

Ф.П. Гросу**, М.К. Болога*

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

**Институт прикладной физики АНМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова
**Аграрный государственный университет Молдовы,
ул. Мирчеица, г. Кишинев, MD-2049, Республика Молдова*

1. Вводные замечания. Проблема электризации сред под воздействием внешних электрических полей особенно актуальна в электрофизике слабопроводящих жидких диэлектриков, и в первую очередь в связи с появлением и успешным развитием нового научного электрофизического направления – электрической гидродинамики (ЭГД), предметом которой является взаимодействие электрических и гидродинамических полей [1].

Первопричиной ЭГД-взаимодействий служит электризация диэлектрических сред с малой удельной электропроводностью ($\sigma \leq 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$) при наличии в них достаточно сильных электрических полей ($E \geq (0,5-1,0) \text{ кВ/см}$), как правило, постоянных во времени.

Вследствие потери жидкостью электрической нейтральности ($\rho \neq 0$ – плотность объемных зарядов) при наличии поля ($\vec{E} \neq 0$) возникают и электрические кулоновские силы объемной плотностью $\vec{f} = \rho \vec{E}$, которые и приводят к наблюдаемым на практике ЭГД-явлениям в виде электроконвективных [2] или более адекватно-электрогидродинамических течений [3].

Таким образом, начинать исследовать тот или иной ЭГД-эффект следует начать с вопроса о появлении $\rho \neq 0$ в рассматриваемой среде.

Предложено немало гипотез и теорий относительно физических механизмов зарядообразования в жидких диэлектриках при наличии внешних полей, однако еще много вопросов в электрогидродинамике ждут своего ответа, а те, на которые, казалось бы, ответы существуют то они зачастую узконаправлены и неоднозначны.

В данной работе авторы предприняли попытку комплексного подхода к решению задач электризации, не выходя за рамки классических уравнений электродинамики, рассматривая пространственные распределения электрических полей во взаимосвязи с вольт-амперными характеристиками электрических разрядов.

2. Особенности пространственных распределений электрических полей $\varphi(x)$, $E(x)$. Процессы зарядообразования имеют свою физическую специфику, и их экспериментальные исследования требуют особой внимательности и осторожности. Так как ЭГД-явления – следствие возникших в электрическом поле свободных объемных зарядов ($\rho \neq 0$), то их появление изучается в условиях неподвижности жидкости, то есть в условиях электрогидростатики (ЭГС), обеспечить которые и проконтролировать не так просто [1]. В свою очередь о наличии объемных зарядов в рассматриваемом слое жидкости судят по распределению первичной из характеристик поля – электрического потенциала $\varphi(x)$ в направлении силовых линий на основе уравнения Пуассона:

$$\rho = \nabla(\epsilon \vec{E}) = -\epsilon \nabla^2 \varphi, \quad (1)$$

где все обозначения общепринятые, а $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость, при-

нимаемая для гомогенной среды постоянной. Зависимость φ от координат в общем случае обуславливается не только распределением исследуемой плотности заряда $\rho(x)$, но и геометрией электродов безотносительно к присутствию или отсутствию среды в поле. Поэтому для исключения из (1) зависимости φ от “геометрических” неоднородностей рассматривают почти исключительно плоскопараллельный слой жидкости, заключенный между обкладками плоскопараллельного конденсатора, когда при отсутствии зарядов однозначно имеем линейное распределение электрического потенциала в поперечном направлении слоя: $Ox \varphi(x) = ax+b$, где a и b – постоянные. Нарушение этой линейности служит сигналом потери электронейтральности жидкости, причем плотность зарядов устанавливается согласно (1) по формуле

$$\rho(x) = -\varepsilon\varphi''(x). \quad (2)$$

Исходя из изложенных соображений исследуются процессы зарядообразования, причем наиболее надежным и распространенным методом является зондовый, хотя он и небезупречен, поскольку зонд вносит искажения в изучаемые поля, которые считаются тем незначительнее, чем меньше размеры зонда [1, 3]. Степень достоверности результатов зондовых измерений, как правило, контролируется какими-либо другими способами, например на основе эффекта Керра [4].

На рис. 1 приведены результаты экспериментальных исследований распределения потенциала в плоскопараллельном конденсаторе [5]. Кривые 1–5 типичны и носят качественный характер. В цитируемом источнике [5] приводится обширный экспериментальный материал, отражающий основные особенности механизмов зарядки жидкости.

