

04;10

О высокоэнергетичных электронах в высоковольтных наносекундных разрядах, развивающихся в режиме микроструктурирования токовых каналов

© В.И. Карелин, А.А. Тренькин

Федеральное государственное унитарное предприятие
Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной
физики, Саров
E-mail: karelin@ntc.vniief.ru

Поступило в Редакцию 1 октября 2008 г.

На основании фрактальной модели пространственной структуры наносекундных газовых разрядов предложен механизм генерации высокоэнергетичных электронов и электронов аномальной энергии. Механизм допускает ускорение электронов как в фазе переключения промежутка, так и в фазе проводимости.

PACS: 52.35.-q, 52.80.-s

Исследования атмосферных разрядов, развивающихся в режимах генерации убегающих электронов (УЭ) и рентгеновского излучения (РИ), помимо фундаментального значения важны для практических приложений пучков высокоэнергетичных электронов и РИ.

В наносекундных разрядах УЭ и РИ регистрировались как в стадии переключения промежутка, так и в стадии проводимости [1–9]. В качестве возможных причин возникновения УЭ рассматривались следующие: превышение электрическим полем некоторого критического значения на всей длине разрядного промежутка [2,10]; локальное усиление поля вблизи ионизационных фронтов в процессе их распространения до переключения промежутка [1,11,12]; увеличение напряженности поля в прианодной области за счет выноса потенциала катода [6,7]; появление в процессе формирования прикатодного слоя области с повышенной напряженностью поля [8]. Отдельный интерес представляют электроны аномальной энергии W [2,6], для которых

$W > eU_m$, где U_m — амплитудное значение напряжения на промежутке. Их генерация объясняется поляризационным самоускорением, когда при достаточно большом внешнем поле вытеснение поля на фронт стримера вследствие его поляризации осуществляется за время порядка времени движения УЭ вблизи фронта [2,12]. Следует особо отметить работу [13], где рентгеновское излучение наносекундного атмосферного разряда в неоднородном поле обнаружено при положительной полярности коронирующего электрода. При этом в ряде случаев максимальные электрические поля в разрядном промежутке были недостаточны для приобретения электронами энергии зарегистрированного РИ. Генерацию РИ в этом случае нельзя объяснить также механизмами, предполагающими ускорение электронов в фазе перемигания в локально усиленном поле сонаправленно движущегося ионизационного фронта.

Перечисленные выше механизмы ускорения электронов не предполагают участия тонкой пространственной структуры разрядных каналов. Вместе с тем в ряде работ [3–5,9] экспериментально обнаружена микроструктура наносекундных высоковольтных диффузных разрядов (ВДР) в резко неоднородной геометрии, при этом регистрировались УЭ и РИ. В [5] была предложена модель ускорения электронов в микроканалах, с пониженной вследствие теплового расширения плотности газа, объясняющая генерацию пучков высокоэнергетичных электронов в стадии проводимости. Микроструктура обнаружена также в наносекундном искровом разряде в однородных и резко неоднородных промежутках [14] и в бесстримерном разряде [15,16]. Это свидетельствует о том, что в разрядах наносекундного диапазона микроструктура токовых каналов — явление не редкое. Показано, что пространственная структура таких разрядов фрактальна и формируется в стадии перемигания разрядного промежутка за счет ионизационной неустойчивости в лавинной или плазменной фазе [15–17]. В настоящей работе предложен механизм генерации УЭ и электронов аномальной энергии, основанный на развитых в [15–17] представлениях о фрактальной природе пространственной структуры наносекундных газовых разрядов. Механизм допускает ускорение электронов как в фазе перемигания промежутка, так и в фазе проводимости.

Пусть проводящий канал стартовал с катода, имеющего малый радиус кривизны, и в результате неустойчивости канала в промежутке сформировалась ветвящаяся структура. В плоскости, перпендикулярной вектору электрического поля \mathbf{E} , фрактальное множество каналов с

уменьшающимися диаметрами является несвязным. Свободная диффузия электронов в указанной плоскости ограничивается ионизованной областью канала, поскольку на границе каналов диффузия становится амбиполярной. Поэтому электроны перемещаются по каналам, оставаясь в пределах своей компоненты связности.

