

PACS: 52.80.-S, 52.80.PI, 51.50+V

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАТОДОНАПРАВЛЕННОГО  
СТРИМЕРА ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА****МЕХТИЗАДЕ Р.Н., БОНДЯКОВ А.С., КЯЗУМОВ Ш.А.***Институт Физики НАН Азербайджана*

Настоящая статья посвящена теоретическому исследованию катодонаправленного стримера импульсного разряда. Предложена аналитическая модель, которая позволяет получить величину радиуса головки и пиковой напряженности электрического поля для заданного потенциала головки катодонаправленного стримера с помощью свободно распространяемого математического пакета BOLSIG (Kinema Software & CPAT).

Практически единственным средством для теоретического исследования процессов, происходящих при распространении импульсного газового разряда, на данный момент являются численные методы моделирования. Численное моделирование, опирающееся на известные закономерности явлений, в сопоставлении с экспериментальными данными, полученными в тех же условиях, позволяет существенно улучшить понимание физики развития импульсного пробоя и его воздействия на газ. В основном, все эти работы основывались на гидродинамической модели описания движения электронов, которое решалось совместно с уравнением Пуассона для расчета самосогласованного электрического поля.

Сравнение численного моделирования стримерного разряда с экспериментом проводилось только для таких параметров, как скорость распространения, ток и энергозатраты в разрядном промежутке, т.е. интегральных величин, практически не дающих информации о внутренней структуре и пространственном распределении параметров плазмы. Таким образом, в настоящее время численные модели развития стримерных разрядов не могут претендовать на количественное описание явления. Тем не менее, для понимания физики процессов, лежащих в основе распространения стримера, как и для качественного анализа эффективности использования стримерного разряда в прикладных задачах, можно опираться на результаты численного моделирования.

В работе [1] на основании 2D моделирования катодонаправленного стримера в геометрии сфера-плоскость было показано, что основные параметры стримерного разряда можно разделить на две категории. Параметры из первой группы (геометрические размеры канала и головки стримера, скорость и ток) существенно зависят от радиуса сферы  $R_{sph}$  и приложенного напряжения  $U$ . Параметры второй группы (электрическое поле и концентрация электронов в головке стримера) зависят только от давления и рода газа и несущественно меняются с изменением  $R_{sph}$  и  $U$ . Отличительной характеристикой стримера по сравнению с другими типами газового разряда является возможность достаточно точного выделения двух областей разряда – области высоких электрических полей с невысокой проводимостью (головка стримера) и области высокой проводимости с низкими электрическими полями (канал стримера).

Таким образом, параметры из первой группы сильно чувствительны к процессам в стримерном канале, в то время как параметры из второй группы определяются в основном процессами в головке стримера.

При распространении катодонаправленного стримера, в отличие от анодонаправленного, возникает вопрос появления начальных электронов перед

головкой стримера, без наличия которых принципиально невозможен дальнейший вынос заряда. Необходим процесс, обеспечивающий непрерывное и достаточное поступление новых электронов, которые будут создавать вторичные лавины и втягиваться в канал пространственного заряда, чтобы таким образом продвигать его к аноду.

Моделирование стримерного разряда проводилось в гидродинамическом приближении в 2D геометрии [2]. Численная модель включает в себя уравнения баланса заряженных частиц (1–3) и распределения электрических полей в промежутке (4):

$$\frac{\partial n_g}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j} = S_{ion} + S_{photo} - S_{rec} - S_{att} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = S_{ion} + S_{photo} - S_{rec} \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = S_{att} \quad (3)$$

$$\text{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} (n_p - n_e) \quad (4)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{v}_e \cdot n_e - D \cdot \nabla n_e \quad (5)$$

Здесь  $n_e$ ,  $n_p$  и  $n_n$  – концентрации электронов, положительно и отрицательно заряженных ионов,  $v_e$ ,  $D$  – дрейфовая скорость электронов под действием локального электрического поля  $E$  и коэффициент диффузии,  $S_{ion}$ ,  $S_{photo}$ ,  $S_{rec}$  и  $S_{att}$  – скорости ионизации, фотоионизации, электрон-ионной рекомбинации и прилипания электронов к нейтральным частицам газа соответственно. Скорость ионизации электронным ударом вычислялась с использованием локального соотношения

$$S_{ion} = \alpha |v_e| n_e \quad (6)$$

Более правильные подходы [3,4] учитывают эффекты нелокального и нестационарного характера ионизации в области высоких пространственных и временных градиентов. При моделировании стримера в схожих условиях авторы приводят отличие от локального подхода на уровне 10% по скорости распространения стримера и незначительное отличие по току стримера и эффективности наработки активных частиц.

