

УДК 532.528+536.423+537.228.2+537.528

Электрострикционные механизмы зарождения электрического пробоя жидких диэлектриков в сильных электрических полях*

А.Л. КУПЕРШТОХ, Д.А. МЕДВЕДЕВ

Новосибирск, Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН

Исследовано влияние сил электрострикции на электрогидродинамические течения жидких диэлектриков и на их последующий пробой в сильных электрических полях. Рассмотрена анизотропная неустойчивость и распад бинарных смесей жидкого диэлектрика и растворенного газа под действием первоначально однородного сильного электрического поля. Такой распад может происходить из-за действия электрострикционных сил, направленных перпендикулярно электрическому полю. В результате в жидкости возникают парогазовые каналы, направленные в среднем вдоль электрического поля. Для компьютерного моделирования этого явления использовался метод решеточных уравнений Больцмана. В неоднородном поле между двумя концентрическими цилиндрическими или сферическими электродами возникают сложные течения диэлектрика с электрострикционными волнами разрежения и сжатия. Получены аналитические формулы для распределений скорости и плотности жидкости для концентрических цилиндрических и сферических электродов. Рассчитанные распределения плотности и скорости жидкости хорошо согласуются с полученными аналитическими решениями. Показано, что в неоднородных электрических полях тоже возможен анизотропный распад жидкого диэлектрика в области электрострикционных волн разрежения, а также в области, в которой возникающие из-за шероховатости электродов волны разрежения могут интерферировать.

Ключевые слова: пробой жидких диэлектриков, сильные электрические поля, электрострикция, электрогидродинамические течения, бинарные смеси, паро-газовые каналы, решеточные уравнения Больцмана, компьютерное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Ранее существовавшие модели электрического пробоя жидких диэлектриков для наносекундного диапазона времен не могли объяснить наблюдаемые в экспериментах явления, в частности: высокую скорость распространения кончиков стримерных структур (до 300 км/с), примерно цилиндрическую форму сегментов каналов стримеров и их ветвление. В данной работе исследованы электрострикционные механизмы зарождения электрогидродинамических течений и последующего пробоя жидких диэлектриков в сильных электрических полях. Первые соображения об электрострикционном механизме возникновения волн в жидкости, наблюдаемых непосредственно перед пробоем жидкого диэлектрика в сильных электрических полях, были высказаны в работе [1]. Первые расчеты течений жидких диэлектриков под действием электрострикционных сил были выполнены в работах [2–7]. Позже эти вопросы рассматривались в [8, 9]. В первоначально однородном диэлектрике электрострикция приводит к двум эффектам. Первый – это образование электрострикционных волн в неоднородном электрическом поле [2, 3, 5, 7]. Второй – возникновение анизотропной неустойчивости, приводящей к распаду жидкости на систему цилиндрических каналов газовой фазы, ориентированных вдоль электрического поля [4, 5, 10]. Второй эффект возможен даже в однородном электрическом поле.

* Статья получена 2 сентября 2013 г.
Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 13-08-00763) и Ведущей научной школы России (грант № НШ-2695.2014.1).

В общем случае на не содержащую свободных зарядов диэлектрическую жидкость в электрическом поле действует объемная сила, выражаемая формулой Гельмгольца [11]

$$\mathbf{F} = -\frac{E^2}{8\pi} \nabla \varepsilon + \frac{1}{8\pi} \nabla \left[E^2 \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right]. \quad (1)$$

Первое и второе слагаемые описывают действие электрического поля на поляризационные заряды в неоднородном диэлектрике и электрострикционные силы, соответственно.

1. ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОСТРИКЦИИ В ПЕРВОНАЧАЛЬНО ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Пусть между двумя плоскими горизонтальными электродами приложено постоянное напряжение. В этом случае отлична от нуля только вертикальная проекция электрического поля E_z . Рассмотрим рост малых одномерных возмущений плотности и скорости, соответствующих расслоению вдоль электрического поля, в виде

$$\rho = \rho_0 + A_0 \exp(\gamma t) \exp(i2\pi x / \lambda), \quad u_x = C_0 \exp(\gamma t) \exp(i2\pi x / \lambda) \quad (2)$$

и для расслоения поперек электрического поля в виде

$$\rho = \rho_0 + A_0 \exp(\gamma t) \exp(i2\pi z / \lambda), \quad u_z = C_0 \exp(\gamma t) \exp(i2\pi z / \lambda). \quad (3)$$

Здесь λ – длина волны возмущений, A_0 , C_0 – начальные амплитуды возмущений, γ – инкремент неустойчивости, ρ_0 – средняя плотность вещества.

В случае возмущений (2) объемная сила (1), действующая на идеальный диэлектрик в отсутствие свободных зарядов, имеет вид [4]

$$F_x = \frac{E_0^2 \rho}{8\pi} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right)_T \frac{\partial \rho}{\partial x} = K_x \frac{\partial \rho}{\partial x}, \quad (4)$$

где E_0 – величина однородного в этом случае электрического поля. Важно то, что при нелинейной зависимости диэлектрической проницаемости от плотности $\varepsilon(\rho)$ эти силы электрострикции направлены в сторону увеличения плотности и разрывают диэлектрик перпендикулярно электрическому полю. Это справедливо при положительности второй производной, что выполняется практически всегда.

