

01;04

Численное моделирование динамики формирования микроструктуры токовых каналов атмосферных наносекундных разрядов в однородном электрическом поле

© А.А. Тренькин

Российский Федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область,
e-mail: karelin@ntc.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 12 января 2010 г.)

Приведены результаты моделирования формирования микроструктуры токовых каналов атмосферных наносекундных разрядов в однородном электрическом поле за счет развития неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии и последующих циклических распадов лавины. Показано, что усиление электрического поля на фронте ионизации за счет собственного поля лавины приводит к сокращению длины пути между последовательными распадами лавины, при этом после нескольких распадов ионизованный газ переходит в плазменное состояние. Исследовано влияние малых возмущений электрического поля на динамику процесса формирования микроструктуры, в результате чего установлена возможность „вынужденного“ распада лавины в момент воздействия возмущений.

Введение

В ряде работ [1–7] по исследованию высоковольтных перенапряженных наносекундных разрядов в воздухе атмосферного давления экспериментально обнаружена микроструктура токовых каналов, представляющая собой совокупность каналов микрометрического диаметра. Так, в диффузных разрядах в промежутке проволочка, параллельная плоскости, обнаружены микроканалы с диаметрами $\Delta_{\text{mic}} = 1\text{--}10\ \mu\text{m}$, объединенные в скопления $N_{\text{mic}} \approx 1000$ штук [1–3]; в промежутке стержень (катод)–плоскость $\Delta_{\text{mic}} = 5\text{--}20\ \mu\text{m}$, $N_{\text{mic}} = 170\text{--}9500$ [4]. Микроструктура обнаружена и в искровом разряде в однородном и резко неоднородном промежутках, где токовый канал диаметром 0.4 mm представлял собой скопление $N_{\text{mic}} \approx 600\text{--}900$ микроканалов диаметром 5–10 μm [5].

В работах [6,7] была обнаружена микроструктура наносекундного бесстримерного разряда в однородных воздушных промежутках ($\Delta_{\text{mic}} = 10\text{--}30\ \mu\text{m}$, $N_{\text{mic}} \approx 100$), что позволило предложить в качестве механизма формирования микроструктуры в однородных полях развитие неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии. Там же была обоснована энергетическая целесообразность микроструктурирования и построена физическая модель формирования микроструктуры разряда. В результате обобщения данных по формированию микроструктуры в высоковольтных наносекундных разрядах было показано, что микроструктурирование токовых каналов разрядов в резко неоднородной геометрии возможно за счет развития ионизационной неустойчивости как в лавинной, так и в плазменной фазах [8].

В настоящей работе на основании предложенной в [6,7] физической модели выполнено численное моделирование формирования микроструктуры токовых кана-

лов атмосферных наносекундных разрядов в однородном электрическом поле за счет развития неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии с учетом влияния собственного поля лавины и ее электростатического расталкивания. Результаты моделирования согласуются с экспериментальными данными [6,7] и свидетельствуют о сокращении длины пути между последовательными распадами лавины за счет влияния собственного электрического поля лавины и переходе ионизованного газа в микроканалах в плазменное состояние.

Описание модели

Модель формирования микроструктуры разряда в однородном электрическом поле напряженностью E_{gap} сводится к следующему [6,7]. Зародившаяся в точке $z = 0$ (ось Oz направлена противоположно полю) электронная лавина развивается до тех пор, пока не выполнится условие

$$R \geq \frac{2\pi\sqrt{D_e}}{\sqrt{\alpha v_{\text{dr}}}},$$

где R — радиус головки лавины, α — эффективный коэффициент ионизации Таунсенда, v_{dr} и D_e — дрейфовая скорость и коэффициент диффузии электронов. В этот момент диаметр головки лавины достигает критического значения, при котором развивается неустойчивость и происходит распад лавины по основной моде на четыре вторичных лавины радиусом $R/4$ каждая. Двигаясь к аноду, эти лавины аналогичным образом распадаются и их число растет.

Электрическое поле на переднем фронте (фронте ионизации) лавины вычислялось как сумма внешнего

поля в промежутке и собственного поля лавины [9]:

$$E = E_{gap} + \frac{Ne}{4\pi\epsilon_0 R^2}.$$

Это поле определяло дрейфовую скорость и эффективный коэффициент ионизации Таунсенда:

$$v_{dr}(E) = \mu E,$$

$$\alpha(E) = pA \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right),$$

где μ — подвижность электронов, $p = 760$ Торр — давление газа, $A = 8.6$ (см · Торр)⁻¹, $B = 254$ V/(см · Торр).

