом напряжении, но при разных уровнях низковольтной проводимости жидкости (рис. 6).

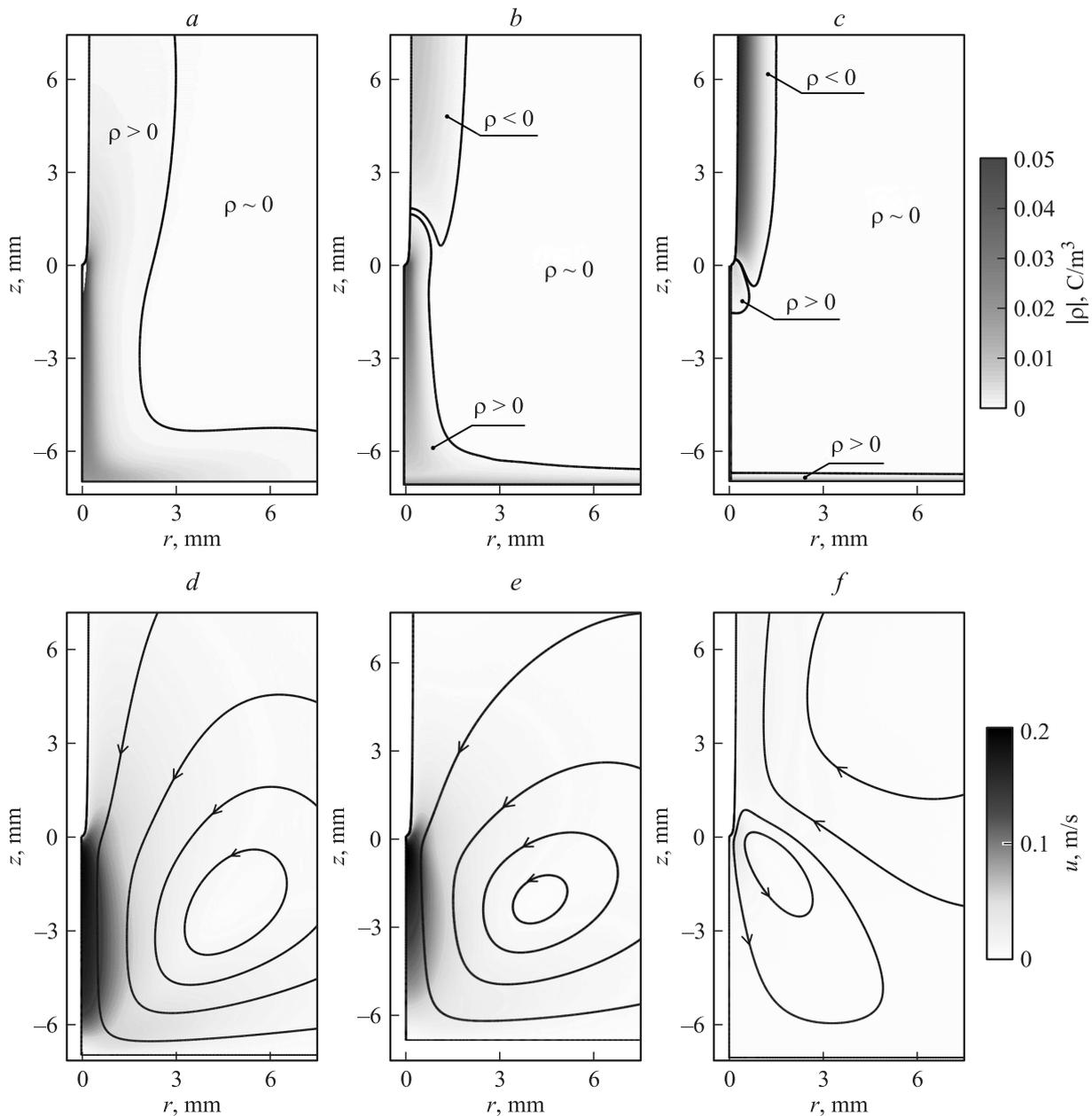


**Рис. 5.** *a-c* — контурные графики распределения абсолютного значения объемной плотности заряда и *d-f* — контурные и векторные графики скорости жидкости в системе электродов шар–плоскость при  $\sigma_0 = 10^{-11}$  S/m и при напряжениях 5 (*a* и *d*), 7.5 (*b* и *e*) и 10 kV (*c* и *f*). На рисунках представлена центральная часть кюветы; контуры на рисунках *a-c* соответствуют уровню 0.01 от максимального значения.