Запишем уравнение неразрывности потока электронов в точке ветвления, где ток I перетекает из канала большего диаметра в каналы меньшего диаметра:

$$\Delta I = en_{e1}v_1\Delta S_1 - en_{e2}v_2\Delta S_2N = 0, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, $\Delta S_1 = \pi r_1^2$, $\Delta S_2 = \pi r_2^2$, r_1 , r_2 — радиусы каналов ($r_2 < r_1$), n_{e1} , n_{e2} и v_1 , v_2 — концентрации электронов и их скорости в соответствующих каналах, N — количество каналов радиусом r_2 . Плотность электронов в плазме проводящего канала за волной ионизации $n_e \sim v_i$ и определяется величиной поля, задающей частоту ионизации v_i . Для определенности проведем рассмотрение для резко неоднородной геометрии. Вблизи катода малого радиуса кривизны поле E , как правило, превышает 100 kV/cm [1–9]; при этом зависимость $v_i(E)$ практически линейна [18] и формулу (1) можно переписать как

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{N} \frac{v_{i1}}{v_{i2}} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 = \frac{1}{N} \frac{E_1}{E_2} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2. \quad (2)$$

При развитии неустойчивости из головки канала радиусом r_1 начинают прорастать микроканалы радиусом $r_2 \ll r_1$, каждый из которых в начальной стадии можно представить как полусферический выступ радиусом r_2 на плоскости. При этом коэффициент неоднородности в приближении идеального проводника равен трем. С увеличением длины микроканалов поле вблизи головки каждого микроканала будет $E_2 \sim U_2/r_2$, где U_2 — падение напряжения на канале радиусом r_2 . Вместе с тем при уменьшении радиуса сопротивление микроканалов возрастет, следовательно, возрастет и падение потенциала на нем. Вводя обозначения U_1 и U_2 — напряжения на головках каналов радиусом r_1 и r_2 соответственно, U_0 — напряжение на катоде, I_1 , I_2 и R_1 , R_2 — токи и сопротивления каналов r_1 и r_2 и полагая $U_1 \approx U_0$, $I_2 R_2 / U_0 \ll 1$, получаем

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{U_0}{U_0 - I_2 R_2} \approx 1 + \frac{I_2 R_2}{U_0}.$$

Рассмотрим далее наиболее „худший“ в плане ускорения электронов вариант, когда, как это следует из (1), концентрация n_{e1} мала. В этом случае, вследствие резко-неоднородной геометрии, основное падение напряжения происходит вблизи катода малого радиуса кривизны и можно положить $U_1 \ll U_0$ или $U_0 \approx I_1 R_1$. Тогда

$$\frac{U_1}{U_2} \approx 1 + \frac{I_2 R_2}{I_1 R_1}.$$

Используя полученное в [16] выражение

$$\frac{N r_2}{r_1} \approx \pi,$$

имеем

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2 U_1}{r_1 U_2} = \frac{r_2}{r_1} \left(1 + \frac{r_1^2}{N r_2^2} \right) = \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\pi} \approx \frac{1}{\pi}.$$

Здесь E_1 — напряженность поля на головке канала с радиусом r_1 до возникновения каналов радиусом r_2 , а E_2 — напряженность поля на головке канала с радиусом r_2 . Видно, что в данном случае поле усиливается примерно в 3 раза, а не пропорционально отношению r_1/r_2 , как это кажется на первый взгляд. В результате из (2) получим

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{N} \frac{v_{i1}}{v_{i2}} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \approx \frac{1}{3N} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2. \quad (3)$$

Таким образом, при каждом ветвлении, если $r_1 > \sqrt{3N} r_2$, происходит ускорение электронов, приводящее к увеличению направленной вдоль каналов компоненты скорости. При электрических полях $E < 100 \text{ kV/cm}$ зависимость частоты ионизации от поля имеет вид $\nu_i(E) \sim E^{2.5}$ [18] и в формуле (3) коэффициент 1/3 заменяется на 1/17. Кроме того, как следует из (3), увеличение энергии электронов при ускорении зависит от времени развития неустойчивости как $1/t_m^4$, которое в свою очередь обратно пропорционально E . Следовательно, чем при более высоком значении поля начинаются ионизационные процессы, тем большую энергию приобретают электроны.

Определим максимально возможную энергию ускоренных электронов. Пространственные возмущения концентрации электронов в головке канала приводят к локальному усилению поля и повышению

ионизационного коэффициента Таунсенда. 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“ и можно положить $r_2 \approx ct_m$.

