

01;04;12

Самоподобная пространственная структура бесстримерного разряда наносекундного диапазона

© В.И. Карелин, А.А. Тренькин

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

(Поступило в Редакцию 21 февраля 2007 г. В окончательной редакции 5 июня 2007 г.)

Экспериментально обнаружена микроструктура токового канала при пробое однородных воздушных промежутков импульсами напряжения наносекундного диапазона в электрических полях, недостаточных для образования стримера. В качестве механизма формирования микроструктуры предложено развитие неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии, что приводит к образованию самоподобной пространственной структуры. Определена фрактальная размерность структуры. Показано, что в неоднородных промежутках лавина также неустойчива. Рассмотрена энергетическая целесообразность структурирования. Показано, что микроструктура стримерных разрядов в однородных промежутках также может быть объяснена в рамках предложенной модели.

PACS: 51.50.+v, 52.80.-s

Введение

Широкое практическое применение газовых разрядов стимулирует исследования их пространственной структуры. Особенно важным является вопрос о радиусах r проводящих каналов, поскольку площадь сечения канала определяет плотность тока и, в конечном счете — степень воздействия на газ. Вместе с тем в математической постановке задачи о стримере нет характерного пространственного масштаба для r [1]. Полагалось, что минимально возможные значения r ограничиваются радиальным ионизационным расширением канала, чем объясняются результаты оптических измерений $r \geq 0.1$ см токовых каналов в воздухе атмосферного давления [1].

В работах [2–6] по исследованию высоковольтных перенапряженных наносекундных разрядов в воздухе атмосферного давления методом автографов обнаружена микроструктура токовых каналов, представляющая собой совокупность каналов микронного диаметра. В [3,4] при исследовании диффузных разрядов в промежутке проволока–параллельная плоскость обнаружены микроканалы с диаметрами $\Delta_{\text{mic}} = 1\text{--}10\ \mu\text{m}$, объединенные в скопления $N \approx 1000$ штук; в [6] в промежутке стержень (катод)—плоскость $\Delta_{\text{mic}} = 5\text{--}20\ \mu\text{m}$, $N = 170\text{--}9500$. В некоторых случаях удалось получить фотографии прианодной области разряда, на которых различима нитевидная структура, выделяющаяся на фоне заполняющего сечение канала свечения: в [7] при пониженных давлениях воздуха 220 Torr, а в [6] — при увеличении светимости диффузного разряда за счет уменьшения межэлектродного зазора. Микроструктура обнаружена и в искровом разряде, формируемом в однородном и резко-неоднородном промежутках, где искровой канал диаметром 0.4 mm представляет собой компактное скопление $N \approx 600\text{--}900$ микроканалов диаметром $5\text{--}10\ \mu\text{m}$ [5].

Как было показано в [5], малая длительность разряда в этих случаях не позволяет объяснить образование наблюдаемой микроструктуры контракцией плазменного канала за счет развития ионизационно-перегревной неустойчивости, действием которой объясняется формирование сложной пространственной структуры в диффузном разряде в аргоне в геометрии острие–плоскость [8] и в СВЧ-разрядах [9,10]. В [4,5,11,12] в качестве механизма формирования микроструктуры предложено развитие неустойчивости на фронте волны ионизации в фазе перемигания межэлектродного промежутка или в фазе распространения обратной волны. Вопросы исследования устойчивости фронта стримера посвящены теоретические [11,12] и расчетно-теоретические [13–15] работы, устанавливающие развитие коротковолновой ионизационной неустойчивости. Возможность существования каналов микронного диаметра обусловлена отсутствием радиального ионизационного расширения микроканалов в результате ослабления поля в скоплении за счет суперпозиции полей большого количества микроканалов [16].

В данной работе обнаружена микроструктура токовых каналов разряда наносекундного диапазона (≤ 400 ns) в однородных воздушных промежутках в электрических полях, недостаточных для возникновения стримера: $ad = 10\text{--}18$, $pd = 150\text{--}380$ см · Torr (α — эффективный коэффициент ионизации Таунсенда, d — межэлектродное расстояние, p — давление).