Диффузионный радиус лавины определялся по формуле, полученной из решения задачи диффузии при условии конечного размера области концентрации электронов в начальный момент:

$$R_d = \sqrt{\frac{3}{5} \left[\left(\frac{R_k}{4}\right)^2 + 10D_e t \right]},$$

где t — время, отсчитываемое от момента распада предыдущей лавины, а R_k — радиус лавины в момент предыдущего распада. Число электронов в лавине N определялось выражением

$$N_i = N_{i-1} \exp(\alpha v_{dr} \Delta t),$$

где N_{i-1} — число электронов на предыдущем шаге расчета, при этом сразу после распада $N_i = N_{i-1}/4$. Радиус, определяемый электростатическим расталкиванием электронов в лавине, вычислялся как [9]

$$R_e = \left(\frac{eN}{4\pi\epsilon_0 \alpha E} \right)^{1/3} \exp\left(\frac{\alpha v_{dr} \Delta t}{3}\right),$$

где e — заряд электрона, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. При этом в качестве радиуса лавины R принимался наибольший из R_d и R_e . Дебаевский радиус вычислялся по формуле

$$R_{deb} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_e}}.$$

Здесь T — температура электронов, k_B — постоянная Больцмана. При этом концентрация электронов n_e в лавине вычислялась как

$$n_e = \frac{N}{\frac{4}{3}\pi R^3}.$$

При исследовании воздействия возмущений электрического поля на динамику процесса развития лавины внешнее поле задавалось как

$$E_{gap}(t) = \begin{cases} E_{gap} & \text{при } t < t_1 \text{ и } t > t_2, \\ E_{gap} + \Delta E & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2. \end{cases}$$

Здесь t_1 — момент начала, t_2 — момент окончания ступенчатого импульса воздействия ΔE на фоне поля в промежутке E_{gap} .

Результаты моделирования и их обсуждение

Моделирование динамики формирования микроструктуры разрядов в однородных промежутках выполнено для диапазона полей $E_{gap} = 30\text{--}50$ kV/cm. На рис. 1–3 представлены результаты расчетов развития лавины в поле напряженностью $E_{gap} = 40$ kV/cm.

Видно, что после первого распада система переходит в нелинейный режим, поле на фронте ионизации резко возрастает, затем наблюдается небольшой спад за счет диффузионного расширения лавины и вновь резкий рост. В этот момент происходит второй распад, при этом путь до второго распада уменьшается примерно втрое. Рост локального поля, а следовательно и скорости, на фронте областей повышенной концентрации электронов, возникающих в результате неустойчивости лавины, ведет к их выдвиганию вперед относительно общего фона исходной лавины и дальнейшему развитию в качестве самостоятельных „микролавины“.

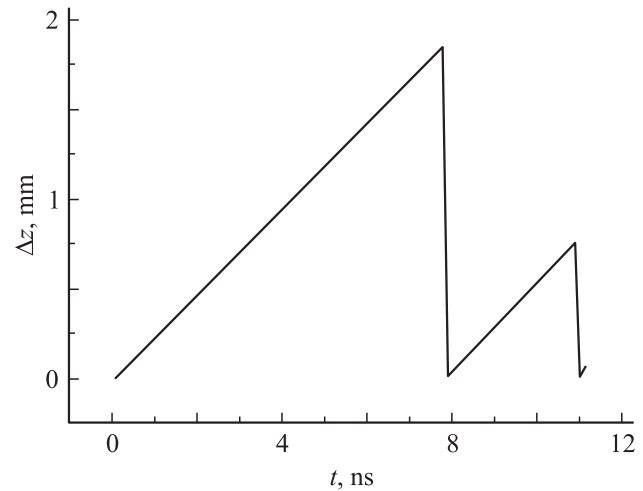


Рис. 1. Путь между распадами лавины.