Для возмущений (3) величина индукции электрического поля D_0 постоянна по пространству, поэтому аналогично получаем [4]

$$F_z = \frac{D_0^2 \rho}{8\pi \varepsilon^2} \left(\left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right)_T - \frac{2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 \right) \frac{\partial \rho}{\partial z} = K_z \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (5)$$

В обоих случаях инкремент неустойчивости определяется формулой

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{-\left(\frac{\partial \rho}{\partial \rho} \right)_T + K_i}, \quad i = x, z, \quad (6)$$

причем всегда $K_z < K_x$. Поэтому для диэлектрика в однородном электрическом поле из условия $\gamma = 0$ получаем уравнение спинодали

$$(\partial P / \partial \rho)_T = K_x = \frac{E_0^2 \rho}{8\pi} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2} \right)_T. \quad (7)$$

Для двумерных цилиндрических возмущений величина инкремента неустойчивости получается в $\sqrt{2}$ раз больше, чем (6) и не влияет на уравнение спинодали.

Как показано в [4], такой вид сил может приводить к анизотропному распаду диэлектрика на систему нитевидных паровых каналов в жидкости, приблизительно параллельных направлению электрического поля. Этот распад происходит даже из устойчивых однофазных начальных состояний. Однако первые исследования были выполнены только для чистых диэлектрических жидкостей. При этом анизотропный распад может реализовываться при электрических полях порядка десятков МВ/см. Вместе с тем, в большинстве экспериментов по пробую электрические поля намного меньше (в диапазоне от нескольких десятых до нескольких единиц МВ/см). Кроме того, первые варианты компьютерного моделирования были выполнены только в двумерной постановке.

Поэтому в данной работе было исследовано влияние растворенных газов и температуры на возникновение такого анизотропного распада, который возможно определяет импульсную электрическую прочность жидких диэлектриков в наносекундном диапазоне времен.

В работе [10] проведено трехмерное моделирование такого анизотропного распада для бинарной смеси жидкий диэлектрик – растворенный газ в первоначально однородном электрическом поле. Для трехмерного компьютерного моделирования эволюции такой бинарной смеси в сильных электрических полях с возникновением новых границ между жидкостью и газовой фазой был использован мезоскопический метод решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Equation, LBE) [12]. В последние годы этот метод адаптирован (в том числе и авторами данной работы) для двухфазных и многокомпонентных систем с границами раздела фаз, которые могут возникать, исчезать и изменять топологию [13, 14]. Обоснованием метода LBE является тот факт, что во втором порядке разложения Чепмена – Энскога из уравнений LBE получаются макроскопические уравнения гидродинамики, то есть уравнения неразрывности и Навье – Стокса.

Для жидкого диэлектрика использовалось уравнение состояния Ван-дер-Ваальса, которое в приведенных переменных ($\tilde{P} = P / P_{кр}$, $\tilde{\rho} = \rho / \rho_{кр}$ и $\tilde{T} = T / T_{кр}$) имеет вид

$$\tilde{P} = \frac{8\tilde{\rho}\tilde{T}}{3 - \tilde{\rho}} - 3\tilde{\rho}^2. \quad (8)$$

Для растворенного газа использовалось газовое уравнение состояния $\tilde{P} = \tilde{\rho}\tilde{T}$.

Расчет потенциала электрического поля выполнялся с учетом изменения диэлектрической проницаемости бинарной среды во времени и в пространстве согласно уравнению

$$\text{div}(\varepsilon \text{grad } \varphi) = 0. \quad (9)$$

Для расчетной области в форме параллелепипеда размерами L_x, L_y, L_z использовались периодические граничные условия по x и по y : $\varphi(0, y, z) = \varphi(L_x, y, z)$ и $\varphi(x, 0, z) = \varphi(x, L_y, z)$. Значения потенциала на других гранях расчетной области задавались в виде $\varphi(x, y, 0) = V$ и $\varphi(x, y, L_z) = 0$. При этом электрическое поле первоначально является однородным $E_z = E_0 = V / L_z$. На каждом шаге по времени уравнение (9) решалось методом простых итераций. Начальные значения потенциала брались с предыдущего шага по времени, что является хорошим приближением, так как плотность ρ , а следовательно, и ε слабо меняются за один шаг по времени. Использовалась нелинейная зависимость диэлектрической проницаемости диэлектрика от плотности, характерная для неполярных жидких диэлектриков:

$$\varepsilon(\rho) = 1 + \frac{3\alpha\rho}{1 - \alpha\rho}. \quad (10)$$

Затем вычислялось электрическое поле по формуле $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$.