Установлено, что отпечатки, оставляемые проводящими каналами диаметром $\Delta = 0.3\text{--}0.6$ mm и амплитудой тока 100–500 A на поверхности анода представляют собой совокупность $N \approx 100$ микроканалов диаметром $\Delta_{\text{mic}} = 10\text{--}30\ \mu\text{m}$. Механизм пробоя в подобных условиях до конца не выяснен [17]. Относительно низкие значения ad и pd не позволяют объяснить пробой стримерным механизмом, а возникновение микрострук-

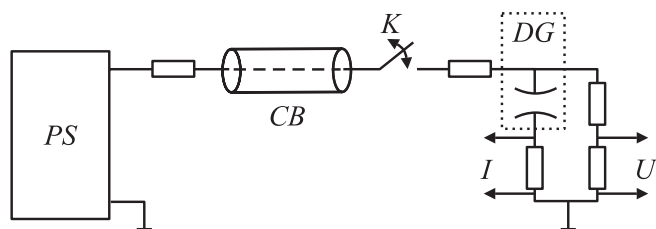


Рис. 1. Схема стенда.

туры — неустойчивостью фронта стримера. В данной работе в качестве механизма формирования микроструктуры предложено развитие неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии, что приводит к образованию самоподобной пространственной структуры. На основании пространственных и электрических характеристик разряда определена фрактальная размерность структуры. Показано, что в неоднородных промежутках лавина также неустойчива. Уменьшение электростатической энергии системы обуславливает возможность ее структурирования. Предложенная модель позволяет также объяснить формирование микроструктуры стримерных разрядов в однородных промежутках.

1. Экспериментальная аппаратура

Пробой исследовался в воздухе атмосферного давления на стенде, состоящем из высоковольтного источника статического стабилизированного напряжения отрицательной полярности (PS), кабельной линии (CB), разрядного промежутка (DG) и диагностической аппаратуры (рис. 1).

Посредством коммутатора K заряженная кабельная линия длиной 20 м нагружалась на однородный разрядный промежуток, образованный двумя идентичными электродами из висмута, выполненными по профилю Чанга с диаметром плоской части 15, максимальным диаметром 40 и высотой 20 мм. Перед каждым импульсом электроды полировались.

В каждом импульсе регистрировалось напряжение U на разрядном промежутке, ток разряда I , фотографировались свечение и оставляемые на поверхности электродов отпечатки токовых каналов. Измерение напряжения U осуществлялось экранированным резистивным делителем тока I — низкоиндуктивным коаксиальным шунтом. Регистрация напряжения и тока выполнялась с помощью цифрового осциллографа с полосой пропускания 500 МГц.

2. Экспериментальные результаты

При коммутации CB и DG в режиме холостого хода, когда напряженность поля в промежутке недостаточна для пробоя, импульс напряжения на DG имеет ступенчатую форму с последовательным уменьшением

амплитуды ступеней. Длительность фронта нарастания первой ступени по уровню 0.1–0.9 составляет 10 ns, длительность каждой ступени — 200 ns. В экспериментах использовались два подхода к реализации пробивных полей. При фиксированном d пробой промежутка обеспечивался постепенным, с шагом 0.5 kV, увеличением U_0 . Пробой при фиксированном U_0 достигался уменьшением d с шагом 0.5 mm. На каждом шаге на промежуток подавалось до десяти импульсов. Время задержки пробоя ≤ 400 ns. Диапазон полей, при которых в промежутке формировался разряд, $35 \leq E \leq 42$ kV/cm.

Фотография и типичные осциллограммы токового канала для $E = 38$ kV/cm, $d = 2.5$ mm приведены на рис. 2, 3 соответственно. Оставленные на аноде отпечатки токовых каналов диаметром $\Delta = 0.3$ –0.6 mm представляли собой совокупность (до 100) микроканалов диаметром $\Delta_{mic} = 10$ –30 μm (рис. 4). С увеличением поля в промежутке средний диаметр микроканалов уменьшается, а их число растет. Отпечатки токовых каналов на катоде $\Delta = 0.2$ –0.3 mm состояли из нескольких (до 10) эрозионных пятен диаметром 50–100 μm .

Максимальное значение $ad = 18$, в данных экспериментах соответствует $E = 42$ kV/cm, $d = 3$ mm. При этом наблюдается более упорядоченное распределение



Рис. 2. Фотография разряда.