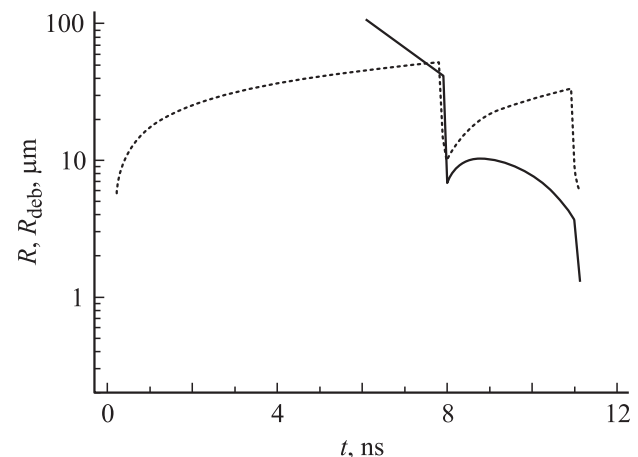


Рис. 2. Радиус лавины (пунктир) и дебаевский радиус (сплошная кривая).

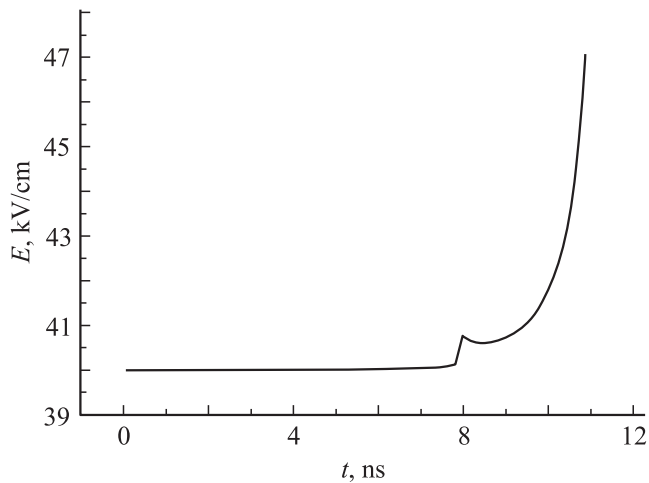


Рис. 3. Электрическое поле на фронте ионизации.

Расчеты показывают (рис. 2), что после первого распада рост концентрации электронов приводит к тому, что дебаевский радиус становится меньше размера лавины, затем оба параметра растут, но далее рост R_{deb} замедляется и он начинает убывать вплоть до следующего распада. Продолжить вычисления далее не удалось, поскольку вследствие сильной взаимозависимости числа электронов и поля на фронте лавины указанные параметры в расчете стремились к бесконечности. Вместе с тем, однако, уменьшение дебаевского радиуса относительно текущего размера свидетельствует о постепенном переходе ионизованного газа в плазменное состояние. К этому моменту лавина пройдет путь $z \approx 2.7$ mm и для $E_{gap} = 40$ kV/cm получим $\alpha z \approx 14$. Это свидетельствует о том, что наличие микроструктуры ускоряет переход ионизованного газа в микроканалах в плазменное состояние по сравнению с моделью сплошного канала (лавино-стримерный переход при $\alpha z \approx 20$ [9]). Дальнейшее рассмотрение динамики процессов выходит, вообще говоря, за рамки лавинного приближения. Вместе с тем в процессе перехода ионизованного газа в микроканалах в плазменное состояние электрическое поле постепенно вытесняется из лавины, в результате чего изменяется закон его спада — поле спадает более медленно по сравнению с квадратичным законом, используемым в модели. При этом, как показывают расчеты, в силу вступает электростатическое расталкивание электронов в лавине, поле на ее фронте уменьшается, что, по-видимому, должно привести к повторению цикла — появлению третьего и, возможно, последующих распадов.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о реализации циклического режима с последовательным уменьшением продолжительности циклов. Так, для соответствия расчетного количества микроканалов экспериментальным данным [5–7] необходимо 3–4 цикла. Можно сказать при этом, что первый распад электронной лавины инициирует каскад последующих

распадов и, по сути, предопределяет переход газа в проводящее состояние.

На рис. 4 представлено отношение длин пути до первого распада Δz_1 к пути до второго распада Δz_2 для диапазона полей 30–50 kV/cm. Интересно отметить, что данное отношение близко к постоянной Фейгенбаума $\delta = 4.669 \dots$ и с ростом напряженности поля стремится к δ , что, по-видимому, свидетельствует о применимости сценария Фейгенбаума возникновения бифуркций состояний нелинейной динамической системы [10] при описании процесса самоорганизации пространственной микроканальной структуры разрядов.