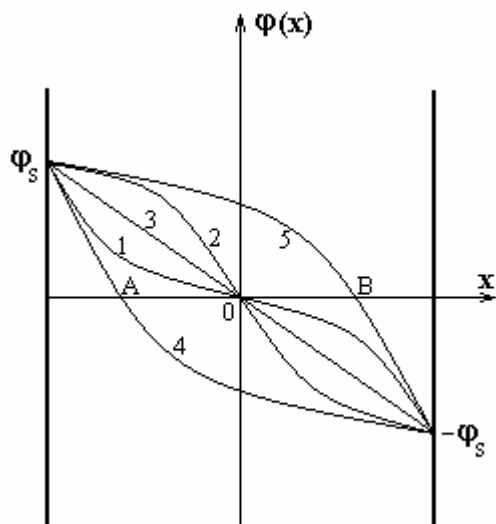


Рис. 1. Распределение потенциала в плоскопараллельной ячейке

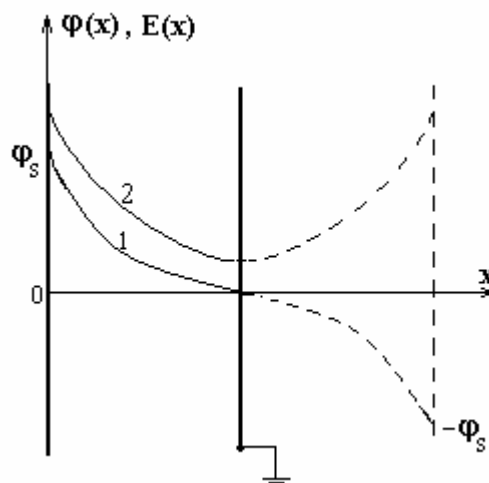


Рис. 2. Распределение потенциала и напряженности поля в полуслое: 1 – $\varphi(x)$; 2 – $E(x)$

Обсудим выделенные зависимости 1–5. Они получены в симметричной системе электродов при противоположных на них потенциалах $\pm\varphi_s$ (в отсутствие заземления). Кривые 1–3 симметричны относительно начала координат O , а 4–5 – нет. При интерпретации этих кривых исходим из уравнения (2), согласно которому кривая 1 соответствует накоплению у электродов зарядов противоположных знаков, называемых гетерозарядами, кривая 2 указывает на наличие у электродов гомозарядов ($\varphi'' < 0$), в то время как линейной зависимости 3 соответствует нулевая плотность зарядов. Кривые 4, 5 свидетельствуют о том, что промежуток между электродами занят униполярным зарядом, в случае 4 – отрицательным, а в случае 5 – положительным.

Таковы типичные варианты зарядки. Однако, по утверждению авторов [5], эти распределения существенно зависят от наличия или отсутствия заземления у одного из электродов, что на первый взгляд может показаться странным. Тем не менее при заземленном, например, правом (отрицательном), электроде симметричные зависимости типа 1, 2 вырождаются в униполярные типа левых частей (рис. 1 ($l/2 \leq x \leq 0$)) – повод, по которому электрод, находящийся под потенциалом ($\pm\varphi_s$), авторы [5] называют активным (заряжающим), в то время как заземленный является пассивным.

В дальнейшем везде будем считать, что один из электродов (катод) заземлен. В случае симметричного распределения (типа кривых 1, 2 на рис. 1) оно может быть продолжено (рис. 2, 3, *пунктиром*). На рис. 2 представлены гетерораспределения $\varphi(x)$ (кривая 1) и $E(x)$ (кривая 2) по результатам экспериментов, причем 1 и 2 соответствуют левым полуинтервалам на рис. 1.