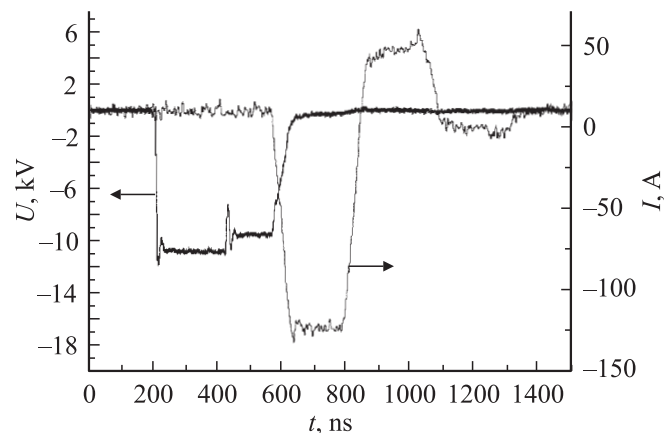


Рис. 3. Осциллограммы напряжения и тока разряда.

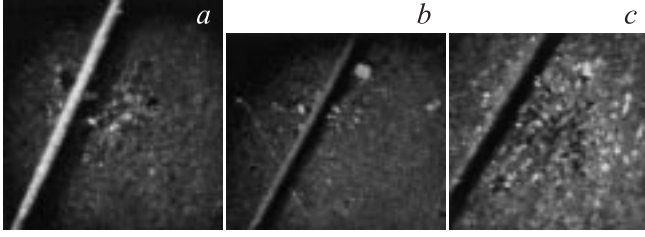


Рис. 4. Фотография отпечатка токового канала на аноде: *a* — $E = 35$, $d = 5$; *b* — $E = 38$, $d = 2.5$; *c* — $E = 42$ kV/cm, $d = 3$ mm. Диаметр проволочки-репера $40 \mu\text{m}$.

микроканалов, близкое к однородному (темные точки на рис. 4, *c*).

3. Неустойчивость и распад электронной лавины

В отличие от перенапряженных разрядов [2–6], где длина лавинно-стримерного перехода z_{cr} существенно меньше d , в условиях данных экспериментов $z_{\text{cr}} > d$ и формирование микроструктуры нельзя объяснить неустойчивостью фронта стримера. Наблюдаемая в экспериментах задержка пробоя больше времени пересечения электронами промежутка: $t_d = d/\mu E$, μ — подвижность электронов. Эти обстоятельства дают основания рассматривать возможность образования микроструктуры за счет неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии.

Неустойчивость электронной лавины в однородном поле

Исследуем устойчивость лавины при произвольных малых возмущениях концентрации электронов; ионы предполагаем неподвижными и их влиянием пренебрежем. Уравнение для концентрации электронов в лавине имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha v_{\text{dr}} n - v_{\text{dr}} \frac{\partial n}{\partial z} + D_e \Delta n. \quad (1)$$

Здесь v_{dr} — дрейфовая скорость, D_e — коэффициент диффузии электронов, ось Oz направлена вдоль поля. Предположим, что существует малое возмущение концентрации электронов в лавине

$$\tilde{n}(r, t) = n_1 \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)). \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), получим дисперсионное соотношение

$$\omega = v_{\text{dr}} k_z + i(\alpha v_{\text{dr}} - D_e k^2).$$

Для возникновения неустойчивости необходимо, чтобы мнимая часть ω была положительной, т.е. $\alpha v_{\text{dr}} \geq D_e k^2$, или, поскольку $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, имеем

$$\lambda \geq \frac{2\pi\sqrt{D_e}}{\sqrt{\alpha v_{\text{dr}}}}. \quad (3)$$

В случае однородного поля $v_{\text{dr}} = \frac{z}{t}$, что дает

$$\lambda \geq \frac{\pi\sqrt{4D_e t}}{\sqrt{\alpha z}}.$$

Введя диффузионный радиус лавины $r_D = \sqrt{4D_e t}$, получим

$$\lambda \geq \frac{\pi r_D}{\sqrt{\alpha z}}.$$

Таким образом, диффузия подавляет рост возмущений размером, меньшим

$$l_{\text{inst}} = \frac{\pi r_D}{2\sqrt{\alpha z}}. \quad (4)$$

Другими словами, лавина неустойчива по отношению к неоднородностям плоскости электронов с характерными размерами, лежащими в интервале

$$\frac{\pi r_D}{2\sqrt{\alpha z}} \leq l_{\text{inst}} \leq \frac{r_D}{2}.$$

Для времени развития неустойчивости получаем

$$t_{\text{inst}} = \frac{1}{\alpha v_{\text{dr}} - D_e k^2} = \frac{t}{\alpha z - \pi^2}.$$