Первый коэффициент Таунсенда  $\alpha$  и скорость дрейфа электронов  $v_e$  рассчитывались с помощью решения кинетического уравнения Больцмана в двучленном приближении [5]. Численное моделирование проводилось с помощью свободно распространяемого пакета BOLSIG (Kinema Software & CPAT), а также его коммерческая реализация [6].

Стример рассматривался в виде идеально проводящих полусферической головки и цилиндрического канала. Также предполагалась неподвижность тяжелых частиц, т.е. определяющее влияние электронов на динамику стримера. Такая модель пользуется наибольшей популярностью при построении аналитических моделей ввиду простоты описания распределения электрического поля и движения электронов в головке стримера [7].

Как следует из экспериментальных исследований и численного моделирования, при постоянном напряжении на катоде и не очень больших газовых промежутках (единицы сантиметров при атмосферном давлении) распространение стримера является практически равномерным, за исключением не интересующих нас приэлектродных областей. Движение стримера в системе отсчета, связанной с головкой стримера, является квазистационарным, т.е. уход электронов в канал стримера обязан компенсироваться потоком интенсивно размножающихся электронов из области

предионизации перед головкой стримера (скоростью ионизации газа в канале стримера при таком рассмотрении пренебрежем).

Рассмотрим одиночную лавину, возникшую на некотором расстоянии от фронта электрического поля. Такая лавина достигнет поверхности головки стримера, произведя на своем пути не только акты ионизации, но и возбуждение уровней, порождающих возникновение ионизирующего излучения. С другой стороны, именно такое фотоионизирующее излучение от всех лавин (зарождающихся с различных состояний) является источником фотоэлектронов перед головкой стримера. При квазистационарном развитии стримера должен соблюдаться баланс между уходом электронов в головку и их размножением перед ней. При соблюдении описанного баланса потоков электронов радиус головки стримера будет являться собственным числом такого баланса.

Полноценный двумерный анализ структуры стримера по очевидным причинам является чрезвычайно сложным и возможен только при численном моделировании. Поэтому для получения качественных результатов будем рассматривать движение заряженных частиц только на оси стримера, т.е. рассмотрим одномерное движение электронов в квазисферическом электрическом поле головки.

Свяжем начало системы координат с центром полусферической головки стримера. Рассмотрим динамику развития лавины из фотоэлектрона, возникшего в точке  $x_0$  на оси симметрии. Скорость нарастания заряда в такой лавине по мере ее продвижения к головке стримера описывается уравнением:

$$\frac{dN_E}{dx} = -\alpha(x) \cdot \frac{v_d(x)}{v_{st} + v_d(x)} \cdot N_E \quad (7)$$

Здесь приняты следующие обозначения  $\alpha(x)$  – первый коэффициент Таунсенда,  $v_d(x)$  – скорость дрейфа электронов и  $v_{st}$  – скорость распространения стримера. Дробь в правой части является поправкой, учитывающей взаимное движение зарядов и самого стримера. Решением данного уравнения будет функция вида:

$$K(x_0, R) = \frac{N_R}{N_0} = \exp\left(\int_R^{x_0} \frac{\alpha(x)v_d(x)}{v_{st} + v_d(x)} dx\right) \quad (8)$$

Полученная функция отражает коэффициент размножения лавины, возникшей в точке  $x_0$ , при достижении ею головки стримера на расстоянии  $R$ .

Учитывая то, что электрическое поле быстро нарастает при приближении к головке стримера, а скорости ионизации и возбуждения излучающих уровней зависят от величины электрического поля дважды экспоненциальным образом, можно считать, что фотоионизирующее излучение порождается в головке стримера, т.е. на поверхности радиусом  $R$ . Условие баланса электронов в области перед головкой можно записать как:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{F_R}{F + F_R} \int_R^{\infty} \Psi((x_0 - R) \cdot p) \cdot \exp\left(\int_R^{x_0} \frac{\alpha(x)v_d(x)}{v_{st} + v_d(x)} dx\right) dx_0 = 1 \quad (9)$$

Для получения результатов, кроме зависимостей скоростей элементарных процессов  $v_e$ ,  $\alpha$ ,  $\Psi$ , необходимо определиться с распределением электрического поля в головке стримера  $E(x)$  и скоростью движения самого стримера  $v_{st}$ .