На рис. 1 показаны результаты трехмерного моделирования распада первоначально однородной бинарной смеси «жидкий диэлектрик – растворенный газ» на компоненты под действием сильного электрического поля. Начальное состояние флюида соответствовало жидкому состоянию на кривой насыщения при данной температуре. Начальная концентрация растворенного газа составляла $q = 0.02$. При любом локальном понижении плотности из-за случайных возмущений давление в этом месте еще более уменьшалось из-за электрострикционных сил. Поэтому растворимость газа в жидкости в этой локальной области тоже уменьшалась. Процесс выделения газа приводил к дальнейшему увеличению градиента плотности. Таким образом, процесс выделения газа в форме парогазовых каналов, в среднем ориентированных вдоль электрического поля, носил взрывной характер. Процесс распада определяется безразмерной величиной квадрата электрического поля $\tilde{A} = E_0^2 / (8\pi P_{cr})$ [4] и приведенной температурой \tilde{T} .

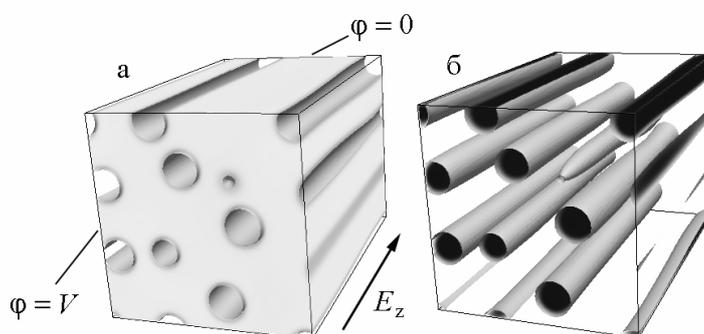


Рис. 1. Распад бинарной смеси в трехмерном электрическом поле: а – показан жидкий диэлектрик; б – отдельно показаны парогазовые каналы. $\tilde{T} = 0.9$, $\tilde{\rho}_0 = 1.66$, $\tilde{A} = 30$. Параметр взаимодействия компонент $B = -0.02$ [10]. $t = 6000$. Сетка $160 \times 160 \times 256$

Важно то, что новые области фазы низкой плотности возникают в виде тонких квазицилиндрических каналов, ориентированных вдоль электрического поля. Парогазовые каналы расширяются как за счет диффузии растворенного газа из жидкости и испарения жидкого вещества внутрь каналов, так и за счет коалесценции каналов друг с другом. Из экспериментальных работ по пробю жидких диэлектриков хорошо известно, что чем больше электрическое поле, тем больше каналов стримеров образуются в том же объеме диэлектрика. В наших расчетах этот эффект тоже моделируется. На первой стадии парогазовые каналы имеют форму близкую к цилиндрической.

На рис. 2 показаны зависимости критических значений безразмерного квадрата электрического поля, которое необходимо для анизотропного распада бинарной смеси жидкого диэлектрика с растворенным газом на компоненты, от начальной концентрации растворенного газа q при разных температурах. Начальные состояния бинарной смеси при каждой температуре соответствуют состоянию жидкости на кривой насыщения: $\tilde{\rho}_0 = 2.14$ при $\tilde{T} = 0.7$, $\tilde{\rho}_0 = 1.93$ при $\tilde{T} = 0.8$ и $\tilde{\rho}_0 = 1.66$ при $\tilde{T} = 0.9$. Увеличение начальной концентрации растворенного газа значительно уменьшает критические значения однородного электрического поля, при которых возможен анизотропный механизм зарождения и роста стримерных каналов. Более того, чем ближе состояние бинарной смеси к критической точке, тем меньшие значения электрического поля необходимы для разделения смеси на компоненты.

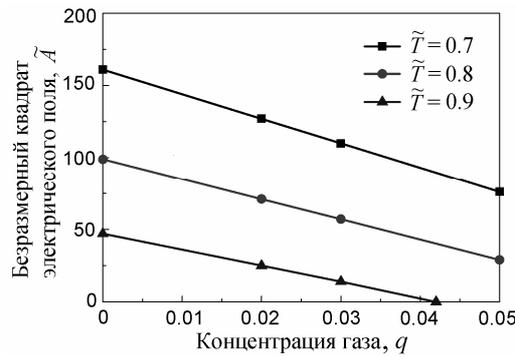


Рис. 2. Зависимость безразмерной величины квадрата критического электрического поля от начальной концентрации растворенного газа q . Начальные состояния бинарной смеси при каждой температуре соответствуют жидким состояниям на кривой насыщения. $B = -0.02$

Таким образом, критические значения электрических полей, при которых возможен анизотропный распад такой бинарной смеси, значительно уменьшаются по сравнению с чистыми жидкими диэлектриками. Поэтому при учете влияния растворенных газов электрические поля, при которых возможен такой механизм развития и роста каналов стримеров в жидких диэлектриках, значительно ниже.

2. ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОСТРИКЦИИ В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Рассмотрим действие электрострикции в первоначально однородной жидкости между двумя концентрическими цилиндрическими или сферическими электродами. Пусть R и R_2 – радиусы внутреннего и внешнего электродов. После подачи напряжения возникает объемная сила в направлении увеличения поля. Жидкость начинает двигаться по направлению к внутреннему электроду. При этом вблизи внутреннего электрода возникает область увеличенной плотности в волне торможения, а у внешнего электрода – область разрежения [2,3]. В случае, когда значение индукции электрического поля на внутреннем электроде постоянно во времени и равно D_0 , электрическое поле E изменяется с радиусом для цилиндрических электродов по формуле (11.a), а для сферических – (11.b).

$$E = D_0 R / (\epsilon r), \tag{11.a}$$

$$E = D_0 R^2 / (\epsilon r^2). \tag{11.b}$$

Для расчета течения жидкого диэлектрика под действием электрострикционных сил [5,7] использовался метод возмущений,

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho, \quad u = u_0 + \Delta u. \tag{12}$$

Будем считать, что в области $R + c_0 t < r < R_2 - c_0 t$ влияния электродов на течение жидкости нет (c_0 – скорость звука). В первом приближении здесь плотность жидкости постоянна $\rho = \rho_0$, а скорость $u = u_0 = 0$.

Так как при постоянной плотности диэлектрическая проницаемость тоже постоянна, то из (1) получаем, что объемная сила

$$F = \frac{\rho_0 (\partial\epsilon / \partial\rho)_T}{8\pi} \nabla E^2. \tag{13}$$

Таким образом, для цилиндрической и сферической геометрии радиальные объемные силы направлены к внутреннему электроду и имеют вид (14.a) для цилиндрических электродов и (14.b) для сферических электродов:

$$F = -\frac{\rho_0(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T D_0^2 R^2}{4\pi \varepsilon^2 r^3}, \quad (14.a)$$

$$F = -\frac{\rho_0(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T D_0^2 R^4}{2\pi \varepsilon^2 r^5}. \quad (14.b)$$

В общем случае одномерное уравнение импульса для невязкой жидкости (уравнение Эйлера) имеет вид

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial p}{\partial r} = F. \quad (15)$$

В первом приближении плотность постоянна, поэтому давление не зависит от координаты, и градиент давления равен нулю. Во втором приближении ($\rho \approx \rho_0$, $u \approx \Delta u$) уравнение импульса записывается в виде $\rho_0 \frac{\partial(\Delta u)}{\partial t} = F$. Так как сила не зависит явно от времени, это уравнение можно по времени проинтегрировать:

$$\rho_0 \Delta u = Ft. \quad (16)$$

Отсюда, учитывая (11) и (13), получаем выражения для скорости (17.a) в случае цилиндрических электродов и (17.b) для сферических электродов [5, 7]:

$$u = -\frac{(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T D_0^2 R^2}{4\pi \varepsilon^2 r^3} t, \quad (17.a)$$

$$u = -\frac{(\partial\varepsilon/\partial\rho)_T D_0^2 R^4}{2\pi \varepsilon^2 r^5} t. \quad (17.b)$$

Теперь можно найти поправку к плотности $\Delta\rho$. Для этого рассмотрим уравнение неразрывности для одномерных течений жидкости

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial\rho u}{\partial r} + \frac{(D-1)\rho u}{r} = 0. \quad (18)$$

В этом уравнении $D = 1, 2, 3$ означают плоский, цилиндрический и сферический случаи соответственно. Отсюда с учетом (12) и (16) получаем

$$\frac{\partial(\Delta\rho)}{\partial t} = -\left(\frac{\partial F}{\partial r} + \frac{(D-1)F}{r} \right) t. \quad (19)$$

Интегрируя еще раз по времени и подставляя сюда формулы для силы (14), окончательно получаем уравнения для плотности в виде (20. a) в случае цилиндрических электродов и (20. b) для сферических электродов [5, 7]:

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{D_0^2 R^2}{4\pi \varepsilon^2 r^4} \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \right)_T t^2 \right), \quad (20.a)$$

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{3D_0^2 R^4}{4\pi\epsilon^2 r^6} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T t^2 \right). \quad (20.b)$$

Полученные приближенные решения справедливы для малых времен, пока $\Delta\rho / \rho_0 \ll 1$, т. е. при условии $Ft^2 / (\rho_0 r) = ut / r \ll 1$.

Похожие результаты для распределения плотности получены в [2, 3] в приближении линейной акустики и гораздо более сложным методом с использованием преобразования Лапласа.

На рис. 3 приведены графики скорости, полученные методом ЛВЕ при расчете одномерного течения, соответствующего (17.a), в электрическом поле между коаксиальными цилиндрическими электродами [5]. Величина электрического поля на поверхности внутреннего электрода соответствовала значению параметра $\tilde{A} = 208$. Граничные условия для плотности и скорости при $r = 2R$ задавались в виде условий непрерывности течения вдоль радиуса.