Развитие неустойчивости возможно, когда $t_{\text{inst}} < t$, или

$$\alpha z > 1 + \pi^2. \quad (5)$$

Поскольку в действительности возникновение и развитие возмущений происходит в расширяющейся лавине, учтем зависимость $\omega(t)$. Полученные выше результаты позволяют записать закон роста малых возмущений в виде

$$\tilde{n}(t) \propto \exp(\omega t) = \exp((\alpha v_{\text{dr}} - D_e k^2)t).$$

Полагая $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi m}{r_D(t)}$, где n — номер гармоники, запишем

$$\omega(t) = \alpha v_{\text{dr}} - \frac{\pi^2 m^2}{t}.$$

Обобщением полученных формул является

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} = \omega(t) \tilde{n}.$$

Отсюда получим уточненный закон роста возмущений

$$\begin{aligned} \tilde{n}(t) &\propto \exp\left(\int \omega(t) dt\right) \\ &= \exp(\alpha v_{\text{dr}} t - \pi^2 m^2 \ln(t)) = \left(\frac{1}{t}\right)^{\pi^2 m^2} \exp(\alpha v_{\text{dr}} t). \end{aligned}$$

Видно, что, как и ранее, неустойчивость имеет длинноволновый характер, а учет расширения приводит к более слабому диффузионному подавлению неоднородностей

(степенной закон вместо экспоненциального). Характерное время τ^* , соответствующее началу роста неоднородностей (когда производная становится положительной), определим из уравнения

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} = 0,$$

решив которое, получим

$$\tau^* = \frac{\pi^2 m^2}{\alpha v_{dr}} = \frac{\pi^2 m^2}{\alpha z} t.$$

Таким образом, неустойчивость способна развиваться при $\alpha z \geq \pi^2 m^2$.

Неустойчивость электронной лавины в неоднородном поле

Обобщим полученные результаты на случай неоднородных полей, когда $E = E(z)$. Из (3) и условия $\lambda \leq \sqrt{4D_e t}$ с учетом

$$t = \int_{z_0}^z \frac{dz}{v_{dr}(z)},$$

где z_0 — координата точки инициирования лавины, получим критерий возникновения неустойчивости

$$\alpha(z) v_{dr}(z) \int_{z_0}^z \frac{dz}{v_{dr}(z)} \geq \pi^2.$$

Полагая $v_{dr}(z) = \mu E(z)$, имеем

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

Энергетическое рассмотрение распада лавины

Как было показано выше, спектр возмущений определяется значением $\alpha v_{dr} t$ или, в случае однородного поля, αz . Рассмотрим в электростатическом приближении, какую пространственную структуру стремится принять система с точки зрения энергетической целесообразности. Увеличение концентрации электронов за счет ионизационного размножения полагаем незначительным.

Допустим, что первичная лавина радиуса r распадается на M лавин меньшего радиуса r_m . Оценим электрическую энергию электронной лавины в однородном поле E . Полагая, что заряд лавины Q равномерно распределен в сфере радиуса r , имеем

$$W(r) = \frac{3}{5} \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Определим энергию системы M заряженных сфер радиуса r_m , расположенных в одной плоскости на расстоянии

друг от друга $a \gg r_m$. Энергия каждой такой сферы равна

$$W(r_m) = \frac{3}{5} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_m}, \quad (6)$$

где $q = Q/M$. Для получения полной энергии системы учтем энергию взаимодействия этих сфер. Для этого поместим в центр квадратной решетки с шагом a одну сферу, ее энергия равна (6). Добавим к ней 8 соседних сфер (в ближайшие ячейки). Энергия такой системы будет равна

$$W(9, r_m) = \frac{3}{5} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} + \frac{q(8q)}{4\pi\epsilon_0 a} + \frac{3}{5} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} 8.$$

Здесь второе слагаемое определяет энергию взаимодействия, третье — собственная энергия добавленных зарядов. Добавим к ним следующую группу ближайших соседей, их 16:

$$W(25, r_m) = \frac{3}{5} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} + \frac{q(8q)}{4\pi\epsilon_0 a} + \frac{3}{5} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} 8 + \frac{(1+8)q(16q)}{4\pi\epsilon_0 2a} + \frac{3}{5} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} 16.$$

Продолжив процесс далее, после несложных преобразований получим

$$W(M, r_m) = \frac{3}{5} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} M + \frac{4}{3} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 a} M^{3/2}. \quad (7)$$

Правильность расчета энергии взаимодействия (второе слагаемое в (7)) была проверена непосредственным компьютерным вычислением суммы

$$\frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N \frac{1}{r_{ij}},$$

где r_{ij} — расстояния между центрами заряженных сфер, которая при больших M (> 100) с хорошей точностью совпадает с приведенным выше выражением.

