

## ФЛУКТУАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ПРОБОЯ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

*А.Л. Куперингох*

Многочисленные экспериментальные данные указывают на важную роль стохастических процессов при пробое жидких диэлектриков: статистическое время запаздывания начала пробоя после подачи напряжения на промежуток, несимметричная структура системы стримеров, невозпроизводимость детальной формы разряда и места его возникновения. Интересно, что из-за сильной неравновесности системы ветвистая структура проводящей зоны имеет фрактальную (нецелую) размерность

Одной из первых попыток смоделировать форму возникающих структур является работа Савады с сотрудниками [1], которая основана на модели развития клеточных колоний (Иден, 1961). Нимейер, Пьетронеро, Висман [2] сделали следующий шаг и связали вероятность роста с разностью потенциалов в соседних узлах расчетной сетки (т.е. с электрическим полем). Причем распределение потенциала находилось из решения уравнения Лапласа вне растущей структуры, что соответствует пределу эквипотенциальности проводящей фазы. По этой модели выполнено много работ для различной геометрии межэлектродного промежутка как для плоского, так и для трехмерного пробоя [3-6]. Однако при таком подходе имеется ряд принципиальных недостатков: нет порогового характера пробоя от величины электрического поля, отсутствует статистическое время запаздывания начала пробоя. Кроме того, для быстрых наносекундных разрядов в конденсированных диэлектриках основное предположение этой модели об эквипотенциальности проводящей фазы может стать неверным. На отсутствие полной релаксации заряда вдоль проводящих ветвей указывают, например, экспериментальные данные о том, что скорость распространения по мере приближения разряда от анода к катоду для быстрых разрядов сильно не увеличивается. Было бы иначе, если бы релаксация заряда и, соответственно, вытеснение электрического поля успевали происходить.

В пределе же, когда при малом времени формирования структуры пробоя полная релаксация заряда не успевает происходить, поле не будет сильно отличаться от предпробойного  $E_0$ . Такой случай, по-видимому, реализуется при наносекундных пробоях ( $\tau \sim 1$  нс) в процессе развития первичных стримерных каналов, электропроводность которых меньше  $\sigma \sim 1 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$  [7, 8].

В работах [8, 9] исследована динамика стримерного разряда в твердых и жидких полупроводниках - численно решалась задача о пробое с учетом конечной подвижности носителей заряда, возникающих из-за термополевой диссоциации и ионизации. Расчеты показывают, что при  $E_0 \sim 10^9 \text{ В/м}$  происходит пробой с анода с характерным временем  $t \sim 10$  нс и  $\sigma \sim 0.1 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ . При этом максимальная напряженность поля в волне проводимости, распространяющейся от анода к катоду, в каждый момент времени не успевает возрасти и не превышает  $E \sim 5 E_0$  (полной релаксации заряда нет). Этот механизм доминирует при повышении давления для наносекундных пробоев с анода, когда подавляется пузырьковый механизм [10].

В данной работе рассматривается случай, соответствующий такому режиму. Предлагается считать, что процесс роста приближенно описывается критерием типа порогового: если локальное поле  $E > E_* + \delta$ , то в этой области возникает новый участок проводящей фазы [11]. Здесь  $E_*$  - характеристика вещества, физический смысл которой есть среднее (идеальное) пороговое поле пробоя, а  $\delta$  - случайные флуктуации критического поля, возникающие вследствие многих причин. Важнейшей из них является статистический характер возбужденных состояний колебательных степеней свободы молекул и электронных конфигураций. Кроме того, сильное влияние оказывают неоднородности диэлектрика в пространстве. Ясно, что определяющую роль играют отрицательные значения флуктуаций  $\delta$ . Причем достаточно заметные флуктуации возникают статистически редко на дальнем крыле распределения.

В условие пробоя входит локальное электрическое поле  $E$ , которое зависит от приложенного напряжения к промежутку и его геометрии, а также от локальной конфигурации проводящей структуры в окрестности анализируемой точки. В частности, у более толстых концов поле слабее. Для учета структурного фактора использована модель так называемых "клеточных" автоматов.

