

03;04

Моделирование развития ветвящихся разрядных структур в жидких диэлектриках с учетом импульсной проводимости каналов

© А.Л. Куперштох, Д.И. Карпов

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск
E-mail: skn@hydro.nsc.ru

Поступило в Редакцию 13 декабря 2005 г.

Предложена модель развития ветвящихся разрядных структур в диэлектриках, в которой проводимость отдельных участков разрядных каналов носит импульсный характер. Проведенные расчеты показывают, что при учете импульсного характера проводимости в стохастической модели роста стримеров удастся качественно описать основные закономерности развития разрядных структур в жидких диэлектриках.

PACS: 52.80.Wq, 77.22.Jr

Пробой жидкого диэлектрика возникает вслед за замыканием межэлектродного промежутка развивающейся в диэлектрике разрядной (стримерной) структурой. Условия, в которых происходит разряд (приложенное напряжение, геометрия разрядного промежутка, давление и др.) определяют характеристики процесса роста стримерных структур: их форму, скорость роста, ток в цепи, напряженность электрического поля перед головкой канала, радиус каналов, а также состояние вещества в каналах и степень его ионизации. В [1] дано обоснование гипотезе о самосогласованности скорости роста, радиуса вершины канала и локального электрического поля перед вершиной канала стримера. В работе [2] впервые было предложено связать вероятность роста (фактически, скорость распространения) каждой из вершин разрядной структуры с локальным электрическим полем перед вершиной при фиксированных внешних условиях (давлении, температуре и т.д.). На основании этого подхода было предложено несколько новых критериев роста [3–5], детальный анализ которых был выполнен в [6,7].

Предложенные в [2,4–6,8] стохастические модели роста разрядных структур позволили качественно описать сложную форму разрядных структур в пространстве и основные стохастические закономерности их инициирования и формирования, а также другие явления.

Свойства разрядных структур, в принципе, можно рассчитать, решая самосогласованную задачу роста проводящей структуры с учетом переноса зарядов и перераспределения электрического поля в разрядном промежутке, а также гидродинамических течений.

Степень ионизации вещества в плазме канала определяет проводимость канала и зависит от энерговыделения в канале, плотности и состава плазмы, потерь энергии на расширение канала и излучение. Однако расчет состава и, особенно, электропроводности плазмы одновременно во множестве развивающихся каналов разрядной структуры в каждый момент времени ее эволюции при неоднородном распределении характеристик по сечению каналов на сегодняшний день невозможен, в большой степени из-за значительной разницы масштабов диаметра каналов стримера ($\sim 10 \mu\text{m}$) и величины межэлектродного промежутка (от $\sim 1 \text{mm}$ до $\sim 10 \text{cm}$).

Выполненные ранее расчеты роста структур с постоянной проводимостью показали, что от значения средней проводимости каналов зависят как скорость роста, так и геометрическая форма ветвящейся структуры [6,9].

Однако электрический ток в цепи во время развития структуры разряда в жидких диэлектриках имеет импульсную составляющую [10,11]. Импульсы тока коррелируют со вспышками света, испускаемой структурой или ее отдельными участками. При этом вспышки света часто отделены друг от друга достаточно продолжительными интервалами времени. Фактически, это означает, что перенос зарядов вдоль каналов может осуществляться импульсно, за счет микрозарядов в отдельных частях каналов, а проводимость каналов носит импульсный характер во времени и локальный в пространстве. При этом во время развития разряда проводимость в каналах стримера в целом относительно низкая, за исключением тех моментов, когда в участках каналов происходят микрозаряды.

В [12] для описания развития стримеров уже предлагалась модель, в которой перенос заряда в структуре происходил за счет частичных зарядов в каждом ее элементе. Однако в этой модели уравнения, описывающие релаксацию зарядов, не рассматривались, т.е. микро-

разряд в элементе происходил мгновенно (бесконечная локальная проводимость).

В настоящей работе смоделирована динамика стримеров в жидких диэлектриках, с учетом релаксации зарядов в каждом элементе канала при импульсном характере проводимости. Распределения температуры и состава плазмы и соответственно ее электропроводности по сечению каналов не рассматривались, так же как и гидродинамика расширения каналов.

