

04;12

Формирование микроструктуры высоковольтных наносекундных диффузных разрядов в резко неоднородной геометрии

© В.И. Карелин, А.А. Тренькин

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

(Поступило в Редакцию 17 декабря 2007 г.)

Для высоковольтных наносекундных разрядов в резко неоднородной геометрии показана возможность развития ионизационной неустойчивости как в лавинной, так и в плазменной фазах, имеющих соответственно длинноволновый и коротковолновый характер. Конкретная реализация обуславливается распределением электрического поля в прикатодной области и эмиссионной способностью катода. Формирующаяся в обоих случаях пространственная структура разряда самоподобна.

PACS: 52.35.-q, 52.80.-s

В [1,2] была обнаружена микроструктура токовых каналов при пробое однородных воздушных промежутков импульсами напряжения наносекундного диапазона в электрических полях, недостаточных для образования стримера. Токовые каналы представляют собой совокупность микроканалов диаметром 10–30 μm . Показано, что микроструктура образуется за счет длинноволновой неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии (распад лавин), а формирование микроканалов предшествует переходу газа в плазменное состояние; пространственная структура разряда является фрактальной.

В резко неоднородных высоковольтных промежутках вблизи катода с малым радиусом кривизны существенна автоэлектронная эмиссия, и переход в плазменное состояние может произойти раньше развития неустойчивости лавин. В этом случае ионизационная неустойчивость плазменного канала имеет коротковолновый характер [3–7]. Так, в высоковольтном диффузном разряде наносекундного диапазона в промежутке, образованном провололочкой (катод), параллельной плоскости, обнаружен регулярный характер поперечной многоканальной структуры разряда [8]. Регулярная канальная структура объясняется развитием неустойчивости на границе образующейся прикатодной плазмы, при этом токовые каналы состоят из микроканалов диаметром 1–10 μm [9–11]. Микроструктура обнаружена и в высоковольтных наносекундных искровом и диффузном разрядах в промежутках стержень (катод)—плоскость [12,13].

Анализ результатов исследований [1,2,8–14] показывает, что при переходе от однородного к резко неоднородным высоковольтным промежуткам происходит смена механизма развития ионизационной неустойчивости. В настоящей работе рассмотрены условия развития неустойчивости в лавинной и плазменной фазах, а также влияние характера неустойчивости на формирование пространственной структуры разряда в резко неоднородном промежутке (коронирующий

электрод—катод). Показано, что в прикатодной области пространственная структура высоковольтных разрядов в резко неоднородной геометрии также является фрактальной.

В резко неоднородных высоковольтных промежутках инициирующие лавины электроны возникают за счет эмиссии с катода. Последняя определяется в основном состоянием поверхности катода. Для катодов, поверхность которых специально не обрабатывалась, напряженность поля, при которой автоэлектронная эмиссия становится заметной составляет $E_e = 10^5 - 10^6 \text{ V/cm}$ [15]. В зависимости от плотности эмиссионного тока j и напряженности поля лавины могут либо распадаться, либо перекрываться. В перекрывшихся лавинах, в свою очередь, может развиваться длинноволновая ионизационная неустойчивость. Другим предельным случаем является образование вблизи катода слоя ионизованного газа с отрицательно заряженной внешней границей и переход этого слоя в плазменное состояние.

Для развития неустойчивости лавин в неоднородном поле необходимо выполнение критерия [1,2].

$$\alpha(z)E(z) \int_{z_0}^z \frac{dz}{E(z)} \geq \pi^2, \quad (1)$$

где $\alpha(z)$ — эффективный коэффициент ионизации Таунсенда, z_0 — координата точки инициирования лавины.

Если при $E \leq E_e$ (E_e — поле, при котором эмиссия электронов приводит к перекрытию инициированных ею лавин), условие (1) выполнено, произойдет распад лавин аналогично [1,2].

В случае невыполнения критерия (1) лавины могут перекрыться, образовав сплошной отрицательно заряженный слой. Определим время, необходимое для перекрытия лавин. Полагая, что каждый эмиссионный электрон инициирует отдельную лавину, для объемной

плотности лавин n_a имеем

$$n_a = \frac{j}{ev_e},$$

где e — заряд электрона, v_e — скорость эмиссионных электронов. В единичном сечении, перпендикулярном полю, число лавин равно $n_a^{2/3}$ и условие их перекрытия есть

$$\pi n_a^{2/3} r_a^2 \geq 1,$$

где r_a — радиус лавины. Полагая радиус лавины в момент перекрытия равным $r_a = \sqrt{4D_e t_c}$, где D_e — коэффициент диффузии электронов, t_c — время перекрытия, и приравняв v_e дрейфовой скорости электронов v_{dr} , найдем