Самопроизвольный переход системы из одного состояния в другое сопровождается уменьшением энергии, поэтому должно выполняться условие $W(M, r_m) \leq W(r)$. Определим, при каком соотношении параметров r, r_m, a возможен переход

$$\frac{3}{5} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} M + \frac{4}{3} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 a} M^{3/2} = \frac{3}{5} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r} M^2.$$

Предполагая, что неустойчивость развивается на полусфере радиуса r , т. е.

$$M = \frac{2\pi r^2}{a^2},$$

имеем

$$\frac{3}{5} \frac{1}{r_m} + \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{r}{a^2} = \frac{3}{5} 2\pi \frac{r}{a^2}.$$

Отсюда с точностью до числового множителя, близкого к единице, получим

$$r = \frac{a^2}{r_m}. \quad (8)$$

Таким образом, геометрические параметры „макро-структуры“ r и „микроструктуры“ r_m, a связаны „золотой пропорцией“. Соотношению (8) можно дать и другую интерпретацию — это есть преобразование инверсии относительно окружности радиуса a , которое осуществляет взаимоднозначное отображение окружности радиуса r в окружность радиуса r_m и принадлежит к классу конформных преобразований.

4. Формирование самоподобной пространственной структуры

Последовательный распад исходной и дочерних лавин с уменьшением поперечных размеров и ростом их числа приводит к формированию самоподобной (фрактальной) пространственной структуры. Определим фрактальную размерность структуры в плоскости, перпендикулярной электрическому полю [18]:

$$d_f = -\frac{\ln\left(\frac{N(l)}{N(l')}\right)}{\ln\left(\frac{l}{l'}\right)}, \quad (9)$$

здесь $l, N(l)$ и $l', N(l')$ — соответственно характерный размер элемента покрытия фрактала и их необходимое количество на разных этапах. Величина d_f связана с фрактальной размерностью структуры D_f как $D_f = d_f + 1$ и характеризует увеличение числа микроканалов при прохождении пути $z: N(z) \sim z^{d_f}$. Полагая, что l — регистрируемый на аноде диаметр скопления. $N(l) = 1$, а $l', N(l')$ — соответственно средний диаметр микроканалов и их общее число. Подставив в (8)

$$a = r \sqrt{\frac{\pi}{N}},$$

имеем

$$\frac{Nr_m}{r} = \pi.$$

Отсюда из (9) получим

$$d_f = \frac{\ln(N)}{\ln\left(\frac{N}{\pi}\right)}. \quad (10)$$

Для $N = 10^2 - 10^3$ получим $d_f = 1.19 - 1.33$, где большему значению N соответствует меньшее значение d_f . Отметим, что для пространственной структуры ветвящихся стримерных каналов коронного разряда типа острие-плоскость $d_f = 1.16$, для поверхностного разряда $d_f = 0.7 - 0.9$ [19,20].

Определим также фрактальную размерность структуры микроканалов, используя электрические характеристики разряда. Для этого найдем импеданс промежутка $Z(t) = U(t)/I(t)$ при его пробое на интервале времени

роста тока (и соответственно падения напряженности) от нуля до амплитудного значения и построим его фурье-спектр $Z(\omega)$. Фурье-спектр будем рассматривать в интервале частот $\omega \leq \omega_1$ (ω_1 — верхняя частота первого лепестка спектра импульса напряжения), поскольку в этом интервале сосредоточена основная доля энергии импульса. Пробой происходит на пологой части импульса напряжения, причем время запаздывания пробоя превосходит время пересечения промежутка электроном с дрейфовой скоростью, которое составляет ≈ 20 ns. В связи с этим импульс напряжения минимальной длительности приближенно можно представить трапецеидальным с длительностью фронта $\tau_f \approx 10$ ns и длительностью импульса $\tau \approx 20$ ns. В этом случае $\omega_1 \approx 10^9$ s⁻¹, а доля энергии, сосредоточенная в этом интервале, составляет $\approx 94\%$ [21].