В связи с предложенным квазиодномерным подходом, данная модель принципиально не может быть замкнутой (самосогласованной) и некоторые из параметров обязаны быть введены извне. Как отмечалось во введении, роль проводящего канала стримера сводится к поддержанию потенциала головки по возможности наиболее близким к потенциалу анода. Тогда именно величина

электрического потенциала головки стримера  $U$  является одним из наиболее логичных параметров задачи.

В пренебрежении небольшим пространственным зарядом перед головкой стримера, уравнение Пуассона (4) в данной постановке приводит к квадратичному по пространству спаду электрического поля перед головкой стримера:

$$E(x) = \begin{cases} 0, & x < R \\ E_{max} \cdot (R/x)^2, & x \geq R \end{cases} \quad (10)$$

Однако пиковое поле  $E_{max} = E(R)$  отличается от поля уединенной сферы. Как было показано в [7], учет влияния зарядов, находящихся в цилиндрическом канале стримера, приводит к уменьшению электрического поля примерно в два раза, т.е.

$$E_{max} \cong \frac{U}{2R}$$

Продвижение головки стримера по межэлектродному промежутку является следствием накопления пространственного заряда перед фронтом электрического поля, и, таким образом, скорость стримера определяется динамикой наработки заряженных частиц (как электронов, так и положительно заряженных ионов) перед головкой стримера. Согласно результатам численного моделирования динамики стримера при небольших перенапряжениях, скорость стримера  $v_{st}$  меньше скорости дрейфа электронов в максимуме электрического поля  $v_e|_{max} = v_e(R)$  в несколько раз. При больших напряжениях, по всей видимости, возможны случаи, когда  $v_{st} > v_e(R)$ . Поэтому, не забывая, что данный подход является сугубо качественным, приравняем скорость распространения стримера к скорости дрейфа электронов в максимуме электрического поля  $v_{st} = v_e(R)$ .

С учетом вышеизложенного представляется возможным решить уравнение (9) для разных значений потенциала головки для выбранного газа. Левая часть уравнения (9) (назовем ее, для определенности,  $F = F(U, R, p)$ ) является, по сути, отношением между количеством первичных фотоэлектронов и вторичных, т.е. порожденных первичными при достижении головки стримера посредством фотоионизации газа.

Видно, что такая зависимость имеет максимум при определенных размерах головки стримера – при удалении от этой области эффективность рождения фотоэлектронов падает из-за уменьшения усиления отдельных лавин. Для соблюдения баланса данная величина обязана быть равна 1.

Из графика, представленного на рис.1, видно, что при напряжениях ниже критического  $U_{min} = 4$  кВ для воздуха соотношение (9) не реализуется ни при каких величинах радиуса головки стримера. Данный результат хорошо известен – при напряжениях ниже критического формирования стримера не произойдет, а будет распространяться медленная волна ионизации, определяющаяся пространственным распределением электронов в разрядном промежутке. Так, на основе обобщения обширного экспериментального материала, в работе [7] приведено минимальное значение потенциала головки стримера 5-8 кВ для разряда в воздухе при атмосферном давлении.

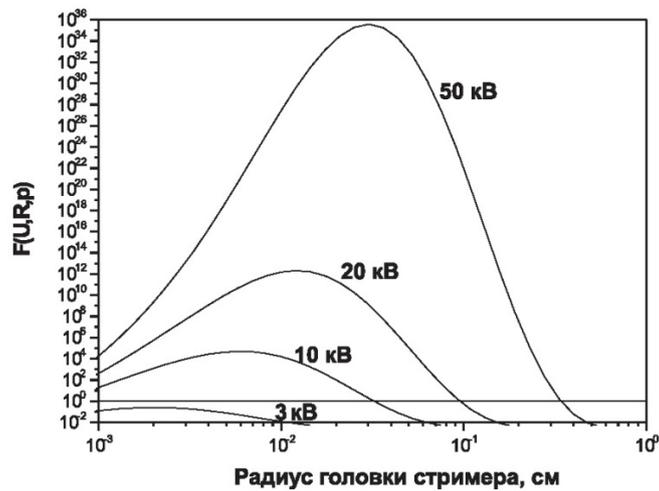


Рис 1. Зависимость функции  $F(U, R, p)$  (9) от радиуса головки стримера в воздухе при атмосферном давлении для напряжений  $U = 3, 10, 20, 50$  кВ.

С ростом потенциала головки увеличение радиуса происходит практически линейно, в то время как напряженность электрического поля в максимуме относительно быстро падает до величины  $E/N = 600$  Тд при  $U = 25$  кВ, а далее меняется относительно слабо.