Как указывалось выше, возникновение первого распада лавины инициирует переход газа в проводящее состояние, в связи с чем представляет интерес исследование влияния малого по амплитуде и длительности возмущения электрического поля в качестве инициирующего каскад последовательных распадов лавины. В расчетах полагалось $\Delta E \ll E_{gap}$ и $t_2 - t_1 \ll t_{k1}$, где t_{k1} — интер-

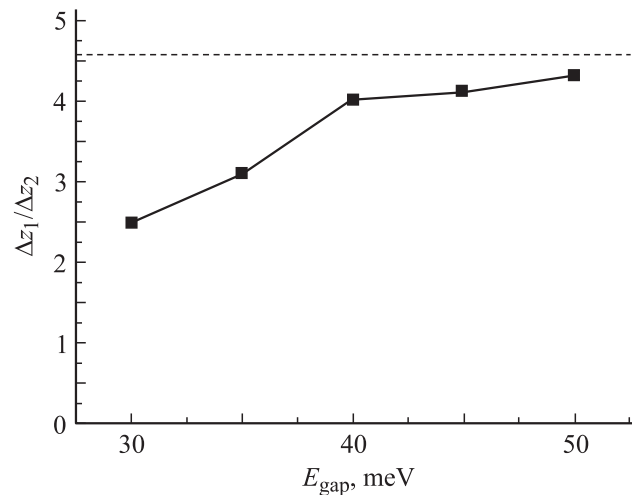


Рис. 4. Отношение длин пути до первого распада Δz_1 к пути до второго распада Δz_2 в зависимости от напряженности поля в промежутке. Пунктир соответствует значению $\delta = 4.669 \dots$

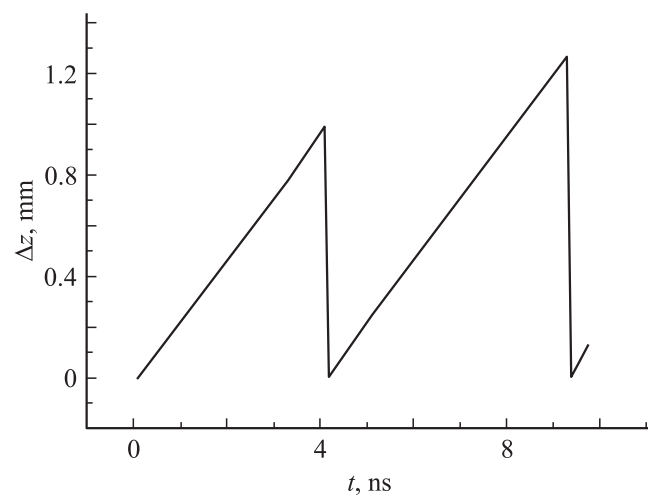


Рис. 5. Путь между распадами лавины.

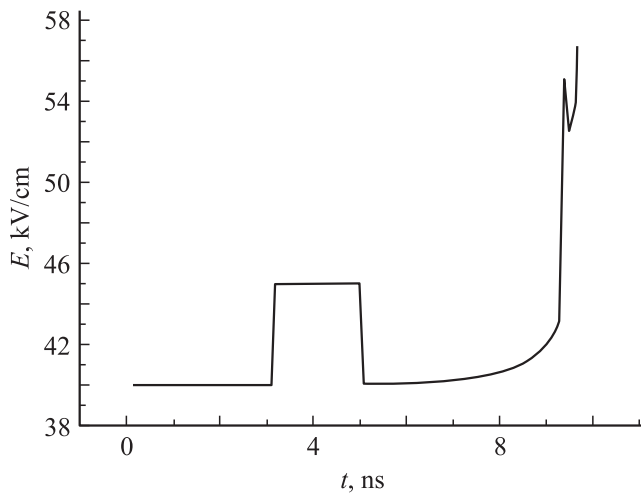


Рис. 6. Электрическое поле на фронте ионизации.