На рис. 5 приведена зависимость $Z(t)$, полученная из осциллограмм, приведенных на рис. 3, а на рис. 6 — его фурье-спектр. Видно, что при $\omega \rightarrow 0$ импеданс монотонно возрастает и на рассматриваемом интервале

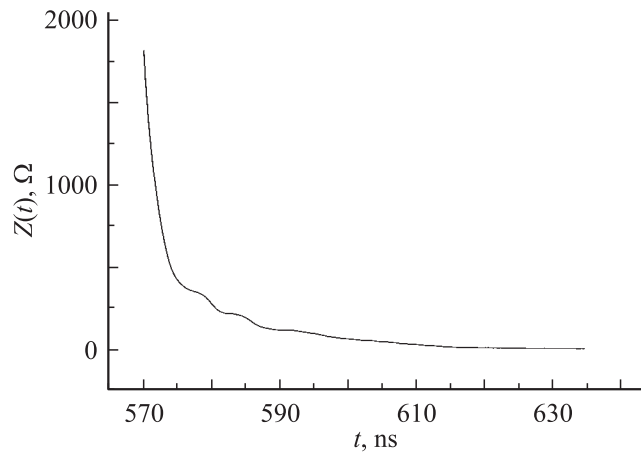


Рис. 5. Импеданс разряда.

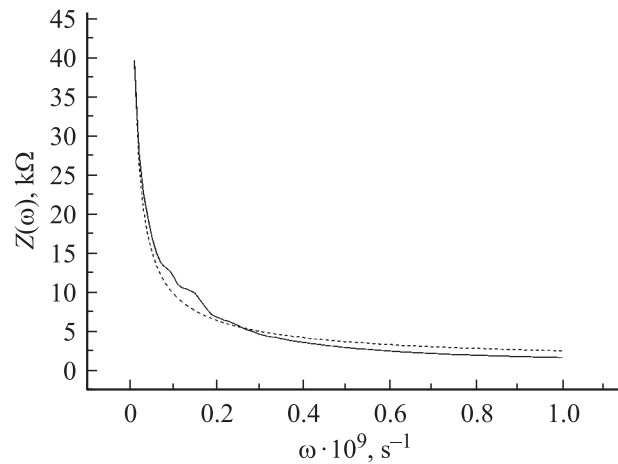


Рис. 6. Фурье-спектр импеданса разряда (сплошная линия) и его аппроксимация (пунктир) при $\beta \approx 0.5$.

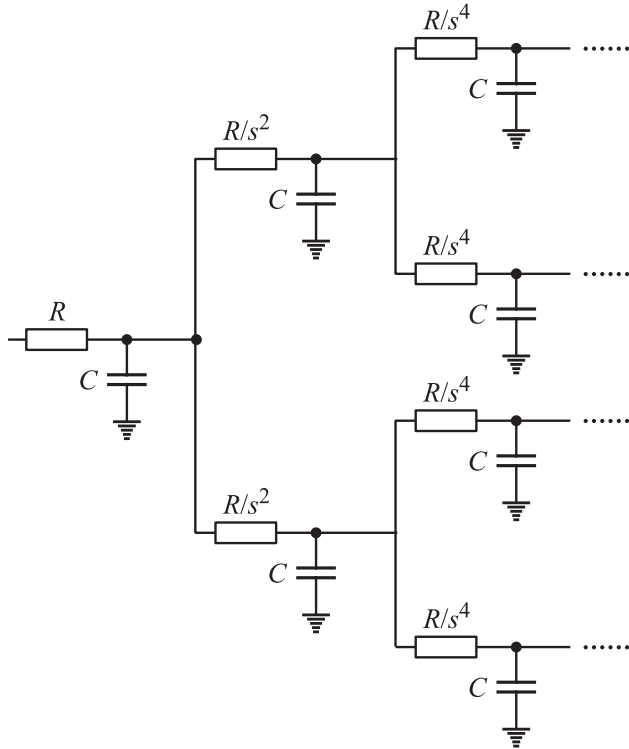


Рис. 7. Электрическая схема замещения разряда.

частот хорошо аппроксимируется степенной функцией $Z(\omega) \propto \omega^{-\beta}$ (рис. 6). Аппроксимация имеющихся данных дает значение $\beta \approx 0.3-0.5$.

Степенная зависимость входного импеданса с дробным показателем характерна для ветвящихся электрических схем (типичная схема изображена на рис. 7), которые используются, например, при моделировании прохождения тока через фрактальные поверхности раздела сред [22]. В данной модели коэффициент ветвления равен 4, что соответствует длинноволновому характеру развития неустойчивости, а сопротивления изменяются с коэффициентом подобия $1/s^2$, где s — диаметр проводящих каналов. Мы пренебрегаем влиянием индуктивной составляющей и полагаем $R = \text{const}$.