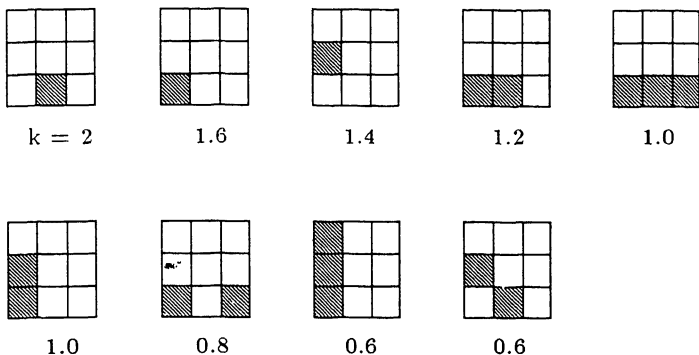


Рис. 1. Анизотропный клеточный автомат: центральная клетка становится проводящей, если  $E > E_c + \delta$ , где  $E = kE_0$ .

В отличие от разностных схем в моделях клеточных автоматов, предложенных впервые в 1948 г. фон Нейманом и Уламом, дискретны не только пространство и время, но и все остальные физические величины могут принимать лишь конечное множество дискретных значений. Кроме того, правило определения нового состояния каждой ячейки зависит от локальных значений функций только в соседних ячейках. В соответствии с этим для случая, соответствующего плоскому пробое между параллельными электродами, в настоящей работе построен анизотропный клеточный автомат, согласно которому локальное "поле"  $E$  определяется по некоторой таблице основных "клеточных" конфигураций состояний соседних узлов сетки  $E = kE_0$  (рис. 1). После задания начальных условий происходит эволюция системы во времени. При этом клеточный автомат, учитывая по методу Монте-Карло флуктуации критической напряженности поля в текущей точке, порождает те или иные конфигурации электрического пробоя.

Использованный подход близок по идеологии к моделям "решеточных газов" [12], широко используемых при компьютерном моделировании, когда за счет сознательного уменьшения количественной информации о процессе удается описать рост неустойчивостей и установить качественные закономерности даже на поздних стадиях в принципе нелинейных.

При реализации описанной модели в данной работе удалось получить все основные качественные эффекты, наблюдаемые в экспериментах [7, 10, 13-15].

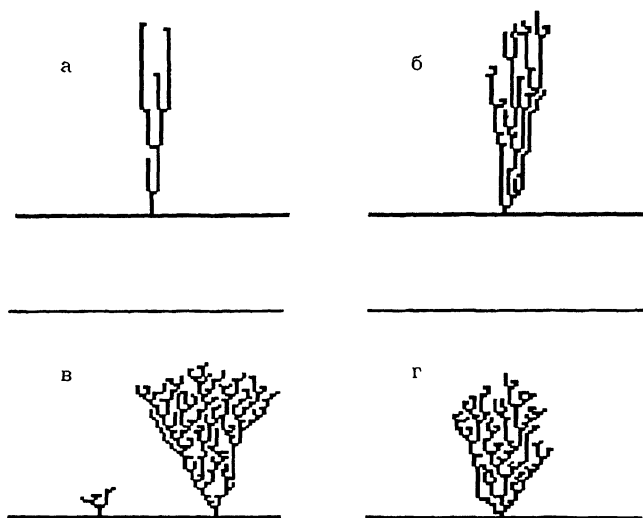


Рис. 2. Структуры пробоя при  $E_0$ : а - 1.0; б - 1.1; в, г - 1.15 ( $E_* = 2$ , единицы условные). Сетка  $80 \times 80$ .

На рис. 2 приведены результаты моделирования для нескольких значений начального приложенного электрического поля. При увеличении исходной напряженности поля растущая структура (существенно несимметричная) принимает все более выраженный кистевидный характер, возможно зарождение второй и последующих растущих структур. При неизменных начальных параметрах процесса место возникновения и детальная форма разрядов носят стохастический характер

Для построения зависимости среднего времени запаздывания начала пробоя  $\langle t \rangle$  от приложенного электрического поля  $E_0$  проведено большое количество численных экспериментов (400 для каждой точки). Четко воспроизводится спадающая зависимость (рис. 3а), наблюдаемая в экспериментах [15], и пороговый характер пробоя:  $E_{кр} \approx 1$  для  $E_* = 2$  (единицы условные). При более низких полях времена сильно увеличиваются, и на самом деле пробой успевает реализоваться раньше по "пузырьковому" механизму [15].