При повышении уровня низковольтной проводимости от 0 до  $10^{-10}$  S/m рассчитываемая структура ЭГД-течений в системе электродов игла-плоскость практически не изменяется (рис. 6, *a* и *d*) и в целом соответствует тому, что было опубликовано для чисто инжекционной модели [11,13]. Инжектируемый заряд поступает в центральную струю со всей боковой поверхности игольчатого электрода, а неравновесный приэлектродный слой практически отсутствует. Это связано с тем, что плотность тока инжектированных с поверхности игольчатого электрода ионов значительно превышает встречную плотность тока низковольтной проводимости, и рекомбинационный эффект в приэлектродной обла-

сти незначителен. При этом тем не менее суммарный ток, обусловленный проводимостью, может оказаться сопоставимым или даже большим, чем полный ток инжекции [18], поскольку последний протекает только в центральной струе, а ток проводимости — через весь объем.

При повышении низковольтной проводимости (от  $10^{-10}$  до  $10^{-9}$  S/m) происходят резкие изменения зарядовой структуры центральной струи, поскольку ток ионов, обусловленных объемной диссоциацией, начинает доминировать над заданным уровнем тока инжекции с поверхности игольчатого электрода. Так, при проводимости  $3 \cdot 10^{-10}$  S/m гомозаряд проникает в жидкость уже не

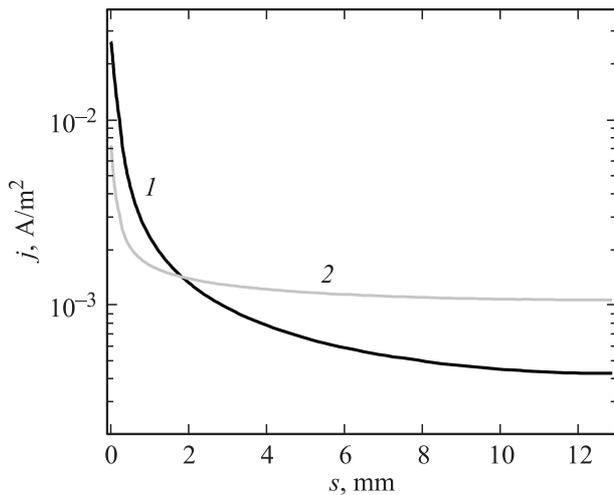


**Рис. 6.** *a-c* — контурные графики распределения абсолютного значения объемной плотности заряда и *d-f* — контурные график скорости и линии тока жидкости в системе электродов игла–плоскость при напряжении 7 kV и при разных уровнях низковольтной проводимости — 0 (*a* и *d*),  $3 \cdot 10^{-10}$  (*b* и *e*) и  $10^{-9}$  S/m (*c* и *f*); контуры на верхних графиках соответствуют уровню 0.01 от максимального значения.

со всей боковой поверхности иглы, а только с ее нижней части, а при проводимости  $10^{-9}$  S/m еще меньше — только с головки иглы, причем плотность проникающего в жидкость заряда существенно ослаблена.

Для выявления причин этой особенности на рис. 7 представлены распределение плотности тока инжекции вдоль боковой поверхности электрода-иглы, а также уровень тока, необходимый для компенсации дефицита ионов в приэлектродном слое (при  $\sigma_0 = 3 \cdot 10^{-10}$  S/m). Соответствующая плотность тока равна плотности тока проводимости, обусловленного ионами одного сорта,

т.е.  $\sigma_0 E/2$ . Из представленного графика видно, что вдоль большей части поверхности иглы плотность инжекционного тока оказывается меньше встречного тока проводимости и гомозаряд с верхней части иглы не проникает в жидкость. В нижней части игольчатого электрода плотность тока инжекции выше встречного тока проводимости, и в этой части инжектируемый ток проникает в жидкость, формируя гомозарядную область лишь у заострения иглы, в то время как у верхней части электрода образуется слой гетерозаряда (рис. 6, *b*). Центральная заряженная струйка в этом



**Рис. 7.** Распределение плотности тока инжекции ( $I$ ) с поверхности иглового электрода и плотности встречного тока проводимости ( $2$ ), обусловленного ионами одного сорта (при  $\sigma_0 = 3 \cdot 10^{-10}$  S/m), вдоль поверхности электрода-иглы.

случае становится более узкой, и спад плотности заряда по мере удаления от активного электрода происходит быстрее. Вследствие этого также происходит снижение интенсивности ЭГД-течений, и линии тока жидкости сразу после зоны ускорения расходятся от оси модели (рис. 6, e). И наконец, предельный случай изображен на рис. 6, c, когда инжектированный заряд фактически не проникает в объем кюветы, ЭГД-течения приобретают неразвитый характер, и в кювете появляется возвратный вихрь с противоположным направлением движения жидкости (рис. 6, f).