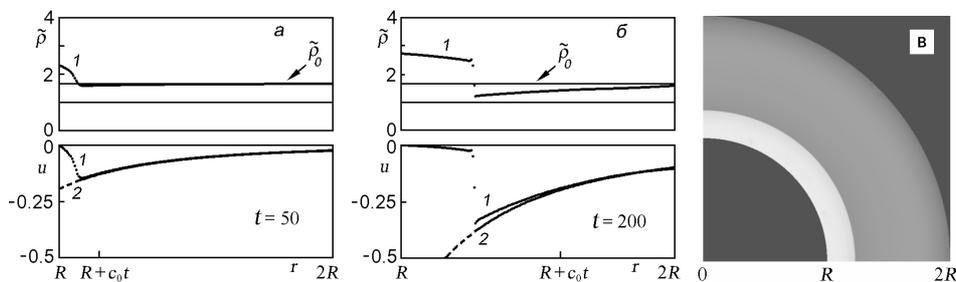


Рис. 3. Распределения плотности и скорости в окрестности внутреннего электрода $R < r < 2R$ (a) $t = 50$ и (б) $t = 200$, $h = R / 200$. Кривые 1 – расчет методом ЛВЕ. Кривые 2 – теория (17.a). (в) – течение между цилиндрическими электродами, вызванное электрострикцией. Белый цвет – жидкость, сжатая в волне электрострикции. $t = 173$. Сетка 600×600 , $h = R / 300$. $\tilde{T} = 0.9$, $\tilde{\rho}_0 = 1.66$

На начальной стадии, пока плотность в области вне влияния центрального электрода не сильно отличается от первоначальной, результаты расчетов хорошо совпадают с полученным аналитическим решением (17.a). Область влияния внутреннего электрода (рис. 3), которую можно оценить как

$$R_* = R + \int_0^t (c_0 - u_{\min}) dt, \quad (21)$$

заметно меньше, чем величина $R + c_0 t$, приведенная в [2, 3] для волн электрострикции в акустическом приближении. Более того, по истечении некоторого времени волна сжатия, возникающая из-за торможения потока на внутреннем электроде, опрокидывается в ударную волну (рис. 3, б). Ударная волна распространяется от электрода против набегающего потока, скорость которого непосредственно перед фронтом ударной волны направлена к внутреннему электроду (рис. 3, б) и пропорциональна $u_{\min} = t / r_{\text{ув}}^3$ (17.a), где $r_{\text{ув}}$ – координата фронта ударной волны. На рис. 3, в приведены результаты моделирования электрогидродинамического течения жидкого диэлектрика между двумя коаксиальными цилиндрическими электродами. Четко видна волна сжатия, вызванная электрострикцией и распространяющаяся вдоль радиуса от внутреннего электрода.

3. НЕУСТОЙЧИВОСТИ, СВЯЗАННЫЕ С ВОЛНАМИ ЭЛЕКТРОСТРИКЦИИ

Кроме описанного течения, в области перед волной уплотнения $r > R_*$ могут реализоваться условия для описанной выше анизотропной неустойчивости. Плотность вещества, соответствующая локальным спинодалям при наличии электрического поля, ρ_{sp} зависит от координаты r , так как электрическое поле уменьшается с увеличением радиуса (11). По мере понижения плотности вещества со временем согласно (20) правая граница области, где состояния вещества находятся под смещенной спинодалью ($\rho < \rho_{sp}(r)$), расширяется по координате r (рис. 3, б). В этой области возможна анизотропная неустойчивость.

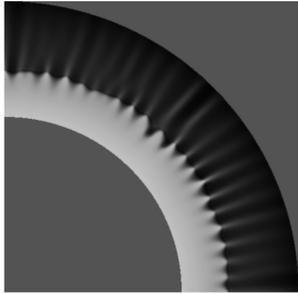


Рис. 4. Волны электрострикции между цилиндрическими электродами (а, б): $\tilde{A} = 600$. Светлым показано более плотное вещество, темным показана меньшая плотность (пар)

Однако аналитически рассчитать развитие неустойчивости в неоднородном и нестационарном поле сложно. Поэтому для компьютерного моделирования двумерного течения жидкого диэлектрика, возникающего после включения электрического поля, использовался метод LBE.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 4. От внутреннего электрода распространяется волна сжатия (волна электрострикции), а в области перед фронтом волны сжатия плотность понижается из-за неоднородного поля скоростей (рис. 3), и там развивается анизотропная неустойчивость [4, 7].

Рассчитывалось также двумерное аксиально-симметричное течение в плоскости $x-r$ вблизи элемента поверхности цилиндрического электрода в слое $R < r < 1.25R$ (рис. 5). Граничные условия для плотности и скорости при $r = 1.25R$ задавались в виде условий непрерывности течения вдоль радиуса. При этом подразумевалось, что внешний электрод находится достаточно далеко и не влияет на течение в расчетной области, т. е. волна возмущения от него не достигла расчетной области.

Для нахождения потенциала электрического поля на каждом шаге по времени решалось уравнение Лапласа в цилиндрических координатах

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = 0 \quad (22)$$

с учетом зависимости диэлектрической проницаемости от плотности. Координата x отсчитывается вдоль внутреннего электрода. Граничные условия для потенциала при $r = R$ и $r = 1.25R$ задавались величиной поданного напряжения так, что величина электрического поля на поверхности внутреннего электрода соответствовала значению параметра $\tilde{A} = 126$. По оси x граничные условия были периодическими. Параметры жидкого диэлектрика соответствовали аргону [4].