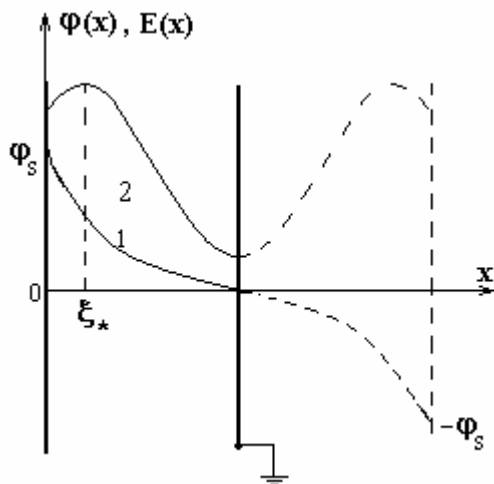


Рис. 3. Биполярная структура: 1 – $\varphi(x)$, $\rho(x) < 0$;
2 – $E(x)$

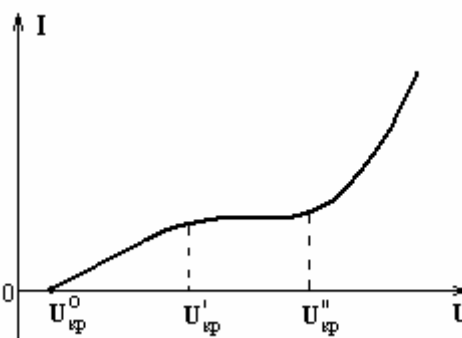


Рис. 4. Типовая ВАХ слабопроводящей жидкости по [8]

Наиболее интересным экспериментальным фактом последних двух десятилетий являются биполярные структуры (рис. 3, кривая 2), когда непосредственно прилегающий к электроду слой заряда обладает тем же знаком, что и электрод, а при некотором расстоянии x^* от поверхности электрода (при $E' = 0$) происходит смена гомозаряда на гетерозаряд [3]. При симметричных свойствах носителей зарядов в бинарной заряженной системе должно иметь место симметричное продолжение кривых на область справа от заземленной плоскости (пунктир, рис. 2, 3).

Биполярные структуры объясняются по-разному, в частности с учетом диффузионных потоков зарядов [6]. Однако более правдоподобными представляются объяснения с позиций преобладания инжекционных процессов с активным участием примесей жидкости [3, 7].

Обсуждаемые до сих пор особенности зарядообразования в жидких диэлектриках, в частности пространственные распределения поля и зарядов, как увидим ниже, находятся в тесной взаимосвязи с вольт-амперными характеристиками рассматриваемых процессов, которые не менее разнообразны, чем типичные распределения $\varphi(x)$ на рис. 1–3.

Наиболее типичной ВАХ является так называемая кривая Никурадзе [8] (рис. 4), для которой характерны три участка: область соблюдения закона Ома ($0 \leq U \leq U_{кр}^{\prime}$), область насыщения ($U_{кр}^{\prime} < U < U_{кр}^{\prime\prime}$) и предпробойная область быстрого (почти экспоненциального) роста тока с напряжением ($U > U_{кр}^{\prime\prime}$).

Омическая область, как правило, начинается с некоторого $U = U_{кр}^0 > 0$ (рис. 4), а область насыщения может как отсутствовать ($U_{кр}^{\prime} = U_{кр}^{\prime\prime}$), так и вырождаться в асимптотически возрастающую зависимость, например по закону гиперболического тангенса [1].

Далее установлены некоторые связи ВАХ с процессами зарядообразования (рис. 1–3).

3. Физико-математическая интерпретация особенностей электризации.

3.1. Гетерозарядная поляризация. Ограничимся стационарным рассмотрением процессов токопрохождения и зарядообразования исходя из основополагающих уравнений электродинамики

$$\vec{E} = -\nabla\varphi, \quad \rho = \nabla(\varepsilon\vec{E}), \quad \nabla\vec{j} = 0, \quad (3)$$

не вызывающих сомнений относительно их корректности. Более уязвимым в этом отношении является уравнение для плотности электрического тока, которое в предположении неподвижности жидкости ($\vec{v} \equiv 0$) и стационарности ($\partial\varepsilon\vec{E}/\partial t = 0$) имеет вид

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} - D \nabla \rho, \quad (4)$$

где предполагается случай двух идентичных видов носителей зарядов с одинаковыми коэффициентами диффузии $D^\pm \equiv D$ и подвижностей $k^\pm \equiv k$, так что последующие уравнения для удельной электропроводности σ и плотности объемных зарядов ρ упрощаются:

$$\sigma = k(\rho^+ + \rho^-); \quad \rho = \rho^+ - \rho^-. \quad (5)$$

Применительно к одномерным задачам (рис. 1–3) уравнение для плотности тока запишется в скалярной форме:

$$j = \sigma E - D \varepsilon E'', \quad (6)$$

причем в силу последнего уравнения (3) $j' = 0$, $j = \text{const}$. Кроме того, принято $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r = \text{const}$, что в случае гомогенной жидкости в изотермических условиях также не подлежит сомнению. Вторые уравнения в (3) и (5) вместе с (6) образуют незамкнутую систему относительно неизвестных E, ρ^\pm . Не вдаваясь в детали возникшего затруднения, заметим, что на данном этапе его преодоления наиболее приемлемым оказалось допущение о постоянстве удельной электропроводности, то есть в качестве недостающего уравнения принять $\rho^+ + \rho^- = \sigma/k = \text{const}$. Это предположение представляется не обременительным, поскольку из-за поляризационных процессов убывание концентрации носителей одного знака в той или иной степени восполняется пребыванием носителей другого знака.