$$t_c = \frac{(ev_{dr})^{2/3}}{4\pi D_e j^{2/3}}.$$

После перекрытия лавин облегчается развитие неустойчивости, поскольку поперечный полю размер электронного слоя много больше, чем в отдельной лавине, а неустойчивость имеет длинноволновый характер. Время развития неустойчивости $t_{inst} \sim (\alpha v_{dr})^{-1}$. Если t_{inst} меньше времени формирования плазмы t_p , произойдет распад в лавинной фазе, в противном случае образование микроструктуры будет обусловлено плазменной неустойчивостью. Поскольку рассматриваемые процессы происходят в фазе роста напряжения, для корректного описания необходимо, чтобы на временах t_c , t_p , t_{inst} напряжение на промежутке менялось незначительно:

$$\frac{U_e}{dU/(dt)} \gg t_c, t_p, t_{inst},$$

где U_e соответствует E_e .

Условие перехода слоя перекрывшихся электронных лавин в плазменное состояние можно записать как

$$v_{dr} t_p = r_d. \quad (2)$$

Здесь $r_d = \sqrt{\varepsilon_0 k T / n_e e^2}$ — дебаевский радиус; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, T — температура электронов, k — постоянная Больцмана, n_e — концентрация электронов. Из (2) имеем

$$t_p \exp\left(\frac{\alpha v_{dr}}{2} t_p\right) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T}{e v_{dr} j}}.$$

Решение данного трансцендентного уравнения есть

$$t_p = 2 \frac{W_0\left(\frac{\alpha}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T v_{dr}}{e j}}\right)}{\alpha v_{dr}}, \quad (3)$$

где $W_0(x)$ — функция Ламберта.

Развитие неустойчивости на границе плазменного слоя возможно, если

$$t_p < t_{inst}. \quad (4)$$

Полагая, $v_{dr} = \mu E$, где μ — подвижность электронов, и подставив в (4) выражения для t_{inst} и t_p , получим

$$\alpha^2(E) E < \frac{1.6e j}{\varepsilon_0 k T \mu}.$$

Используя для $\alpha(E)$ формулу

$$\alpha(E) = A p \exp\left(-\frac{B p}{E}\right),$$

где p — давление газа, A и B — константы, определим условие перехода слоя перекрывшихся лавин в плазменное состояние

$$E < E_{cr} = \frac{2B p}{W_0\left(\frac{2AB p^2 \varepsilon_0 k T \mu}{1.6e j}\right)}.$$

Здесь E_{cr} — критическое значение поля в области перекрытия. При этом поле E должно быть достаточным для ионизации.

Время удаления электронов на расстояние r от поверхности катода радиуса R_1 равно

$$t = \int_{R_1}^r \frac{dr}{\mu E(r)}.$$

Уравнение $t = t_c$, или

$$\int_{R_1}^r \frac{dr}{\mu E(r)} = \frac{(e\mu)^{2/3}}{4\pi D_e j^{2/3}} E^{2/3}(r).$$

определяет координату области перекрытия лавин r_c .

Применим развитый подход для рассматривания результатов исследования разряда в промежутке, образованном проволокой, параллельной плоскости [8–11]. В такой геометрии электрическое поле вблизи катода можно представить в виде

$$E(r) = \frac{U}{r \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}, \quad (5)$$

где R_1 — радиус проволочки, R_2 — расстояние от проволочки до плоскости ($R_2 \gg R_1$), r отсчитывается от центра проволочки в направлении анода. Подставив (5) в (1), получим

$$f(r) = \frac{\alpha(r)}{2} \left(r - \frac{R_1^2}{r}\right) \geq \pi^2.$$

Неравенство $f(r) \leq \pi^2$ выполняется при $E \leq 1.7 \cdot 10^5$ В/см. Полагая $j \sim 10^{-3}$ А/см², $kT \sim 1$ эВ [8], имеем $E(r_{cr}) \approx 7 \cdot 10^4$ В/см $\ll E_{cr} \approx 7 \cdot 10^5$ В/см, что свидетельствует о формировании плазменной оболочки.

Эквипотенциальность границы слоя плазмы способны нарушить пространственные возмущения с характерным

размером, бóльшим дебаевского радиуса. Для условий [8] $r_d(t_p) \geq 100 \mu\text{m}$. В результате ионизационной неустойчивости плазменной оболочки формируется поперечная многоканальная структура разряда с диаметром каналов 1–2 mm [8]. Отсюда следует также, что образование микроканалов диаметром 1–10 μm происходит позже в результате последующей эволюции образовавшихся каналов. Пространственные возмущения концентрации электронов в головке канала приводят к локальному усилению поля и повышению α . Смещение электронов вызывает ослабление поля в прилегающей к головке возмущения области. Скорость распространения искажения потенциала порядка скорости света c , следовательно, развитие соседних возмущений более вероятно на расстояниях, не меньших ct_m , где t_m — время формирования головки „микроканала“. Формирование головки возможно, когда скорость ее роста выше скорости диффузии, подавляющей неоднородности