Для фиксированного  $E_0$  важна информация не только о среднем времени  $\langle t \rangle$ , но и вид функции распределения  $dN/dt$ . Полученная для  $E_0 = 1.2$  гистограмма приведена на рис. 3б и объясняет экспериментальные результаты

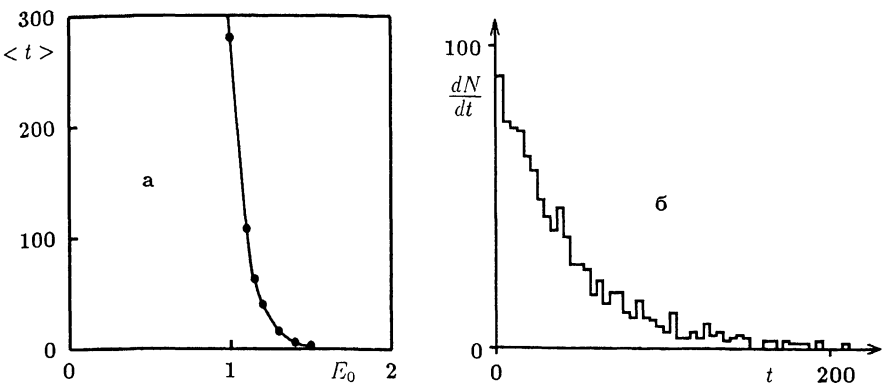


Рис 3. а зависимость среднего времени запаздывания начала пробоя  $\langle t \rangle$  от  $E_0$ ; б функция распределения времен запаздывания начала пробоя при фиксированном  $E_0 = 1,2$  (число событий - 1000).

[10]. Ее вид качественно не меняется при разных функциях распределения флуктуаций  $\delta$ , т.к. действительно должно получаться распределение близкое к пуассоновскому при малых вероятностях пробоя на каждом шаге по времени.

Не представляет сложности использовать предложенный метод для моделирования возникновения и роста структур пробоя в трех измерениях.

Таким образом, в рамках изложенного подхода удалось учесть основные стохастические аспекты пробоя, не анализируя физический механизм на микроуровне. Это свидетельствует о важной роли вероятностных процессов, учет которых предложен в данной модели в виде флуктуаций в локальном пороговом условии пробоя. В детерминированной же физической модели распространения проводящей фазы при пробое конденсированного диэлектрика [8] удастся смоделировать только симметричный рост единичного начального возмущения на электроде. Полное описание механизма пробоя, по-видимому, может дать разумное сочетание флуктуационной модели с моделью [8].

Заметим, что условие критической напряженности поля имеет достаточно общий смысл. В частности, оно не противоречит гипотезе, предложенной в работе [16, 17] о том, что распространение стримерных каналов происходит по механизму хрупкого разрушения сплошной среды под действием локального электрического поля вблизи острых вершин стримера

## Список литературы

- [1] Sawada Y , Ohta S , Yamazaki M , Honjo H // Phys Rev A 1982 V.26. P.3557.
- [2] Niemeyer L , Pietronero L., Wiesmann H J // Phys. Rev Lett 1984 V 52. N 12. P.1033-1036
- [3] Мюрат М //Фракталы в физике Труды VI международного симп по фракталам в физике. Триест, Италия, 1985. М : Мир, 1988. С 234-237
- [4] Сатпати С // *ibid.* С 238-243
- [5] Петров И И , Петрова Г И // Письма в ЖТФ 1992 Т 18 Вып 3 С.14-18
- [6] Evertsz C // Phys. Rev A 1990 V 41 N 4 P 1830-1842
- [7] Ушаков В Я Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск. изд -во ТГУ, 1975 256 с
- [8] Косенков В М., Кускова И И // ЖТФ 1987. Т 57 Вып 10 С 2017-2020.
- [9] Кускова И И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т.15. Вып.23. С.56-60.
- [10] Климкин В.Ф. // ЖТФ. 1990. Т 60 Вып 6. С 161-163
- [11] Куперштох А.Л // Тез. докл. V Всесоюзной школы "Физика импульсных разрядов в конденсированных средах" Николаев, 1991. С.56-57.
- [12] Bibliography for NATO Workshop on Lattice Gas Methods for PDE'S Theory, Applications and Hardware // Physica D 1991 V 47 P 299-337
- [13] Климкин В.Ф. // ЖТФ 1986 Т 56 Вып.10 С 2041-2043
- [14] Klimkin V F. // 10 Intern. Conf on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. Grenoble, France, 1990 P 484-488
- [15] Klimkin V F. // *ibid.* P.574-578.
- [16] Уваров В.Л // ЖТФ. 1987. Т 57. Вып 10. С.2004-2008
- [17] Кривицкий Е В // ЖТФ. 1991. Т.61. Вып.1. С.9-13

Институт гидродинамики  
им. М.А.Лаврентьева СО РАН

Поступила в Редакцию  
11 августа 1992 г.