Для сравнения на рисунках приведены результаты численного моделирования в 2D геометрии: радиус  $R$  и пиковая приведенная напряженность электрического поля  $E/N$  для ряда напряжений на промежутке и величин межэлектродного зазора  $L = 10, 20$  и 30 мм соответственно.

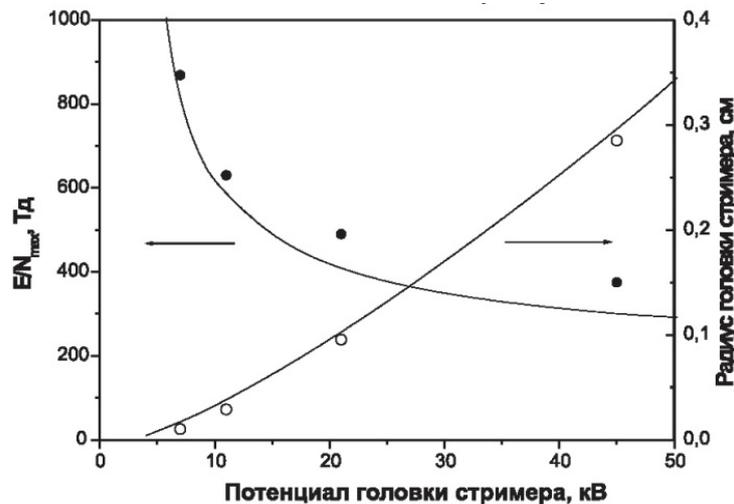


Рис. 2: Зависимости радиуса и пикового электрического поля от потенциала головки стримера.

На рис.2 приведены значения радиуса и пиковой напряженности электрического поля для различных потенциалов головки стримера (до 50 кВ) в воздухе.

Как следует из приведенных графиков, результаты численного моделирования с хорошей точностью описываются предлагаемой моделью. Предложенная модель корректно описывает радиус головки стримера и величину пиковой напряженности электрического поля в зависимости от скоростей ионизации и фотоионизации данного газа.

1. *Babaeva N.Yu., Naidis G.V.* Two-dimensional modelling of positive streamer dynamics in nonuniform electric fields in air // J.Phys.D: Appl.Phys. 29 (1996) 2423.
2. *Pancheshnyi S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu.* Role of Photoionization Processes in Propagation of Cathode-Directed Streamer // J.Phys.D.: Appl.Phys. 34 (2001) 105.
3. *Guo J., Wu C.* Two-dimensional simulation of the nonequilibrium fluid models for streamer // IEEE Trans. Plasma Sci. 21 (1993) 684.
4. *Найдис Г.В.* Влияние нелокальных эффектов на динамику стримеров в положительных коронных разрядах // Письма в ЖТФ. 23 (1997) 89.
5. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А.* Основы физики плазмы. -М.: Атомиздат, 1977.
6. *Гордеев О.А., Хмара Д.В.* Пакет программ для моделирования кинетических процессов в плазме газового разряда в приближении приведенного поля // IX Конференция по физике газового разряда. Рязань, 1998. Т.2. С.91.
7. *Райзер Ю.П., Симаков А.Н.* Полусферическая модель стримерной головки // Физика плазмы. 22 (1996) 668.

## **İMPULS QAZBOŞALMASININ KATODA İSTİQAMƏTLƏNMİŞ STRİMERİNİN MODELƏŞDİRMƏSİ**

**MEHDİZADƏ R. N., BONDYAKOV A.S., KƏZİMOV Ş.Ə.**

Məqalə impuls qazboşalmasının katoda istiqamətlənmiş strimerinin nəzəri tədqiqinə həsr olunmuşdur. Sərbəst yayılan BOLSIG (Kinema Software & CPAT) riyazi paket vastisilə katoda istiqamətlənmiş strimerin başlığının verilməmiş potensialı halında başlığın elektrik sabəsinin maksimal qiymətini və başlığın radiusunu müəyyənləşdirməyə imkan verən analitik model təklif olunmuşdur.

## **NUMERICAL SIMULATION OF CATHODE STREAMER IN PULSE DISCHARGE**

**MEHDIZADEH R.N., BONDYAKOV A.S., KAZUMOV Sh.A.**

The present article is devoted to theoretical research of cathode streamer in pulse discharge. The analytical model which allows receiving head's size radius and peak value of electric field strength for the given potential of a head cathode streamer is offered. The freely propagated mathematical package BOLSIG (Kinema Software and CPAT) had been used at modeling.