## Заключение

Таким образом, учет низковольтной проводимости диэлектрической жидкости позволяет непротиворечиво объяснить различные зарядовые структуры и их взаимотрансформацию в рамках единой модели:

1. В области низких напряжений, когда плотности токов инжекции на игловатом электроде существенно ниже плотности токов проводимости, у обоих электродов формируются гетерозарядные приэлектродные диссоциационно-рекомбинационные слои, приводящие к возникновению слабых ЭГД-течений, направленных на игловатый электрод.

2. При плотности тока инжекции, равной плотности тока проводимости, гетерозарядные приэлектродные слои вырождаются, а течения останавливаются. Это напряжение соответствует порогу возникновения нормальных ЭГД-течений.

3. При более высоких напряжениях плотность тока инжекции на игловатом электроде выше плотности встречного тока проводимости, и в приэлектродной области возникают гомозарядные неравновесные слои,

приводящие к формированию нормальных интенсивных ЭГД-течений.

4. Если плотность тока проводимости существенно меньше плотности тока инжекции, то скоростная и зарядовая структуры ЭГД-течений близко соответствуют инжекции в непроводящую жидкость, и поэтому в диапазоне значений проводимости до  $10^{-10}$  S/m для расчетов ЭГД-течений можно пользоваться чисто инжекционной моделью. Существенное отличие более полной модели состоит в том, что она корректнее описывает токовые характеристики системы, а именно низковольтный участок ВАХ, благодаря чему появляется возможность проведения дополнительной верификации результатов моделирования по экспериментальным данным.

5. При больших значениях низковольтной проводимости инжектированный заряд либо частично, либо полностью рекомбинирует в приэлектродном слое, интенсивность ЭГД-течений быстро падает, а их направление может измениться на обратное.

## Список литературы

- [1] *Стишков Ю.К., Остапенко А.А.* Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. Л.: Изд-во ЛГУ, 1989. 174 с.
- [2] *Гросу Ф.П., Болога М.К.* // Электронная обработка материалов. 2007. Т. 43. Вып. 1. С. 47–51.
- [3] *Гросу Ф.П., Болога М.К.* // Электронная обработка материалов. 2007. Т. 43. Вып. 4. С. 28–33.
- [4] *Jeong S., Seyed-Yagoobi J.* // J. Electrostatics. 2002. Vol. 56. P. 123–133.
- [5] *Feng Y., Seyed-Yagoobi J.* // Phys. Fluids. 2007. Vol. 19. P. 057102 (1–11).
- [6] *Stuetzer O.M.* // J. Appl. Phys. 1959. Vol. 30. N 7. P. 984–994.
- [7] *Yazdani M., Seyed-Yagoobi J.* // Proc. of the Industry Applications Society Annual Meeting. Houston, Texas, USA, 2010. P. 1–5.
- [8] *Семенухин Н.М., Жолковский Э.К.* // Электрохимия. 1982. Т. 18. Вып. 5. С. 691–695.
- [9] *Жакин А.И.* // УФН. 2006. Т. 176. Вып. 3. С. 289–310.
- [10] *Жакин А.И.* // УФН. 2012. Т. 182. Вып. 5. С. 495–520.
- [11] *Стишков Ю.К., Чирков В.А.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 1. С. 3–13.
- [12] *Жакин А.И., Кузьменко А.П., Кузько А.Е.* // Изв. ЮЗГУ. 2012. Т. 40. № 1. Ч. 2. С. 60–71.
- [13] *Stishkov Yu., Chirkov V.* // Proc. of the 17<sup>th</sup> International Conference on Dielectric Liquids. Trondheim, Norway, 2011. P. 1–4.
- [14] *Chirkov V.A., Stishkov Yu.K.* // J. Electrostatics. 2013. In press.
- [15] *Ашихмин И.А., Стишков Ю.К.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 9. С. 1–7.
- [16] *Стишков Ю.К.* // ДАН СССР. 1986. Т. 288. Вып. 4. С. 861–865.
- [17] *Pearson M.R., Seyed-Yagoobi J.* // Proc. of the 16<sup>th</sup> International Conference on Dielectric Liquids. Poitiers, France, 2008. P. 8–13.
- [18] *Chirkov V.A., Stishkov Yu.K.* // Proc. of the International Symposium on Electrohydrodynamics. Gdansk, Poland, 2012. P. 56–61.