Разрядная структура представляется как система тонких проводящих элементов — участков разрядных каналов. Новые элементы каналов разряда образуются, если локальная напряженность поля в диэлектрике превышает критическое значение E_* . Для описания роста и ветвления каналов использовался флуктуационный критерий роста [3,6], согласно которому новый проводящий элемент на одном из участков периметра разрядной структуры возникает за один шаг по времени τ , если

$$E_i > E_* - \delta_i, \quad (1)$$

где E_i — проекция напряженности локального электрического поля в диэлектрике на направление, вдоль которого образуется новый элемент i . Случайная величина δ_i учитывает флуктуации, обусловленные локальными неоднородностями жидкости („критического“ поля E_*), а также флуктуации микрополей в диэлектрике по сравнению с локальным средним полем E_i . Критическое значение E_* уменьшается при увеличении длительности шага по времени. Аналогичная зависимость существует между „электрической прочностью“ жидкости и длительностью действия напряжения (вольт-секундная характеристика).

В экспериментах наблюдается резкая зависимость вероятности пробоя от напряженности поля в промежутке. Для флуктуаций δ использовалось экспоненциальное распределение вероятностей.

$$f(\delta) = \exp(-\delta/g). \quad (2)$$

В диапазоне предпробойных полей определяющую роль в выполнении условия (1) играют достаточно заметные значения δ , возникающие статистически редко на хвосте распределения. Ширина распределения g представляет собой характерный масштаб флуктуаций δ . Параметр g и зависимость $E_*(\tau)$ описывают характерную динамическую электрическую прочность конкретного диэлектрика.

В [7,9] из рассмотрения вероятности возникновения нового элемента структуры длины h за шаг по времени τ , согласно уравнениям (1) и (2), была получена зависимость средней скорости роста вершины стримера от локального электрического поля E

$$v(E) = A \exp(E/g), \quad \text{где } A = \frac{h}{\tau} \exp(-E_*/g). \quad (3)$$

При этом скорость роста напрямую не связана с радиусом головки стримера, так как последняя тоже должна соответствовать локальному электрическому полю E [1].

Для расчета электрического поля \mathbf{E} и потенциала φ в разрядном промежутке на каждом шаге по времени использовались уравнения электростатики:

$$\operatorname{div}(\varepsilon \mathbf{E}) = 4\pi\rho, \quad \mathbf{E} = -\nabla\varphi, \quad (4)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость, ρ — плотность зарядов.

Перенос зарядов вдоль ветвей стримерной структуры описывался уравнениями:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}\mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}, \quad (5)$$

где \mathbf{j} — плотность электрического тока в каналах разрядной структуры, σ — удельная электропроводность. Проводимость диэлектрика считалась равной нулю.

Микрозаряд в элементе канала уже существующей стримерной структуры возникал, если электрическое поле в этом элементе

$$E > E_{ign} - \tilde{\delta}, \quad (6)$$

где E_{ign} — характерное поле зажигания микрозаряда, $\tilde{\delta}$ — случайная величина, учитывающая флуктуации. Для $\tilde{\delta}$ также использовалось экспоненциальное распределение вероятностей $f(\tilde{\delta}) = \exp(-\tilde{\delta}/\tilde{g})/\tilde{g}$. В случае возникновения микрозаряда проводимость в элементе канала становилась равной постоянной величине Λ . Изменением радиуса каналов со временем пренебрегалось. После зажигания микрозаряда канал оставался проводящим до тех пор, пока напряженность электрического поля внутри него не падала ниже некоторого критического значения E_{cr} . Если это происходило, то микрозаряд в этом элементе структуры прекращался и проводимость элемента канала становилась равной нулю.

