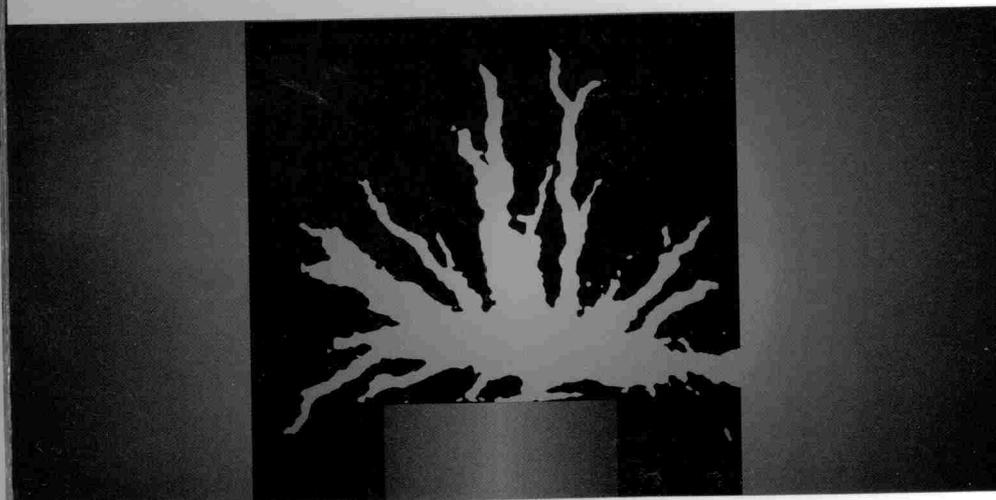


НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

**ЭЛЕКТРОФИЗИКА
МАТЕРИАЛОВ
И УСТАНОВОК**



СБОРНИК ДОКЛАДОВ

**Новосибирск
9-12 января 2007 года**

Моделирование роста стримеров в жидком диэлектрике по механизму анизотропного спиноподального распада в электрическом поле

А.Л. Куперитох, Д.И. Карпов

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН
проспект Лаврентьева 15, 630090 Новосибирск
тел. +7(383)333-32-49, e-mail: karpov@hydro.nsc.ru

Введение

С самого начала изучения явления электрического пробоя в жидких диэлектриках выделились два принципиально различных подхода, которые затем легли в основу более 15 теорий пробоя жидкостей, рассматриваемых в литературе [1]. Один из подходов фактически заимствован из физики газового разряда и предполагает возможность развития ионизационных процессов в сильном электрическом поле непосредственно в жидкости. Согласно другому подходу разряд в жидкости является следствием разряда в газовых полостях, которые либо уже присутствовали в жидкости, либо образовались вследствие воздействия напряжения (электролиз, вскипание, электрострикционные явления, ЭГД течения) [2-6]. Ни одна из предложенных теорий не объясняет в полной мере механизма формирования и развития в жидком диэлектрике разветвленных стримерных каналов, развитие которых, собственно, и приводит к пробую.

В настоящей работе предлагается механизм роста каналов сверхбыстрых стримеров в жидких диэлектриках под действием сильного электрического поля. На основе предложенного механизма разработана модель развития пробоя в жидкостях.

Известно, что в сильном электрическом поле критическая точка вещества смещается на $T - \rho$ диаграмме в область более высоких температур [7]. Вместе с критической точкой также происходит смещение кривой сосуществования жидкой и газообразной фаз (бинодали) и границы термодинамически устойчивых состояний (спиноподали). Величина смещения пропорциональна квадрату электрического поля в диэлектрике. Таким образом, под действием сильного электрического поля состояние жидкости, ранее термодинамически устойчивое, может стать неустойчивым по отношению к фазовому переходу жидкость-пар (на диаграмме состояний вещества изображающая состояние точка окажется под спиноподалью). В работах [8,9] было показано, что в жидком диэлектрике в достаточно сильном электрическом поле под действием сил электрострикции может развиваться анизотропная электрогидродинамическая неустойчивость. При этом, в жидкости формируется система тонких паровых каналов, ориентированных вдоль напряженности электрического поля. В окрестности острейшего электрода или перед вершиной стримера эти каналы будут иметь вид веера (рис. 1). Плотность вещества в каналах гораздо меньше плотности жидкости, поэтому при определенных условиях возможно зажигание в них газового разряда. В результате, один или несколько каналов становятся проводящими.