На рис. 6 показаны результаты моделирования [5]. От поверхности внутреннего электрода распространяется волна сжатия (волна электрострикции), а в области перед волной плотность понижается со временем из-за неоднородного поля скоростей (рис. 3), и в этой области развивается анизотропная неустойчивость. С целью ускорения развития неустойчивости, чтобы она успела развиваться до прихода волны сжатия, в этих вариантах расчета величина случайных начальных флуктуаций плотности в узлах решетки задавалась порядка $\Delta\rho / \rho_0 \sim 10^{-2}$.

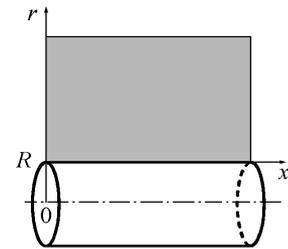


Рис. 5. Геометрия расчетной области в случае бесконечно длинных цилиндрических электродов. Сетка 150×150

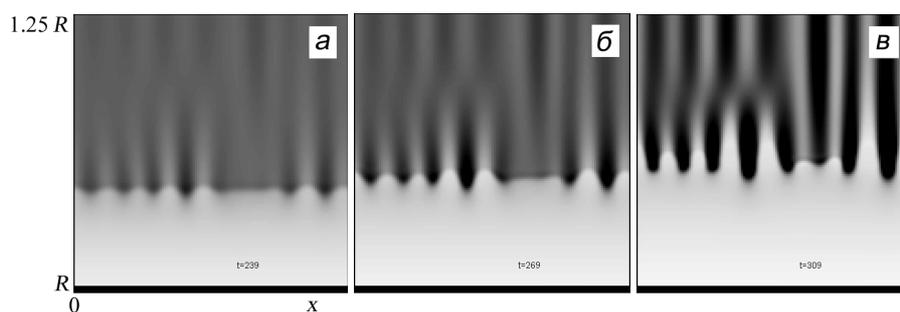


Рис. 6. Волна электрострикции и анизотропная неустойчивость вблизи элемента поверхности цилиндрического электрода. Время в тех же единицах, что и на рис. 3, равно $t = 80$ (а), 90 (б), 103 (в). Темным показана меньшая плотность (пар). Сетка 150×150 , $h = R / 600$. Начальное состояние жидкого диэлектрика $\tilde{\rho}_0 = 1.66$, $\tilde{T} = 0.9$

Кроме того, у поверхности электродов происходит образование неоднородностей плотности диэлектрика из-за влияния «шероховатости» электродов. Возле выступов электрическое поле больше, поэтому диэлектрик втягивается в эти области, и от них распространяются волны разрежения. Если расстояние между выступами достаточно мало, волны разрежения встречаются примерно посередине, и в этом месте из-за их интерференции образуется область пониженной плотности.

Нагляднее данный эффект показан на рис. 7 для плоских электродов с двумя выступами на одном из них. Интересно, что величина E/ρ , определяющая согласно закону Пашена вероятность пробоя, принимает максимальные значения не возле вершины острия, где электрическое поле максимально, а в зоне пониженной плотности между близко расположенными микроостриями на поверхности электродов. В этом месте величина E/ρ возрастает более, чем в 11 раз по сравнению с начальным значением. Такой эффект может служить новым механизмом зарождения пробоя на шероховатых поверхностях.

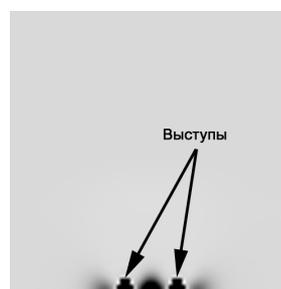


Рис. 7. Распределение величины E/ρ , определяющей согласно закону Пашена вероятность пробоя. Темным показаны зародыши с высокой вероятностью пробоя. $\tilde{A} = 30$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние сил электрострикции на электрогидродинамические течения жидких диэлектриков и на их последующий пробой в сильных электрических полях. Рассмотрено действие электрострикции в первоначально однородном электрическом поле. Теоретически и в расчетах продемонстрировано возникновение анизотропного распада жидкого диэлектрика с растворенным газом на систему парогазовых каналов в жидкости. Критические значения электрических полей, при которых возможен анизотропный распад такой бинарной смеси, значительно уменьшаются по сравнению с чистыми жидкими диэлектриками.

Проведены расчеты электрогидродинамических течений под действием неоднородного поля с возникновением волн электрострикции, в том числе и ударных. Показано, что в волне разрежения тоже может возникать анизотропный распад в сильных электрических полях. Кроме того, у поверхности электродов происходит образование неоднородностей плотности диэлектрика из-за влияния «шероховатости» электродов. При интерференции волн разрежения образуются области пониженной плотности, в которых возможно зарождение пробоя.