В качестве условий однозначности решения примем заданными потенциалы электродов

$$\varphi(x)|_{x=0} = \varphi_s; \quad \varphi(x)|_{x=l} = 0 \Rightarrow \varphi_1 - \varphi_2 \equiv \varphi_s \equiv U. \quad (7)$$

С учетом сказанного решение уравнения (6) примет вид

$$E = \frac{U - jl/\sigma}{\delta \cdot \text{sh}(l/\delta)} \cdot \text{ch} \frac{l-x}{\delta} + \frac{j}{\sigma}, \quad (8)$$

где толщина слоя (Дебая-Гюккеля)

$$\delta \equiv \sqrt{\tau D}, \quad (9)$$

$\tau \equiv \varepsilon/\sigma$ - время “электрической” релаксации (Максвелла). Согласно оценкам для слабопроводящих жидкостей $\tau \sim (10^{-1} - 1)$ с, $D \sim (10^{-8} - 10^{-9})$ м²/с и $\delta \leq 10^{-4}$ м $\sim 0,1$ мм, то есть десятые доли миллиметра и менее. При $l \geq (1 - 10)$ мм $l/\delta \geq (10 - 10^3)$.

С учетом этих оценок уравнение (8) можно упростить:

$$E \cong C(\xi) \cdot \frac{U - j}{\lambda} \frac{\sigma}{\sigma} e^{-\frac{\xi}{\lambda}} + \frac{j}{\sigma}, \quad (10)$$

где

$$\lambda \equiv \delta/l; \quad \xi \equiv x/l, \quad (11)$$

$1 \leq C(\xi) \leq 2$, причем $C(0)=1$, $C(1)=2$ и $C(\xi)$ – возрастает от 1 до 2 при возрастании ξ от 0 до 1.

Зависимость (8) или более наглядная (10) свидетельствует о резком спаде напряженности электрического поля в непосредственной близости от поверхности электрода.

Зная $E(x)$, интегрированием находим $\varphi(x)$, а дифференцированием – $\rho(x)$:

$$\varphi(x) = \left(U - \frac{j l}{\sigma} \right) \cdot \frac{\text{sh} \frac{l-x}{\delta}}{\text{sh} \frac{l}{\delta}} + \frac{j}{\sigma} (l-x), \quad (12)$$

$$\rho(x) = -\frac{\varepsilon}{\delta^2} \cdot \frac{U - j l / \sigma}{sh(l/\sigma)} sh \frac{l-x}{\delta}. \quad (13)$$

Из (13) при $x=0$ для плотности тока имеем

$$j = \frac{\sigma}{l} U + \frac{\delta^2}{\tau^2 l} \cdot \rho(0). \quad (14)$$

Прежде всего из (14) следует важный общий вывод о том, что по виду вольт-амперной характеристики можно судить о характере распределения объемных зарядов, а именно: загиб ВАХ книзу от прямолинейного хода – признак гетерозаряда, загиб вверх – гомозаряда, прямолинейный ход – признак электронейтральности (закон Ома). В самом деле, в первом случае – $\rho(0) < 0$, во втором – $\rho(0) > 0$, а в третьем – $\rho(0) = 0$, а знак заряда у электрода согласно (13) такой же, как и во всем межэлектродном промежутке.

Вообще физическая суть обсуждаемых признаков весьма проста: в случае гетерозаряда ток диффузии противоположен по направлению току сквозной проводимости (σE), тем самым диффузия приводит к уменьшению омического тока. В случае гомозарядов диффузионный ток имеет то же направление, что и ток проводимости, что благоприятствует усилению общего тока. Отсюда и следуют указанные выше признаки.