Вследствие переноса зарядов вдоль такого канала электрическое поле перед его вершиной возрастает, и анизотропная неустойчивость может развиваться в новой области диэлектрика, в которой состояния вещества окажутся ниже локальных спинодалей. Таким образом, шаг за шагом может происходить распространение и ветвление вершин стримерной структуры. Скорость вершины канала является фазовой, поэтому может быть весьма высокой.

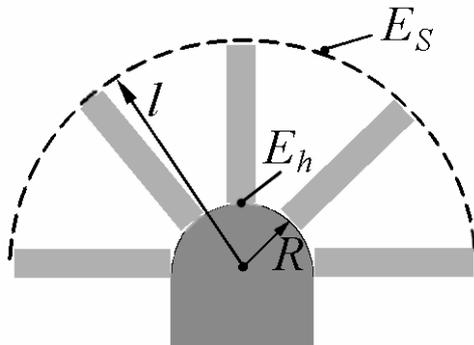


Рис. 1. Схема возникновения веера каналов пониженной плотности в области высокого электрического поля перед вершиной стримера с радиусом головки R , где состояние вещества находится ниже локальных спинодалей $E > E_S$.

Критерий формирования каналов

Граница области устойчивости чистых жидкостей к фазовому переходу в электрическом поле («новая» спинодаль) определяется из уравнения [8,9]:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T = \frac{E_S^2 \rho_0}{8\pi} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2}\right)_T. \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность, p — давление, T — температура, ε — диэлектрическая проницаемость жидкости. Величина E_S представляет собой напряженность электрического поля, при которой спинодаль проходит через точку начального состояния жидкости с плотностью ρ_0 и температурой T_0 . В той области диэлектрика, где напряженность электрического поля в жидкости

$$E > E_S, \quad (2)$$

может сформироваться «веер» паровых каналов.

В [8,9] получена формула для инкремента анизотропной электрогидродинамической неустойчивости

$$\gamma = G(E^2 - E_S^2), \quad (3)$$

где для распада чистых жидкостей $G = \frac{\rho_0}{8\pi b} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \rho^2}\right)_T$. Здесь $b = (4/3\mu + \xi)/\rho_0$, μ

и ξ — динамическая и вторая вязкости.

Аналогичный эффект — сдвиг критической точки в сильном электрическом поле — наблюдается также и в бинарных системах жидкость–газ [10]. Сдвиг по температуре пропорционален величине $(\partial^2 \varepsilon / \partial \phi^2)_T$, где ϕ — объемная плотность газового компонента. В бинарных системах, в которых эта величина положительна, в сильных электрических полях возможен анизотропный распад,

приводящий к образованию цилиндрических газовых каналов в жидкости.

Локальное электрическое поле в диэлектрике изменяется во времени, соответственно изменяется и значение инкремента неустойчивости для каждого сегмента зарождающихся паровых каналов. Поэтому, для расчета изменения плотности в каждом канале использовалась формула, включающая интегрирование во времени,

$$\rho = \rho_0 - \Delta\rho_0 \exp\left(\int_0^t \gamma(E) dt\right), \quad (4)$$

где $\Delta\rho_0 \ll \rho_0$ – начальная амплитуда возмущений плотности.