Можно показать, что при $\omega \ll 1/RC$ входной импеданс такой схемы представляется в виде $Z(\omega) \sim \omega^{-\beta}$, где $\beta = 1 - d_{f1}$ [22]. Здесь d_{f1} — фрактальная размерность одномерного множества кантора, соответствующего фрактальной структуре, по которой происходит перенос. Таким образом, на основе полученных выше значений β находим диапазон значений фрактальной размерности: $d_{f1} = 0.5-0.7$. Для сравнения полученных значений с данными пространственных характеристик перейдем в последнем случае к одномерному канторову множеству: $d_{f1} = d_f/2 \approx 0.66$.

Видно, что значения d_f , полученные на основе анализа электрических характеристик и пространственных параметров разряда, близки.

5. Обсуждение результатов

Качественная картина формирования микроструктуры разряда при $z_{cr} > d$ представляется следующей. Зародившаяся в точке $z = 0$ электронная лавина развивается до тех пор, пока не будет выполнено условие (5). В этот момент диаметр лавины достигает критического значения, при котором возможен распад лавины по основной моде (3) на небольшое число вторичных лавин размером (4). Двигаясь к аноду, эти лавины аналогичным образом распадаются. Процесс продолжается до тех пор, пока лавины не достигнут анода. В результате по мере продвижения число лавин растет. Такой самоподобный процесс не имеет характерного пространственного масштаба. Минимально возможный диаметр „микролавины“ определяется внешним электрическим полем и обратно пропорционален его величине.

Поскольку лавинная фаза разряда предшествует стримерной, результаты данной работы позволяют также рассматривать предложенный здесь механизм для объяснения образования микроструктуры в [5] и с единой позиции рассматривать формирование микроструктуры в однородных полях.

Проведем количественное сравнение теоретических и экспериментальных результатов. В экспериментах пробой промежутка происходит при $ad > 10$, что согласуется с критерием (5). Вычисленные по формуле (4) значения диаметров микроканалов для исследованного диапазона электрических полей дают $l_{inst} = 20-40 \mu\text{m}$, что в 1.5–2 раза больше диаметров регистрируемых эрозийных пятен на аноде. Однако при сравнении экспериментальных и расчетных значений необходимо отметить следующее. В зависимости от плотности тока в микроканалах и длительности токового импульса эрозийные отпечатки могут быть как больше, так и меньше диаметров микроканалов, возникающих в промежутке в стадии переключения. Высокие плотности тока в микроканалах (например, в [5] до 10^7 A/cm^2) вызывают их расширение в фазе проводимости и, как следствие, приводят к увеличению диаметров их автографов. С другой стороны, в условиях данных экспериментов, по видимому, регистрируются автографы центральных областей микроканалов, где плотность тока максимальна.

Поэтому в отсутствие регистраторов с широким динамическим диапазоном при сравнении расчетных и экспериментальных значений геометрических параметров микроструктуры целесообразно ориентироваться на число микроканалов в скоплении.

Проведем соответствующие расчеты. После выполнения критерия (5) количество микроканалов на длине z описывается формулой

$$N(z) = \left(\frac{z}{z_0} \right)^{d_f}, \quad (11)$$

где z_0 — характерная длина ветвления. Оценки показывают, что расширение дочерних лавин обуславливается не только диффузией, но и электростатическим

расталкиванием электронов, ускоряющим расширение. Полагая, что длина ветвления примерно равна радиусу головки лавины в момент выполнения критерия (5), получим:

$$z_0 = \sqrt{4D \frac{\pi^2 + 1}{\alpha \mu E}}. \quad (12)$$

Тогда для бесстримерного разряда при $E = 41.5 \text{ kV/cm}$, $d = 0.3 \text{ cm}$, $N \approx 100$ из (11) получим $N(d) = 120$. Для стримерного [5] при $E = 52 \text{ kV/cm}$, $d = 0.5 \text{ cm}$, $N = 600$ из (11) получим $N(d) = 580$. В другом случае при $E = 80 \text{ kV/cm}$, $d = 0.3 \text{ cm}$, $N = 900$ имеем $N(d) = 850$. Видно, что расчетные значения $N(d)$ хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Экспериментальные результаты данной и других работ [4,6] также находятся в удовлетворительном согласии с (8). Исключение составляет работа [5], где из соотношения (8) следуют меньшие значения диаметров микроканалов. Отметим, что формирование микроструктуры в резко неоднородной геометрии [4,6] происходит не в лавинной фазе, поэтому соотношение (8) имеет, по видимому, более общий характер.