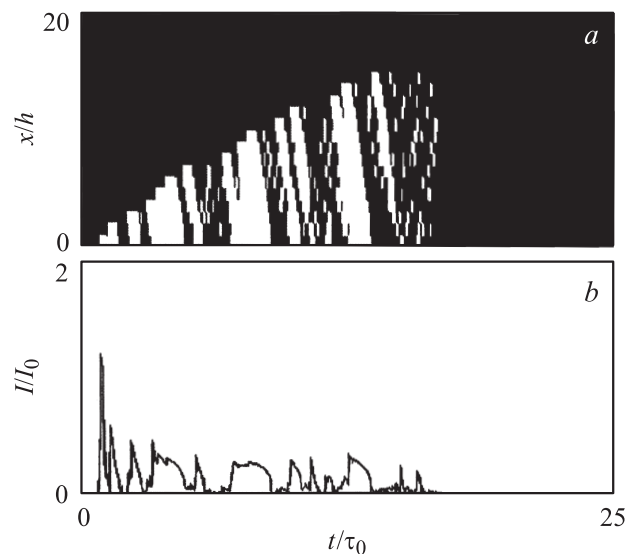


Рис. 1. Распространение линейного канала: *a* — $x-t$ диаграмма эволюции проводимости для случая роста одиночного линейного канала, белым показаны проводящие („светящиеся“) участки канала; *b* — ток в цепи. $V/V_0 = 2.3$.

Проверка выполнения условий роста структуры (1), а также возникновения микрозарядов (6) и их прекращения во всех элементах структуры осуществлялась на каждом шаге по времени.

Задача решалась в трехмерной области на кубической сетке размером $50 \times 50 \times 50$ узлов. Рост стримера начинался с выступа на одном из электродов. Противоположный плоский электрод отстоял от острия на расстоянии d . Коэффициент неоднородности поля был ≈ 7.6 . Для перехода к безразмерным единицам удобно было выбрать масштабы E_* , h , $\tau_0 = h/\Lambda$, через которые были выражены все остальные параметры модели: $g/E_* = 0.05$, $E_{ign}/E_* = 0.25$, $E_{cr}/E_* = 0.033$, $\tilde{g}/E_* = 0.023$, $\tau/\tau_0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$, $d/h = 28$. В качестве масштабов тока и напряжения принимались величины $I_0 = \Lambda E_* h$ и $V_0 = E_*/h$.

На рис. 1 представлены результаты моделирования прямолинейного канала, возникающего на острейшем электроде. На $x-t$ диаграмме (рис. 1, *a*) видно, что область проводимости может возникнуть в любом участке канала, где электрическое поле достаточно большое. Перенос

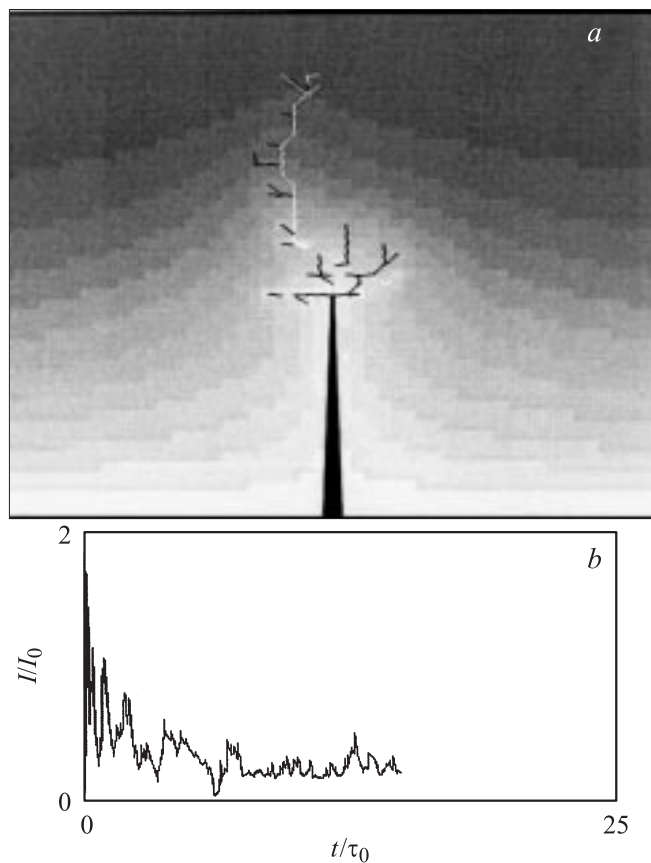


Рис. 2. *a* — вид ветвящейся стримерной структуры, оттенками серого показано распределение электрического потенциала в центральном сечении разрядного промежутка; *b* — электрический ток в цепи. $V/V_0 = 3.0$.