Согласно (3), максимальная энергия при ускорении электронов соответствует минимально возможному диаметру микроканала, который ограничивается диффузионным расплыванием. Формирование головки микроканала возможно, когда скорость распространения фронта ионизации выше скорости диффузии, подавляющей неоднородности:

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

где v_s — скорость фронта ионизации, D_e — коэффициент диффузии электронов. Отсюда получаем ограничение:

$$t_m \geq \frac{D_e}{v_s^2}.$$

Полагая скорость распространения фронта ионизации в прикатодной области $v_s = 8 \cdot 10^8$ см/с [19], получим $t_m \geq 10^{-15}$ с, что соответствует радиусу микроканала $r_2 \approx 0.3 \mu\text{m}$. Отметим, что микроканалы диаметром $< 1 \mu\text{m}$ регистрировались в ВДР [9]. Начальную скорость v_1 положим равной дрейфовой скорости электрона вблизи катода при $E \approx 100$ кВ/см, которая в этом случае составляет $v_1 \approx 5 \cdot 10^7$ см/с, что соответствует энергии ≈ 1 эВ. Максимально возможная энергия электронов, определенная из (3), при $N = 1000$ [3–5,9], $r_1 = 1$ мм [20] составляет $\approx 10^6$ эВ. При характерных амплитудах напряжения $U_m = (1 - 3) \cdot 10^5$ В при исследованиях ВДР [2–9], по-видимому, возможна генерация электронов аномальной энергии.

Формирование ветвящейся структуры в резко неоднородных промежутках (коронирующий электрод — катод) происходит в начальной стадии перемыкания, поэтому генерация пучков высокоэнергетических электронов и тормозного рентгеновского излучения возможна как в фазе перемыкания, так и в фазе проводимости. Конкретная реализация определяется динамикой газоразрядного процесса. Причем в первом случае ускорение электронов, вероятнее всего, в прикатодной области,

где сосредоточено максимальное поле и происходит ветвление каналов. Во втором случае, после генерации электронов в прикатодной области, данная модель не исключает последующего их ускорения в микроканалах, с пониженной вследствие теплового расширения плотностью газа [5]. Предложенная модель согласуется с тем фактом, что генерация высокоэнергетических потоков УЭ и РИ более эффективна в резко неоднородных промежутках при коротких фронтах нарастания импульса напряжения [2,6,7,13]. Следует, кроме того, отметить возможность применения данной модели для объяснения генерации УЭ и РИ в резко неоднородных разрядных промежутках с коронирующим анодом [13]. В этом случае фрактальная структура с уменьшающимися в направлении анода диаметрами проводящих каналов формируется за счет неустойчивости электронных лавин или плазменных образований, движущихся в области сильного поля анода. В фазе проводимости генерация УЭ и РИ возможна также за счет теплового расширения газа в микроканалах [5].

Список литературы

- [1] Босамыкин В.С., Карелин В.И., Павловский А.И., Репин П.Б. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. В. 14. С. 885–888.
- [2] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. В. 7. С. 49–82.
- [3] Павловский А.И., Буранов С.Н. и др. Fine structure of current channels and accelerated electron beams in highvoltage glow discharge at atmospheric pressure // Proc. XX ICPIG. Piza, Italy, 1991. V. 2. P. 464–465.
- [4] Буранов С.Н., Горохов В.В. и др. // КЭ. 1991. Т. 18. В. 7. С. 891–893.
- [5] Буранов С.Н., Горохов В.В. и др. Исследования по физике плазмы: Сб. научн. тр. / Под ред. В.Д. Селемира, А.Е. Дубинова. Саров, 1998. С. 39–67.
- [6] Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94–95.
- [7] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // УФН. 2004. Т. 174. В. 9. С. 953–971.
- [8] Репьев А.Г., Репин П.Б. // ФП. 2006. Т. 32. № 1. С. 75–82.
- [9] Репьев А.Г., Репин П.Б., Покровский В.С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 1. С. 56–62.
- [10] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
- [11] Бабич Л.П., Станкевич Ю.Л. // ЖТФ. 1972. Т. 42. № 8. С. 1669–1673.
- [12] Аскарьян Г.А. Теория когерентного ускорения частиц и излучения релятивистских пучков // Труды ФИАН СССР. 1973. Т. 66. С. 66–72.
- [13] Тарасов Л.В., Худякова Л.Н. // ЖТФ. 1969. Т. 39. В. 8. С. 1530–1533.

- [14] *Перминов А.В., Тренькин А.А.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 9. С. 52–55.
- [15] *Карелин В.И., Тренькин А.А.* // Изв. вузов. Физика. 2007. № 9. Приложение. С. 22–25.
- [16] *Карелин В.И., Тренькин А.А.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 3. С. 29–35.
- [17] *Карелин В.И., Тренькин А.А.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 9. С. 134–137.
- [18] *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001.
- [19] *Буранов С.Н., Горохов В.В.* и др. // ТВТ. 1991. В. 2. С. 383–385.
- [20] *Павловский А.И., Воинов М.А., Горохов В.В.* и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 1. С. 64–71.