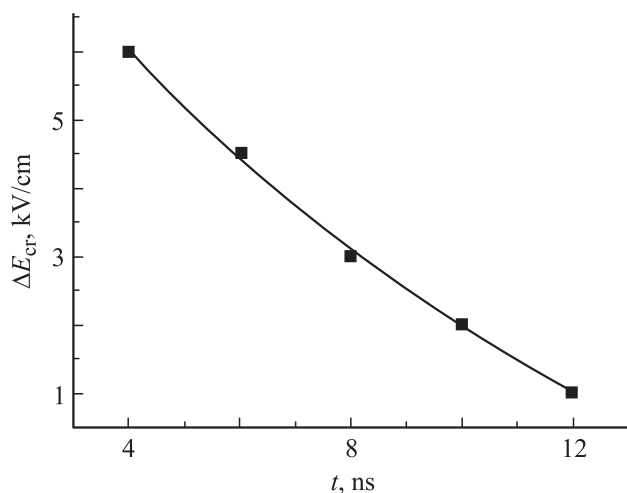


Рис. 7. Зависимость критического значения амплитуды воздействия от момента начала воздействия ($E_{\text{gap}} = 35 \text{ kV/cm}$, $t_2 - t_1 = 3 \text{ ns}$, $t_{k1} = 18 \text{ ns}$).

вал времени до первого распада для невозмущенного варианта. Результаты расчетов при $E_{\text{gap}} = 40 \text{ kV/cm}$, $\Delta E = 5 \text{ kV/cm}$, $t_1 = 3 \text{ ns}$, $t_2 = 5 \text{ ns}$ приведены на рис. 5, 6. Видно, что после 4 ns в результате воздействия происходит „вынужденный“ распад лавины. Следует отметить существенную зависимость характера поведения системы от изменения амплитуды и длительности воздействия. Так, при тех же параметрах, но более коротком воздействии $t_1 = 3$, $t_2 = 4 \text{ ns}$, существенных различий в поведении системы относительно невозмущенного варианта (рис. 1–3) не наблюдалось.

На рис. 7 представлена зависимость критического значения амплитуды воздействия ΔE_{cr} (значения, при котором происходит „вынужденный“ распад лавины в момент воздействия) от момента начала воздействия. Зависимость $\Delta E_{\text{cr}}(t)$ носит экспоненциальный характер, так что при приближении к критической точке — моменту первого распада — необходимая для его вынуж-

ненного инициирования амплитуда возмущения резко убывает и кроме того сильно зависит от напряженности поля в промежутке E_{gap} . Так, при $E_{\text{gap}} = 45 \text{ kV/cm}$ ($t_2 - t_1 = 0.5 \text{ ns}$, $t_{k1} = 4 \text{ ns}$) показатель экспоненты в зависимости $\Delta E_{\text{cr}}(t)$ возрастает почти на порядок. Необходимо также отметить, что при амплитуде воздействия, недостаточной для вынужденного распада лавины, происходит сокращение интервала времени между первым и вторым распадом, а в случае отрицательного значения ΔE — увеличение интервала. Такой „эффект памяти“ обусловлен, по-видимому, изменением начальных условий развития системы непосредственно после первого распада относительно невозмущенного варианта.

Заключение

На основании предложенной в [6,7] физической модели выполнено численное моделирование формирования микроструктуры токовых каналов атмосферных наносекундных разрядов в однородном электрическом поле за счет развития неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии с учетом влияния собственного поля лавины и ее электростатического расталкивания. Показано, что усиление электрического поля на фронте ионизации за счет собственного поля лавины приводит к сокращению длины пути до последующего распада лавины, при этом после нескольких распадов ионизованный газ переходит в плазменное состояние. Исследовано влияние малых возмущений электрического поля на динамику процесса формирования микроструктуры, в результате чего установлена возможность „вынужденного“ распада лавины в момент воздействия.

Список литературы

- [1] Павловский А.И., Буранов С.Н. и др. // Proc. 20th ICPIG. Piza, Italy, 1991. Vol. 2. P. 464–465.
- [2] Буранов С.Н., Горохов В.В. и др. // КЭ. 1991. Т. 18. Вып. 7. С. 891–893.
- [3] Буранов С.Н., Горохов В.В. и др. // Сб. науч. тр. Саров, 1998. С. 39–67.
- [4] Ретьев А.Г., Репин П.Б., Покровский В.С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 56–62.
- [5] Перминов А.В., Тренькин А.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 9. С. 52–55.
- [6] Тренькин А.А., Карелин В.И. // Изв. вузов. Физика. 2007. № 9. Приложение. С. 22–25.
- [7] Тренькин А.А., Карелин В.И. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 3. С. 29–35.
- [8] Карелин В.И., Тренькин А.А. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 9. С. 134–137.
- [9] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
- [10] Данилов Ю.А. Лекции по нелинейной динамике. Элементарное введение. М.: КомКнига, 2006.