Экспоненциальный рост возмущений плотности происходит только на начальной линейной стадии, а затем на нелинейной стадии рост возмущений замедляется. Тем не менее, мы использовали в каждом сегменте формулу (4) в качестве оценки изменения плотности вплоть до пробоя пара (в бинарной смеси – газа).

Предполагалось, что в образовавшихся цилиндрических каналах низкой плотности происходит электрический разряд в соответствии с законом Пашена для разряда в газах.

Если локальное электрическое поле выше критического значения для развития неустойчивости в течение достаточного времени, то плотность вещества в сегментах каналов опускается ниже значений, при которых возможен газовый разряд, и этот сегмент становится проводящим. Ветвь кривой Пашена, соответствующая сильным полям и плотным газам, аппроксимировалась линейной зависимостью электрического поля пробоя от плотности. Если для сегмента канала выполнялось условие

$$E_i / \rho_i > A - \delta_i, \quad (5)$$

то этот сегмент становился новой ветвью проводящей стримерной структуры. Здесь E_i – проекция электрического поля на направление вдоль сегмента канала i , ρ_i – плотность пара внутри него, а δ_i – случайные флуктуации.

Полагая, что электрический заряд канала стримера преимущественно сконцентрирован на поверхности его головки, можно приближенно считать, что распределение электрического поля в окрестности оси z перед головкой есть суперпозиция внешнего однородного поля E_0 и поля от сферического заряда,

$$E(r) = E_0 + (E_h - E_0)(R/r)^2, \quad (6)$$

где r – расстояние от центра полусферической головки канала.

В области вблизи головки, где поле наиболее сильное, плотность в каналах быстро падает со временем до газовой. Однако, это не является достаточным условием разряда в этом участке канала. Необходимо также, чтобы длина участка низкой плотности была достаточной для развития в нем электронных лавин. На рис. 2 показано изменение относительной плотности вещества вдоль парового канала перед головкой стримера в разные моменты времени, рассчитанное по формулам (4) и (6) в предположении постоянства электрического поля E_h . Длина участка канала с низкой плотностью, при которой возможно за-

жигание разряда в канале, сначала быстро увеличивается, но потом рост замедляется вследствие уменьшения инкремента (3) с расстоянием r . Этим можно объяснить ступенчатый характер роста. Для упрощения модели предполагалось, что эта длина примерно совпадает с расстоянием от головки стримера до поверхности $E = E_S$. Момент возникновения лавины в газовой фазе мы считали редким случайным событием, поэтому для случайных флуктуаций δ использовалось экспоненциальное распределение $f(\delta) = \exp(-\delta/g)/g$. Параметры A и g определяют среднее значение электрической прочности пара (газа) в канале.

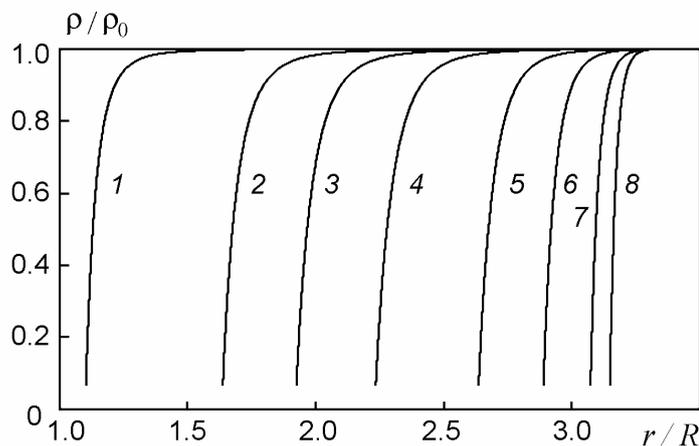


Рис. 2. Изменение плотности вещества вдоль парового канала в разные моменты времени от момента подачи напряжения. $t = 0.1$ (1), 0.5 (2), 1.0 (3), 2.0 (4), 5.0 (5), 10.0 (6), 20.0 (7), 30.0 (8). $l/R = 3.33$.