Показано, что в жидких диэлектриках при сильных электрических полях необходимо принимать во внимание влияние сил электрострикции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Яншин Э.В. Механизм импульсного электрического пробоя воды / Э.В. Яншин, И.Т. Овчинников, Ю.Н. Вершинин // Докл. Акад. наук. – 1974. – Т. 214. – № 6. – С. 1303–1306.
- [2] Коробейников С.М. Динамика электрострикционного давления у сферического электрода / С.М. Коробейников, Э.В. Яншин // ЖТФ. – 1983. – Т. 53. – № 10. – С. 2101–2104.
- [3] Коробейников С.М. Пузырьковая модель зажигания импульсного электрического разряда в жидкостях: автореф. дисс. ... д-ра физ.-мат. наук / С.М. Коробейников. – Новосибирск, 1997. – 310 с.
- [4] Kupershtokh A.L. Anisotropic instability of a dielectric liquid in a strong uniform electric field: Decay into a two-phase system of vapor filaments in a liquid / A.L. Kupershtokh, D.A. Medvedev // *Physical Review E*. – 2006. – Vol. 74. – № 2. – P. 021505 (5).
- [5] Kupershtokh A.L. Anisotropic electrohydrodynamic instability and decay of dielectric liquid into two-phase system of cylindrical vapor channels in a liquid / A.L. Kupershtokh, D.A. Medvedev // *Proc. 5th Conf. SFE, Grenoble, France, 2006*. – P. 173–178.
- [6] Kupershtokh A.L. Lattice Boltzmann equation method in electrohydrodynamic problems / A.L. Kupershtokh, D.A. Medvedev // *J. Electrostatics*. – 2006. – Vol. 64. – № 7–9. – P. 581–585.
- [7] Куперштох А.Л. Волны электрострикции и анизотропная неустойчивость жидких диэлектриков в неоднородном электрическом поле / А.Л. Куперштох, Д.А. Медведев // Доклады Всероссийской научно-технической конференции «Электрофизика материалов и установок», Новосибирск, 2007. – С. 185–192.
- [8] Shneider M.N. Theoretical study of the initial stage of sub-nanosecond pulsed breakdown in liquid dielectrics / M.N. Shneider, M. Pekker, A. Fridman // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. – 2012. – Vol. 19. – № 5. – P. 1579–1582.
- [9] Starikovskiy A. Pulsed nanosecond discharge development in liquids with various dielectric permittivity constants / A. Starikovskiy // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2013. – Vol. 22. – № 1. – P. 012001 (5).
- [10] Куперштох А.Л. Трехмерное моделирование методом ЛВЕ на гибридных GPU-кластерах распада бинарной смеси жидкого диэлектрика с растворенным газом на систему паразитных каналов / А.Л. Куперштох // Вычислительные методы и программирование. – 2012. – Т. 13. – С. 384–390.
- [11] Ландау Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1959. – 532 с.
- [12] Chen S. Lattice Boltzmann method for fluid flows / S. Chen, G. Doolen // *Annual Review of Fluid Mechanics*. – 1998. – Vol. 30. – P. 329–364.
- [13] Куперштох А.Л. Моделирование течений с границами раздела фаз жидкость-пар методом решеточных уравнений Больцмана / А.Л. Куперштох // Вестник НГУ: Серия «Математика, механика и информатика». – 2005. – Т. 5. – № 3. – С. 29–42.
- [14] Kupershtokh A.L. On equations of state in a lattice Boltzmann method / A.L. Kupershtokh, D.A. Medvedev, D.I. Karpov // *Computers and Mathematics with Applications*. – 2009. – Vol. 58. – № 5. – P. 965–974.

REFERENCES

- [1] Yanshin E.V., Ovchinnikov I.T., Vershinin Yu.N. Mechanism of a Pulsed Electric Breakdown of Water [The Mechanism of a Pulsed Electric Breakdown of Water] *Dokl. Acad. Nauk SSSR – Soviet Physics. Doklady*, 1974, vol. 19, pp. 658.
- [2] Korobeynikov S.M., Yanshin E.V. Dinamika jelektristikcionnogo davlenija u sfericheskogo jelektroda [Dynamics of the electrostriction pressure in a fluid near a spherical electrode] *Zhurnal tehniczeskoj fiziki – Soviet Physics: Technical Physics*, 1983, vol. 28, pp. 1288–2190.
- [3] Korobeynikov S.M. Puzyr'kovaja model' zazhiganija impul'snogo jelektricheskogo razrjada v zhidkostjah. Avtoref. diss. dokt. tekhn. nauk [Bubble model of inception of a pulsed electric discharge in liquids. Abstract of a thesis dr. tech. sci.]. Tomsk, Institute of High Current Electronics SB RAS Publ., 1997, 310 p.
- [4] Kupershtokh A.L., Medvedev D.A. Anisotropic instability of a dielectric liquid in a strong uniform electric field: Decay into a two-phase system of vapor filaments in a liquid. *Physical Review E*, 2006, vol. 74, no. 2, pp. 021505 (5). doi: 10.1103/PhysRevE.74.021505
- [5] Kupershtokh A.L., Medvedev D.A. Anisotropic electrohydrodynamic instability and decay of dielectric liquid into two-phase system of cylindrical vapor channels in a liquid. *Proc. 5th Conf. SFE (French Electrostatics Society)*, Grenoble, France, 2006, pp. 173–178.
- [6] Kupershtokh A.L., Medvedev D.A. Lattice Boltzmann equation method in electrohydrodynamic problems. *J. Electrostatics*, 2006, vol. 64, no. 7–9, pp. 581–585. doi: 10.1016/j.elstat.2005.10.012
- [7] Kupershtokh A.L., Medvedev D.A. Волны электрострикции и анизотропная неустойчивость жидких диэлектриков в неоднородном электрическом поле [Electrostriction waves and anisotropic instability of dielectric liquids in a nonuniform electric field]. Доклады Всероссийской научно-технической конференции «Электрофизика материалов и установок» [*Proc. Conf. «Electrophysics of Materials and Apparatus»*]. Новосибирск, 2007, pp. 185–192.
- [8] Shneider M.N., Pekker M., Fridman A. Theoretical study of the initial stage of sub-nanosecond pulsed breakdown in liquid dielectrics. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2012, vol. 19, no. 5, pp. 1579–1582. doi: 10.1109/TDEI.2012.6311503
- [9] Starikovskiy A. Pulsed nanosecond discharge development in liquids with various dielectric permittivity constants. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2013, vol. 22, no. 1, pp. 012001 (5). doi: 10.1088/0963-0252/22/1/012001