Отмечалось, что на общей ВАХ рис. 4 может быть и участок отсутствия тока. Действительно, такому участку в зависимостях (8), (12), (13) соответствуют распределения $E(x)$ и $\rho(x)$ при $j = 0$:

$$E(x) = \frac{U}{\delta sh(l/\delta)} \cdot ch \frac{l-x}{\delta}, \quad (15)$$

$$\rho(x) = -\frac{\varepsilon}{\delta^2} \frac{U}{sh(l/\delta)} \cdot sh \frac{l-x}{\delta}. \quad (16)$$

Эти распределения, очевидно, характерны для самого начального участка ВАХ, когда внешнее сравнительно небольшое напряжение ($U > 0$), возможно, ниже чувствительности регистрирующего прибора, приводит к поляризационному (низковольтному) процессу, заканчивающемуся при достижении и некоторого относительно малого значения $U_{кр}^0$, соответственно напряженности $E = E_{кр}^0$. При этой напряженности начинается “контактная” ионизация, приэлектродная напряженность выравнивается до средней по объему и при $U > U_{кр}^0$ происходит переход в омическую область с линейным участком

$$j = \sigma \bar{E} \equiv \sigma U / l \quad (17)$$

и полной электронейтрализацией ($\rho = 0$) всего слоя в соответствие с формулами (12), (13) и с учетом (17).

При достижении $U = U'_{кр}$ плотность тока достигает величины насыщения

$$j_n = \sigma \cdot \frac{U'_{кр}}{l}, \quad (18)$$

которая остается постоянной, несмотря на увеличение, и вплоть до $U = U''_{кр}$.

Положив в (13) величину j_n из (18), получим

$$\rho(x) = -\frac{\varepsilon}{\delta^2} \frac{U - U'_{кр}}{sh(l/\delta)} \cdot sh \frac{l-x}{\delta}, \quad (19)$$

причем $U'_{кр} \leq U < U''_{кр}$. При этом же неравенстве для напряженности поля получаем зависимость

$$E(x) = \frac{U - U'_{кр}}{\delta sh(l/\delta)} \cdot ch \frac{l-x}{\delta} + \frac{U'_{кр}}{l}. \quad (20)$$

Равенство (19) свидетельствует о том, что на участке насыщения ВАХ (см. рис. 4) происходит гетерозарядка слоя жидкости с естественным резким усилением напряженности поля в приэлектродной области в соответствии с формулой (20), которая для поверхности электрода ($x = 0$) дает

$$E(0) \cong \frac{U - U'_{\text{кр}}}{\delta} + \frac{U'_{\text{кр}}}{l} \quad (21)$$

ввиду $sh(l/\delta) \cong ch(l/\delta)$ при $l/\delta \gg 1$.

Вдали от поверхности электрода первое слагаемое в (20) пренебрежимо по сравнению со вторым, то есть напряженность вне “ δ -слоя” практически постоянна и равна $E \cong U'_{\text{кр}}/l \cong \bar{E}'$, несмотря на рост U в пределах от $U'_{\text{кр}}$ до $U''_{\text{кр}}$. Этим объясняется и постоянство тока насыщения согласно формуле (18). Эта стадия токопрохождения завершается при достижении внешним напряжением U второго критического значения $U''_{\text{кр}}$ (фактически – третьего, если учесть и $U'_{\text{кр}}$). Параллельно заканчивается и вторая волна поляризации, которую, в отличие от предыдущей, можно назвать высоковольтной и которая сопровождалась, как уже было прокомментировано экранизацией поля вне “ δ -слоя”, то есть в основной толще жидкости, где $E = \bar{E}' = \text{const}$.

При $U \geq U''_{\text{кр}}$, помимо “контактной” ионизации молекул, разрядки и перезарядки ионов на поверхности электрода, появляется более эффективный механизм ионизации, когда напряженность электрического поля достаточно высока, чтобы вызвать ионизацию не только в непосредственной близости от поверхности электрода, но и на расстояниях, которые гораздо больше пути свободного пробега молекул и ионов. На этом этапе происходит интенсивная инжекция носителей зарядов с электродов [3, 9] в виде “микроэлектропробоя” приэлектродного слоя жидкости, вследствие чего наблюдается быстрый рост удельной электропроводности с напряженностью, например, по экспоненциальному закону [10]:

$$\sigma = \sigma_* e^{(E - E_*)}, \quad E \geq E_*, \quad (22)$$

где $E_* \equiv E''_{\text{кр}}$ – критическая напряженность поля, при которой наступает рассматриваемая стадия электрического разряда и одновременно электризации жидкости. При повышении U до $U = U''_{\text{кр}}$ равенство $E = E_*$ сначала будет достигнуто на поверхности электрода, поэтому, полагая в (20) $U = U''_{\text{кр}}$, и $x = 0$, находим соотношение между E_* , $U'_{\text{кр}}$ и $U''_{\text{кр}}$:

$$E_* = \frac{U''_{\text{кр}} - U'_{\text{кр}}}{\delta} \cdot \text{cth} \frac{l}{\delta} + \frac{U'_{\text{кр}}}{l} \cong \frac{\Delta U_*}{\delta}, \quad (23)$$