Рассмотренный механизм формирования пространственной структуры разряда позволяет провести аналогию с процессом гравитационной неустойчивости однородной Вселенной на ранней стадии эволюции, когда процессу собирания вещества в отдельные сгустки под действием тяготения противостоит упругость вещества. При малых масштабах, т.е. для возмущений с малой длиной волны, преобладают силы давления, однако возмущения с большой длиной волны будут экспоненциально нарастать. При учете расширения Вселенной рост возмущений замедляется, поскольку плотность вещества является убывающей функцией времени, и закон роста возмущений становится степенным [23]. В результате формируется крупномасштабная структура, включающая скопления и сверхскопления будущих галактик. Далее происходит образование самих галактик и звезд. Опытные данные свидетельствуют о фрактальном распределении материи во Вселенной с фрактальной размерностью $d_f \approx 1.23$ [18]. Отметим, что данная величина находится в интервале найденных выше значений d_f .

Заключение

Экспериментально обнаружена микроструктура канала пробоя однородных промежутков импульсами напряжения наносекундного диапазона в воздухе атмосферного давления при электрических полях, недостаточных для образования стримеров. Предложен механизм формирования микроструктуры за счет развития неустойчивости ионизационного процесса в лавинной стадии. Получено обобщение на случай неоднородных промежутков. Установлено, что неустойчивость имеет длинноволновый характер и приводит к формированию самоподобной пространственной структуры. Определена

ее фрактальная размерность. Показано, что микроструктура стримерных разрядов в однородных промежутках также может быть объяснена в рамках предложенной модели.

Авторы выражают благодарность Кочемасову Г.Г. за полезное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ, 1997. 320 с.
- [2] *Pavlovskiy A.I., Buranov S.N. et al.* // Proc. 20th ICPIG. Piza, Italy. 1991. Vol. 2. P. 464–465.
- [3] *Буранов С.Н., Горохов В.В.* и др. // Квант. электрон. 1991. Т. 18. Вып. 7. С. 891–893.
- [4] *Буранов С.Н., Горохов В.В.* и др. // Сб. науч. тр. / Под ред. В.Д. Селемира, А.Е. Дубинова. Саров, 1998. С. 39–67.
- [5] *Перминов А.В., Тренькин А.А.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 9. С. 52–55.
- [6] *Репьев А.Г., Репин П.Б., Покровский В.С.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 56–62.
- [7] *Репин П.Б., Репьев А.Г.* // Сб. науч. тр. / Под ред. В.Д. Селемира, А.Е. Дубинова. Саров, 2003. С. 143–172.
- [8] *Бычков Ю.И., Суслов Ф.И.* и др. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 2. С. 196–204.
- [9] *Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б.* и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 4. С7 136–145.
- [10] *Вихарев А.Л., Горбачев А.М.* и др. // ЖЭТФ. 1994. Т. 106. Вып. 1 (7). С. 172–185.
- [11] *Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [12] *Синкевич О.А.* // ТВТ. 2003. Т. 41. № 5. С. 695–705.
- [13] *Ebert U., van Saarloos W., Caroli C.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. N 20. P. 4178–4181.
- [14] *Arrayas M., Ebert U., Hundsdorfer W.* // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. N 17. P. 174 502(R).
- [15] *Rocco A., Ebert U., Hundsdorfer W.* // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. P. 035 102(R).
- [16] *Карелин В.И., Тренькин А.А.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 2. С. 52–56.
- [17] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда / М.: Наука, 1987. 592 с.
- [18] *Божокин С.В., Паршин Д.А.* Фрактары и мультифракталы. Ижевск: НИЦ „Регулярная и хаотическая динамика“, 2001. 128 с.
- [19] *Попов Н.А.* // Физика плазмы. 2002. Т. 28. № 7. С. 664–672.
- [20] *Niemeyer I., Pietronero L., Wiesmann H.J.* // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 12. P. 1033–1036.
- [21] *Астайкин А.И., Помазков А.П.* Теоретические основы радиотехники. Ч. 2. Основы теории сигналов. Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2004. 332 с.
- [22] *Шредер М.* Фракталы, хаос, степенные законы. Миниатюры из бесконечного рая. Ижевск: НИЦ „Регулярная и хаотическая динамика“, 2001. 528 с.
- [23] *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Релятивистская астрофизика. М.: Наука, 1967. 656 с.