[10] Kupershtokh A.L. Trehmernoje modelirovanie metodom LBE na gibridnyh GPU-klasterah raspada binarnoj smesi zhidkogo dielektrika s rastvorennym gazom na sistemu parogazovyh kanalov [Three-dimensional LBE simulations on hybrid GPU-clusters of the decay of a binary mixture of liquid dielectrics with a solute gas to a system of gas-vapor channels] *Вычислительные методы и программирование – Numerical Methods and Programming*, 2012, vol. 13, pp. 384–390. Available at: http://num-meth. srcc. msu. ru/zhurnal/tom_2012/pdf/v13r142. pdf

[11] Landau L.D., Lifshitz E.M. *Electrodynamics of Continuous Media*. Oxford, Pergamon Press Inc., 1985, 532 p.

[12] Chen S., Doolen G. Lattice Boltzmann method for fluid flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1998, vol. 30, pp. 329–364. Accession Number: WOS:000071880700013

[13] Kupershtokh A.L. Modelirovanie techenij s granicami razdela faz zhidkost'-par metodom reshetochnyh uravnenij Bol'cmana [Simulation of flows with liquid-vapor interfaces by the lattice Boltzmann method]. *Vestnik NGU: Serija «Matematika, mehanika i informatika» – Vestnik NGU (Quarterly Journal of Novosibirsk State Univ.), Series: Math., Mech. and Informatics*, 2005, vol. 5, no. 3, pp. 29–42.

[14] Kupershtokh A.L., Medvedev D.A., Karpov D.I. On equations of state in a lattice Boltzmann method. *Computers and Mathematics with Applications*, 2009, vol. 58, no. 5, pp. 965–974. doi: 10.1016/j.camwa.2009.02.024

Куперштох Александр Леонидович, доктор физико-математических наук, доцент, заведующий лабораторией механики многофазных сред и кумуляции Института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН. Основное направление научных исследований – пробой жидких диэлектриков, компьютерное моделирование систем жидкость-пар методом решеточных уравнений Больцмана. Имеет более 100 публикаций, в том числе 4 монографии. E-mail: skn@hydro.nsc.ru

Медведев Дмитрий Александрович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН. Основное направление научных исследований – механика жидкости, газа и плазмы, пробой жидких диэлектриков, компьютерное моделирование методом решеточных уравнений Больцмана. Имеет более 40 публикаций, в том числе 2 монографии. E-mail: dmedv@hydro.nsc.ru

A.L. Kupershtokh, D.A. Medvedev

Electrostriction mechanisms of inception of electrical breakdown in dielectric liquids under the action of strong electric fields

We investigated the influence of electrostriction forces on electrohydrodynamic flows in dielectric liquids and on the electric breakdown of liquids in strong electric fields. The anisotropic instability and decay of binary mixture of dielectric liquids with a dissolved gas under the action of an initially uniform strong electric field were studied. This decay can occur due to the electrostriction forces. As a result, the gas-vapor channels in a liquid oriented along the electric field were generated. We used the lattice Boltzmann method for computer simulations of electrohydrodynamic flows. The electrostrictive compression and rarefaction waves are generated in a nonuniform electric field between two concentric cylindrical or spherical electrodes. The analytical solutions were obtained for cylindrical and spherical electrodes. The density and velocity distributions obtained in the computer simulations agree well with the analytical solution. In nonuniform electric fields, the anisotropic decay is also possible in the region of the rarefaction wave and also in the region in which rarefaction waves arising due to a roughness of the electrodes can interfere.

Key words: breakdown of dielectric liquids, strong electric fields, electrostriction, electrohydrodynamic flows, binary mixtures, gas-vapor channels, lattice Boltzmann equation, computer simulations.