Скорость распространения вершины канала

Рассмотрим распространение прямолинейного канала стримера между электродами. Если электрическое поле перед вершиной стримера E_h остается примерно постоянным, можно оценить зависимость средней скорости распространения вершины от локального электрического поля.

Предполагается, что паровой канал длины $(l - R)$, который формировался в течение времени τ_i , становится проводящим при выполнении условия (5). Надежных данных о времени спиnodального распада даже в отсутствие электрического поля, а также данных о времени релаксации заряда в каналах стримера, в литературе нет. Косвенные оценки по экспериментальным данным [11,12] дают значения электропроводности в диапазоне $10^{-2} - 10^{-1} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$. Такие же значения электропроводности в каналах возникали при моделировании распространения стримерных структур в [13]. При этом характерные времена релаксации заряда $\tau_p \sim 10^{-11}$ с. Время распада метастабильных состояний жидкости, полученное в расчетах методом молекулярной динамики [14], порядка 10–20 нс.

Опираясь на эти данные, считаем, что релаксация заряда в новом сегменте канала происходит намного быстрее, чем спиnodальная декомпозиция, и средняя скорость вершины канала, в основном, определяется временем развития неустойчивости τ_i . Тогда, имеем

$$\langle u \rangle = (l - R) / \tau_i. \quad (7)$$

Характерное время развития анизотропной неустойчивости τ_i можно оценить из (3) и (4) как

$$\tau_i = \frac{1}{\gamma(E_h)} \ln \left(\frac{\rho_0 - E_h / A}{\Delta \rho_0} \right). \quad (8)$$

Из (6) можно получить выражение для границы области, в которой $E > E_S$

$$l = R \sqrt{(E_h - E_0) / (E_S - E_0)}. \quad (9)$$

Из (7), используя (8) и (9), получаем оценку средней скорости распространения вершины стримера

$$\langle u \rangle = B \frac{(\sqrt{(e - e_0) / (1 - e_0)} - 1)(e^2 - 1)}{\ln((\rho_0 - E_S e / A) / \Delta \rho_0)}, \quad \text{где } B = \frac{R}{b} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T. \quad (10)$$

Здесь $e = E_h / E_S$ и $e_0 = E_0 / E_S$.

Проводимость каналов

Точный расчет состояния плазмы и ее проводимости σ во всех каналах стримерной структуры в каждый момент времени на сегодняшний день невозможен из-за сложности этой задачи. Поэтому использовалась предложенная ранее модель импульсной проводимости каналов стримера [15]. Рассмотрим один линейный сегмент стримерной структуры. Плазма, образовавшаяся в этом сегменте в результате первого разряда в нем, со временем распадается. Проводимость сегмента при этом падает практически до нуля. В модели считается, что сегмент становится непроводящим ($\sigma = 0$), если локальное электрическое поле в нем становится меньше некоторого порогового значения $E_i < E_{cr}$. Если затем в какой-то момент времени электрическое поле в сегменте канала вновь становится достаточно большим и выполняется стохастический критерий зажигания разряда внутри него

$$E_i > E_{**} - \tilde{\delta}_i, \quad (11)$$

то этот сегмент снова становится проводящим с проводимостью σ_0 . Для случайных флуктуаций $\tilde{\delta}$ использовалось экспоненциальное распределение $\varphi(\tilde{\delta}) = \exp(-\tilde{\delta} / \tilde{g}) / \tilde{g}$. Параметры E_{**} и \tilde{g} определяют среднее значение электрической прочности пара (газа) в канале.

Для расчета переноса заряда вдоль проводящих сегментов канала использовались закон сохранения заряда и закон Ома

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\text{div } \mathbf{j}, \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (12)$$

Распределение электрического поля в межэлектродном промежутке рассчитывалось на каждом шаге по времени из уравнения Пуассона

$$\text{div}(\varepsilon \nabla \varphi) = -4\pi q, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad (13)$$

с граничными условиями $\varphi = 0$ и $\varphi = V_0$ на верхнем и нижнем электродах.