где введено обозначение $\Delta U_* \equiv U''_{\text{кр}} - U'_{\text{кр}}$ – подъем напряжения на участке насыщения, а приближенное равенство относится к случаю $l/\delta \gg 1$, который обычно с большой точностью выполняется (см. выше).

В соответствии с обсуждаемыми признаками типа электризации среды на данном этапе будем иметь дело с “гомозарядной электризацией”, когда токи инжекции и диффузии направлены одинаково – от электрода (анода) и максимально благоприятствуют электризации, о чем свидетельствует и резкий загиб вольт-амперной характеристики вверх (рис. 4). Одновременно этот этап является и стадией ЭГД-явлений, а также завершающей предпробойной, поэтому остановимся на нем подробнее.

3.2. Гомозарядная электризация и ЭГД-явления – предпробойная стадия процесса электрического разряда в жидкости и ее электризации. За постепенным ростом напряжения U над критическим $U''_{\text{кр}}$ следует и рост толщины слоя x_* , охваченного обсуждаемыми процессами ионизации. Эту толщину можно найти из уравнения (20), положив предварительно $x = x_*$ и $E(x) = E(x_*) = E_*$:

$$E_* = \frac{U - U'_{\text{кр}}}{\delta sh(l/\delta)} \cdot \text{ch} \frac{l - x_*}{\delta} + \frac{U'_{\text{кр}}}{l}. \quad (24)$$

Приравнивая правые части (23) и (24), находим искомую величину ξ_* :

$$\xi_* = 1 - \lambda \text{Arch} \left(\frac{\Delta U_*}{\Delta U} \cdot ch \frac{1}{\lambda} \right), \quad (25)$$

где обозначено

$$\xi_* \equiv x_* / l; \quad \Delta U \equiv U - U'_{\text{кр}}. \quad (26)$$

При $l - x_* \gg \delta$ правомерно приближение

$$\xi_* \cong \lambda \ln \frac{\Delta U}{\Delta U_*}. \quad (27)$$

Выясним, каково качественное распределение $E(x)$ внутри “ ξ_* –слоя”, то есть при $0 < \xi < \xi_*$. Так как по формуле (22) σ сравнительно велико внутри рассматриваемого слоя, то диффузионные процессы пренебрежимы, а распределение поля будет следовать закону Ома с учетом нелинейности (22):

$$j = \sigma(E) \cdot E = \sigma_* E \cdot e^{\alpha(E-E_*)} = \text{const}. \quad (28)$$

С математической точки зрения это уравнение можно рассматривать в двух аспектах. С одной стороны, оно конечное трансцендентное, поэтому решение должно быть конечным, то есть $E = \text{const}$. Но в данном случае плотность объемных зарядов по слою $\rho = E'(x) \equiv 0$, что, вообще говоря, не далеко от истины, если учесть большую электропроводность σ в “ ξ_* –слое”. Однако не будучи уверенными в “количестве”, $\rho(x) \neq 0$, обратимся ко второму аспекту уравнения (28). А именно, равенство (28) может быть рассмотрено как тождество относительно произвольной функции $E(x)$, а в нашем случае – как определение напряженности по плотности тока $j = \text{const}$ и удельной проводимости $\sigma(x)$ по формуле (22):

$$\sigma(x) \equiv \sigma_* e^{\alpha[E(x)-E_*]}, \quad E(x) \geq E_*, \quad 0 < x < x_* \quad (29)$$