заряда в проводящих элементах приводит к падению поля на этом участке и увеличению напряженности в соседних непроводящих участках. В результате через некоторое время могут произойти микрозаряды и в соседних участках. Таким образом, по каналу в обе стороны распространяются волны проводимости. Во многих экспериментальных работах, например, [10,11] отмечены „волны свечения“, распространяющиеся

вдоль каналов разрядной структуры. Естественно предположить, что эти области соответствуют зонам энерговыделения, т.е. повышенной проводимости.

Каждый микроразряд в некотором элементе канала приводит к поляризации этого элемента, что сопровождается импульсом тока во внешней цепи (рис. 1, *b*). Для элементов, удаленных от электродов, этому соответствует импульс тока малой интенсивности. Импульсы тока большой интенсивности соответствуют разрядам в участках канала, прилегающих к электроду.

Основные закономерности распространения волн проводимости вдоль каналов остаются справедливыми и при развитии ветвящихся структур (рис. 2, *a*). В каждый момент времени большая часть ветвей структуры находится в непроводящем состоянии (показаны черным цветом). Тем не менее, развитие структуры происходит непрерывно за счет тех ветвей, в которых время от времени происходит энерговыделение (показаны белым цветом). При достаточно частом следовании импульсов тока конечной длительности во внешней цепи появляется непрерывная составляющая тока (рис. 2, *b*). В экспериментах [13] ветви, в которых долго не происходило выделение энергии (отсутствовал электрический ток), могли со временем распасться на фрагменты и затем исчезнуть даже при поданном напряжении. Выполненные расчеты соответствуют развитию достаточно быстрых разрядных структур, для которых процесс распада каналов можно не учитывать. Таким образом, рост стримерной структуры поддерживается за счет волн проводимости, возникающих в ее отдельных ветвях.

Полученные результаты хорошо согласуются с наблюдениями импульсного электрического разряда в жидкостях. Предложенная модель позволяет объяснить импульсный характер светимости и токов стримеров, наблюдаемый в эксперименте.

Список литературы

- [1] *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997. 320 с.
- [2] *Niemeyer L., Pietronero L., Wiesman H.J.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1033–1036.
- [3] *Куперштох А.Л.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 10. С. 647–649.

- [4] *Lopatin V.V., Noskov M.D., Kukhta V.R.* // Proc. 11th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. IEEE. N 93CH3204-5. Baden-Dättwil, Switzerland, 1993. P. 204–208.
- [5] *Biller P.* // Proc. 11th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids, IEEE. N 93CH3204-5. Baden-Dättwil, Switzerland, 1993. P. 199–203.
- [6] *Karpov D.I., Kupershtokh A.L.* // Conf. Record. 1998. IEEE. Int. Symp. on Electrical Insulation. IEEE. N 98CH36239. Arlington, USA, 1998. P. 607–610.
- [7] *Kupershtokh A.L., Charalambakos V., Agoris D., Karpov D.I.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 936–946.
- [8] *Ershov A.P., Kupershtokh A.L.* // Proc. 11th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. IEEE N 93CH3204-5. Baden-Dättwil, Switzerland, 1993. P. 194–198.
- [9] *Kupershtokh A.L.* // Proc. 12th Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. IEEE. N 96CH35981. Roma, Italy, 1996. P. 210–213.
- [10] *Lesaint O., Massala G.* // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. 1998. V. 5. N 3. P. 360–370.
- [11] *Torshin Yu.* // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. 2003. V. 10. N 6. P. 933–741.
- [12] *Noskov M.D., Malinovski A.S., Sack M., Schwab A.J.* // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. 2000. V. 7. N 6. P. 725–733.
- [13] *McKenny P.J., McCrath P.B.* // IEEE Trans. on Electrical Insulation. 1984. V. 19. N 2. P. 93–100.