Результаты моделирования

Типичный вид ветвящихся структур, полученных при использовании предложенной модели распространения стримеров приведен на рис. 3. Длина острейного электрода была равна 22 узлам сетки, а межэлектродное расстояние $d = 28$. Остальные значения параметров в безразмерных единицах были: $A = 6$, $g = 0.5$, $\Delta\rho_0 / \rho_0 = 0.001$, $E_{**} = 0.83$, $\tilde{g} = 0.17$, $E_{cr} = 0.17$, $\sigma_0 = 0.025$. Элементы, в текущий момент времени находящиеся в проводящем состоянии, показаны белым цветом, а в непроводящем – черным цветом. Распределение электрического потенциала в центральном сечении межэлектродного промежутка показано градициями серого цвета. Сразу после включения напряжения в окрестности острия формируется веер коротких стримерных каналов, растущих с большой скоростью. Далее, несколько из этих каналов могут вырваться вперед.

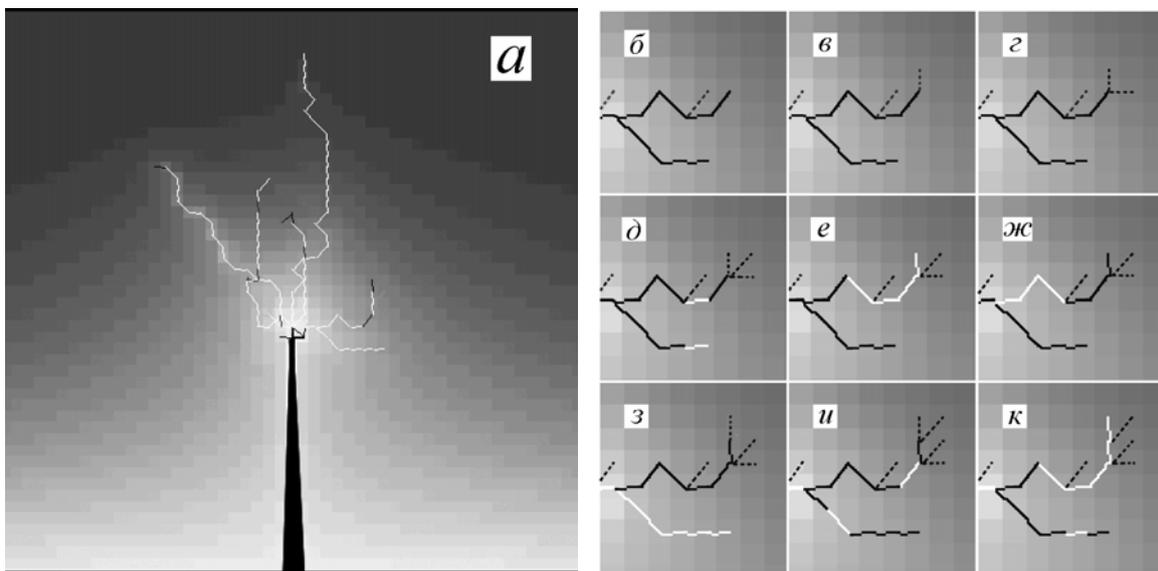


Рис. 3. Типичный вид стримерной структуры (а) и пример роста небольшой ее части при $t = 30000$ (б), 30400 (в), 30600 (г), 31000 (д), 31200 (е), 32800 (ж), 35200 (з), 35600 (и), 35800 (к).