$$v_s \geq \frac{dr_D}{dt} = \sqrt{\frac{D_e}{t}},$$

где v_s — скорость распространения канала. Из последнего соотношения определим время t_m

$$t_m \geq \frac{D_e}{v_s^2}. \quad (6)$$

Оценим количество микроканалов, образующихся в результате неустойчивости канала, радиуса r_1

$$m \approx \frac{r_1^2}{(ct_m)^2} \leq \frac{r_1^2 v_s^4}{(cD_e)^2}.$$

Или, поскольку $r_1 \approx \frac{v_i}{v_i}$, где v_i — частота ионизации, в итоге получим

$$m \leq \left(\frac{v_s^3}{cv_i D_e} \right)^2. \quad (7)$$

Подставив в (7) характерные значения входящих параметров [16,17], имеем $m \leq 10^4$, что согласуется с экспериментальными результатами [9–13]. Формирующаяся таким образом пространственная структура разряда с последовательным уменьшением диаметров каналов является самоподобной.

В [14] при исследовании высоковольтного разряда наносекундного диапазона в воздушных промежутках стержень (катод) — плоскость наблюдались различные формы диффузного свечения разряда. Установлено, что основным фактором, определяющим вероятность реализации формы свечения является распределение напряженности поля вблизи поверхности катода в фазе роста напряжения на промежутке, для полусферического катода с радиусом закругления 0.5 см преобладает многоканальная форма разряда, а для конического када с радиусом кривизны 0.02 см — объемная. При этом во всех случаях регистрировалась микроструктура токовых каналов [13].

Применительно к результатам экспериментов можно предположить следующее. Если переход в плазменное состояние происходит раньше развития неустойчивости в лавинной фазе, реализуется объемная форма разряда, а микроструктура возникает за счет плазменной ионизационной неустойчивости. В противном случае каждая неперекрывающаяся лавина дает начало отдельному каналу, и формируется многоканальная форма разряда. Микроструктура каналов формируется в лавинной фазе, а минимальные значения диаметров микроканалов, вычисленные по формуле [1,2]

$$i_{\text{inst}} \approx \frac{\pi \sqrt{D_e}}{\sqrt{\mu \alpha E}}$$

для $E = 10^5 - 10^6 \text{ V/cm}$, составляют 1–10 μm . По-видимому, должны существовать и промежуточные случаи, когда, например, часть лавин перекрывается, формируя плазменные образования, а часть распадается.

Таким образом, в высоковольтных разрядах в резко неоднородной геометрии возможно развитие ионизационной неустойчивости как в лавинной, так и в плазменной фазах, имеющих соответственно длинноволновый и коротковолновый характер. В первом случае зона ветвлений ограничена прикатодной областью достаточно высокого поля в отличие от однородных промежутков, где увеличение количества микроканалов может происходить непрерывно за счет последовательных ветвлений [1,2]. Во втором случае микроканалы образуются благодаря коротковолновой неустойчивости плазменных каналов. Формирующаяся в обоих случаях пространственная структура является самоподобной. Дальнейшее распространение микроканалов происходит, по всей видимости, в виде пучков [9–13].

Список литературы

- [1] Карелин В.И., Тренькин А.А. // Изв. вузов. Физика. 2007. № 9. Приложение. С. 22–25.
- [2] Карелин В.И., Тренькин А.А. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 3. С. 29–35.
- [3] Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975.
- [4] Синкевич О.А. // ТВТ. 2003. Т. 41. № 5. С. 695–705.
- [5] Arrayas M., Ebert U., Hudsorfer W. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. N 17. P. 174 502 (R).
- [6] Rocco A., Ebert U., Hudsorfer W. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. P. 035 102 (R).
- [7] Arrayas M., Fontelos M., Trueba J. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. N 5. P. 165 001 (R).
- [8] Павловский А.И., Воинов М.А., Горохов В.В. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 1. С. 64–71.
- [9] Павловский А.И., Буранов С.Н. и др. // Proc. XX ICPIG Piza, Italy, 1991. Vol. 2. P. 464–465.
- [10] Буранов С.Н., Горохов В.В. и др. // КЭ. 1991. Т. 18. Вып. 7. С. 891–893.
- [11] Буранов С.Н., Горохов В.В. и др. // Исследования по физике плазмы. Сб. науч. тр. / Под ред. В.Д. Селемира, А.Е. Дубинова. Саров, 1998. С. 39–67.

- [12] *Перминов А.В., Тренькин А.А.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 9. С. 52–55.
- [13] *Ретьев А.Г., Репин П.Б., Покровский В.С.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 56–62.
- [14] *Данченко Е.Г., Ретьев А.Г., Репин П.Б.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 60–64.
- [15] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.
- [16] *Буранов С.Н., Горохов В.В.* и др. // ТВТ. 1991. Т. 29. Вып. 2. С. 383–385.
- [17] *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001.