Таким образом, распределение $E(x)$ в “ ξ_* –слое” определим равенством (тождеством)

$$E(x) = j / \sigma(x) = (j / \sigma_*) e^{-\alpha[E(x)-E_*]}, \quad (30)$$

где, в принципе, $E(x)$ – любая, однако, поскольку речь идет о надкритичности напряжения $U - U''_{\text{кр}} > 0$, в правую часть (30) вместо $E(x)$ логично положить распределение поля к моменту достижения U значения $U''_{\text{кр}}$, то есть общее распределение (20), которое, ввиду возникающих математических сложностей, упростим с учетом $l - x \gg \delta$:

$$E(x) \cong (\Delta U / \delta) \cdot e^{-x/\delta} + j / \sigma. \quad (31)$$

Упростим также (29) и (30). Во-первых, вместо σ_* положим $\sigma_* = \sigma$ – низковольтное, так как к моменту $E = E_*$ таково значение σ фактически. Во-вторых, в (30) выделим множитель, $\exp(-\alpha E)$ разложим в ряд, ограничиваясь линейным приближением:

$$E(x) \cong \frac{j \cdot e^{\alpha E_*}}{\sigma} (1 - \alpha E).$$

С учетом (31) окончательно найдем

$$E(x) \cong A \cdot (B - e^{-x/\delta}), \quad 0 < x < x_*, \quad (32)$$

где введены обозначения

$$A \equiv \frac{\alpha \cdot j \cdot \Delta U}{\sigma \cdot \delta} \cdot e^{\alpha E_*}; \quad B \equiv \frac{1 - (j/\sigma) \cdot \alpha}{\alpha \cdot \Delta U / \delta}, \quad (33)$$

ΔU – текущее значение надкритичности напряжения, j – текущее значение плотности тока.

Из (32) находим плотность объемного заряда

$$\rho = \frac{\varepsilon A}{\delta} \cdot e^{-x/\delta} > 0, \quad 0 < x < x_*, \quad (34)$$

то есть в пределах слоя заряд положителен, а $E(x)$ – возрастающая функция, стремящаяся к предельному значению

$$E(x) \Big|_{x \rightarrow x_*} = E_* = A(B - e^{-x_*/\delta}). \quad (35)$$

Переходим к рассмотрению поля за пределами “ ξ_* –слоя” исходя из общей формулы (8), которая требует модификации в соответствии с рассматриваемой стадией процесса. Для этого необходимы замены:

$$U \rightarrow U_*, \quad l \rightarrow l - x_*, \quad x \rightarrow x - x_*, \quad (x_* < x < l),$$

где U_* – потенциал на границе “ ξ_* –слоя”, определяемый равенством

$$\int_U^{U_*} d\phi = - \int_0^{x_*} E(x) dx = - \int_0^{x_*} A(B - l^{-x/\delta}) dx.$$

Вычисления приводят к

$$U_* = U - A \left[Bx_* - \delta(1 - l^{-x_*/\delta}) \right], \quad (36)$$

и согласно (8) при $x_* < x < l$

$$E(x) = \frac{U_* - j(l - x_*)/\sigma}{\delta \operatorname{sh}[(l - x_*)/\delta]} \cdot ch \frac{l - x}{\delta} + \frac{j}{\sigma}. \quad (37)$$

Таким образом, в пределах ($0 < x < x_*$) согласно (35) напряженность поля растет, а при ($x_* < x < l$) – происходит спад напряженности по формуле (37), что, по крайней мере, качественно объясняет наличие биполярных структур в приэлектродных областях. Что касается количественной стороны вопроса, то требуются дальнейшие исследования. Кроме того, из формулы (37) следует важный вывод о том, что при $x_* \rightarrow l$ и $x \rightarrow l$ $ch[(l - x)/\delta] \rightarrow ch 0 = 1$, а $sh[(l - x_*)/\delta] \rightarrow 0$, следовательно, имеет место очень быстрое стремление гиперболического синуса к нулю, а значит, напряженности E – к бесконечности.

Поскольку “ ξ_* –слой” предполагается более электропроводящим, чем среда за его пределами, то на его границе имеется скачок электропроводности, а следовательно, и напряженности. Из условия постоянства нормальной составляющей плотности тока на границе раздела следует, что, помимо объемного заряда в слое, его граница заряжена поверхностной плотностью γ согласно формуле

$$\gamma = j(\tau_2 - \tau_1) = \varepsilon j(\sigma_1 - \sigma_2) / \sigma_1 \sigma_2,$$

где σ_1 относится к “ ξ_* –слою”, а σ_2 – к жидкости за его пределами и при $\sigma_1 \gg \sigma_2$

$$\gamma \cong j \cdot \tau_2. \quad (38)$$

Вследствие наличия поверхностного заряда на границе “ ξ_* –слоя” она электрогидродинамически неустойчива. С учетом объемного заряда ρ в слое приходим к выводу о двух сценариях развития неустойчивости: по первому – весь слой придет в электроконвективное движение, вовлекая в него и окружающие слои жидкости, по второму – в результате появления на поверхности слоя гидродинамических возмущений (в виде неровностей, например, пиков или бугорков) с их вершины могут исходить затопленные заряженные струи, приводящие к струйным течениям, которые по мере увеличения внешнего напряжения приведут к окончательной фазе процесса в целом – электрическому пробую.