Здесь же показан в деталях рост небольшой части стримерной структуры, приведенной на рис. 3,а. В соответствии с механизмом локального анизотропного распада диэлектрика (1) – (4) с любого кончика существующей структуры может возникнуть веер паровых каналов (отмечены пунктиром) (см. рис. 3,в,г,д). Когда плотность паровых каналов падает достаточно сильно, то в одном или в нескольких из них могут выполняться условия газового разряда (5). То есть, эти сегменты становятся проводящими (рис. 3,е). Таким образом можно объяснить ветвление каналов, которое возникает с некоторой вероятностью.

Заключение

Таким образом, предложена модель распространения вершин стримерной структуры в сильных электрических полях на основе механизма анизотропного распада чистых жидкостей и бинарных смесей жидкость–газ. В рамках данной модели находят объяснение: ступенчатое развитие стримерной структуры, сверхбыстрое распространение вершины стримера, формирование веера тонких

каналов на вершине электрода и перед головкой стримера, а также эффект потери прозрачности жидкостью в некоторой области вблизи острия непосредственно перед возникновением светящихся каналов стримера, который экспериментально наблюдался Ю.Н. Вершининым с коллегами в работе [16].

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 06-08-01006-а).

Литература

1. Ушаков В. Я. Импульсный электрический пробой жидкостей: Автореф. дисс. ... доктора техн. наук. – Томск, 1973. – 42 с.
2. Сканави Г. И. Физика диэлектриков. Область сильных полей. – М.: ГИФМЛ, 1958. – 908 с.
3. Krasucky Z. Breakdown of liquid dielectrics // Proc. Royal Society. Ser. A. Mathematical and Physical Sciences. 1966. V. 294, N 1438. P. 393–404.
4. Sharbaugh A. H., Devins J. C., Rzed S. J. Progress in the field of electric breakdown in dielectric liquids // IEEE Transactions on Electrical Insulation. 1978. V. 13. P. 249–276.
5. Коробейников С. М. О роли пузырьков в электрическом пробое жидкостей. Предпробойные процессы // ТВТ. 1998. Т. 36, № 3. С. 362–367.
6. Коробейников С. М. О роли пузырьков в электрическом пробое жидкостей. Сопоставление с экспериментом // ТВТ. 1998. Т. 36, № 4. С. 541–547.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Гос. изд-во. физ.-мат. литературы. 1959. – 532 с.
8. Куперштох А. Л., Медведев Д. А. Анизотропная неустойчивость жидких диэлектриков к распаду жидкость-пар в сильных электрических полях // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 14. С. 72–80.
9. 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 // Phys. Rev. E. 2006. V. 74, N 2. P. 021505(1–5).
10. Debye P., Kleboth K. Electrical field effect on critical opalescence // J. Chem. Phys. V. 32, N 9. P. 3155–3162.
11. Gavrilov I. M., Kukhta V. R., Lopatin V. V., Petrov P. G. Dynamics of prebreakdown phenomena in non-uniform field in water // IEEE Trans. Diel. Elec. Insul. 1994. V. 1, N 3. P. 496–502.
12. Torshin Yu. V. Spatial structure and parameters of the predischage channels in dielectric liquids of various molecular structure // 14th Int. Conf. on Dielectric Liquids (ICDL), Graz, Austria, 2002, pp. 103–106.
13. Куперштох А. Л., Карпов Д. И. Моделирование роста стримеров в жидких диэлектриках с учетом гидродинамического расширения проводящих каналов. // Доклады VII Межд. научной конф. "Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей", Санкт-Петербург, Изд-во СПбГУ, 2003. С. 148–151.
14. Байдаков В. Г. О механизме формирования зародышей новой фазы в области сильной метастабильности // Докл. Акад. наук. 2004. Т. 394, № 2. С. 179–182.
15. Куперштох А. Л., Карпов Д. И. Моделирование развития разрядных структур в жидких диэлектриках с учетом импульсной проводимости каналов // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 9. С. 79–86.
16. Яншин Э. В., Овчинников И. Т., Вершинин Ю. Н. Оптические исследования предпробойных явлений в воде в наносекундном диапазоне // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 10. С. 2067–2074.