Таким образом, рассмотрены основные особенности объемной электризации слабопроводящего плоскопараллельного слоя жидкости в геометрически однородном поле плоского конденсатора.

Анализ проводился в тесной взаимосвязи с вольт-амперной характеристикой Никурадзе. Установлено, что процесс можно разбить на следующие стадии: низковольтная поляризация в отсутствие электрического тока ($I = 0$) и $0 < U < U_{кр}^0$, далее следует область соблюдения закона Ома при локальной электронейтральности жидкости ($\rho \equiv 0, j = \sigma \bar{E}$); при этом $U_{кр}^0 < U < U'_{кр}$. Следующий этап соответствует участку насыщения, когда $I = I_n = \text{const}$, а напряжение возрастает в пределах $U'_{кр} < U < U''_{кр}$. Этой стадии соответствует гетерозарядная электризация. При достижении следующего критического значения $U = U''_{кр}$ начинается окончательная стадия – гомозарядная высоковольтная электризация, быстрый рост тока, ЭГД-явления и в конечном итоге – пробой.

Установлены качественные внешние признаки ВАХ, по которым можно определить характер электризации, а именно: если у ВАХ наблюдается тенденция отклонения вниз от линейного, то происходит гетерозарядка, если вверх – гомозарядка, если ВАХ линейна – жидкость локально электронейтральна, соблюдается закон Ома.

Выдвинута гипотеза о локальном “электропробое” приэлектродного слоя в смысле значительного увеличения его электропроводности с ростом напряженности, и тем самым объясняется возникновение гомозарядов, а также появление биполярных структур в распределениях напряженности электрического поля в приэлектродных областях.

Предпринятое исследование проведено с единых позиций в рамках классических уравнений Максвелла, носит аналитический приближенный качественный характер, требует дальнейшего развития и уточнений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Остроумов Г.А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Наука, 1979. С. 319.
2. *Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А.* Электродиффузия и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. с. 320.
3. *Стишков Ю.К., Остапенко А.А.* Электродиффузионные течения в жидких диэлектриках. Л.: Изд-во. ЛГУ, 1989. С. 174.
4. *Мицкевич П.К., Казацкая Л.С.* Исследования распределения потенциала в жидких диэлектриках методом эффекта Кэрра // Электронная обработка материалов. 1968. № 2. С.
5. *Taris P.P., Guiezonier P.* Phenomenes lies a la conductibilites des liquides isolante // I. Phys. Appl. 1964. № 6.
6. *Апфельбаум М.С., Полянский В.А.* Об образовании объемного заряда в слабопроводящих средах // Магнитная гидродинамика. 1982. № 1.
7. *Рычков Ю.М., Стишков Ю.К.* Напряженность электрического поля и объемный заряд в технических жидких диэлектриках // Коллоидный журнал. 1978. № 6.
8. *Никурадзе А.* Жидкие диэлектрики. М.-Л. ОНТИ, 1936.
9. *Felici N.I. D.C.* Conduction in liquid dielectrics. II // Direct current. 1971. Vol. 2. № 3, 4.
10. *Сканави Г.И.* Физика диэлектриков (Область сильных полей) М.- Л. ГИИТЛ, 1949.

Поступила 07.06.06

Summary

Complex analytical investigation of electrification processes on the basis of Maxwell's Electrodynamics and investigations of currents passing through the liquid are carried out. The main peculiarities of electrification and qualitative features of current-voltage characteristics which permit to determine the type of electrification are obtained. The main stages of the process of electrification are as follows: low voltage heteropolarization at $I = 0$, $0 < U < U_{кр}^0$, Ohm law region and local electrical neutrality of the liquid at $j = \sigma \bar{E}$ и $U_{кр}^0 < U < U'_{кр}$, saturation region and heterocharge high voltage polarization at $I = I_n = \text{const}$, $U'_{кр} < U < U''_{кр}$, prebreakdown stage of quick nonlinear increase of current at $U > U''_{кр}$, homocharge electrification, EHD-phenomena, breakdown.