

УДК 537.523.9

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ДИФФУЗНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

© 2021 г. М. Е. Ренев¹, *, Ю. Ф. Сафронова¹, Ю. К. Стишков¹¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: m.renev@2014.spbu.ru

Поступила в редакцию 22.10.2019 г.

После доработки 31.01.2020 г.

Принята к публикации 10.03.2020 г.

В работе при помощи численного моделирования исследуются структура и характеристики диффузного барьерного разряда в воздухе при атмосферном давлении в системе плоских электродов, один из которых покрыт диэлектриком. Учитываются электроны, положительные и отрицательные ионы, процессы ионизации, рекомбинации, прилипания, отлипания и фотоионизации, зарядки диэлектрика, автоэмиссии электронов с электрода. Для выявления особенностей структуры диффузного барьерного разряда рассматривались импульсы напряжения с длительностью фронтов 1 и 100 нс, скоростью нарастания напряженности электрического поля 152 и 1.52 кВ/(см нс), длительностью 2 и 500 нс соответственно. Описана 1D-структура барьерного разряда, подобная стримеру и условно названная плоским стримером: плоская волна ионизации, за фронтом которой расположен плазменный канал, а перед фронтом непроводящий газ. Традиционно диффузный разряд противопоставляется стримерному, данная работа корректирует такое представление. Получены основные этапы формирования диффузного барьерного разряда: стадии лавины, лавинно-стримерного перехода, распространения положительной и отрицательной головок плоского стримера, замыкания головок на электроды и процесс релаксации плазмы. Показано, что процесс релаксации плазмы после отключения напряжения замедленный, скорость возрастания фронта и длительность импульса существенно влияют на структуру и параметры разряда. Учет в модели внешней электрической цепи ограничил ток в системе и дал удовлетворительное количественное согласие с экспериментом.

DOI: 10.31857/S0040364420060150

ВВЕДЕНИЕ

Барьерный разряд (БР) известен с 1857 года благодаря Сименсу. Он имеет широкий спектр применений в медицине, химии, промышленности, машиностроении в качестве источника плазмы, химического реактора, очистителя воздуха и т.д. [1]. Среди новейших устройств, использующих БР, активно разрабатываются электрогидродинамические регуляторы потока, которые устанавливаются на поверхность крыла. Они способны улучшать обтекание и снижать сопротивление крыла внешнему потоку [2]. Также последнее время динамично развиваются медицинские приложения для холодной плазмы, полученной с помощью БР, например, для лечения опухолей [3] и обеззараживания инструментов. Однако, несмотря на широкое практическое применение, по-прежнему структура и свойства БР являются предметом исследования.

БР — это газовый разряд, который возникает в системе электродов, когда хотя бы один из электродов отделен от газа диэлектриком. Диэлектрик препятствует прохождению постоянного тока в системе, поэтому обычно применяется гармонич-

еское или импульсное питающее напряжение. Различают две формы горения БР — диффузную и контрагированную (филаментную). В диффузной форме светящаяся плазма заполняет межэлектродный промежуток (МЭП) с высокой степенью однородности [4], в то время как контрагированный БР состоит из узких каналов [5–7]. Также в МЭП могут наблюдаться упорядоченные светящиеся структуры [8]. Для практических приложений актуальной является задача получения именно диффузной формы разряда при атмосферном давлении, как более эффективной и удобной в применении, так как при этом воздействие плазмы распространяется равномерно на максимально широкую область. Выяснению условий перехода разряда из контрагированной формы в диффузную посвящен ряд работ [4, 9–12]. В [9] показано, что важную роль в формировании диффузного БР играет скорость нарастания напряженности электрического поля в воздушном промежутке и сопротивление внешней электрической цепи. Для двухмиллиметрового плоского воздушного промежутка при атмосферном давлении были реализованы случаи диффузного БР для скорости нарастания поля 1.1 кВ/(см нс)

и контрагированного БР для скорости нарастания поля $0.1 \text{ кВ}/(\text{см нс})$. В данной работе скорости роста переднего фронта импульсов напряжения $\Delta E/\Delta t$ выбирались такими, чтобы в воздушном промежутке они были сравнимы с $1.1 \text{ кВ}/(\text{см нс})$ или больше.

Для описания распространения одиночного стримера существенным является рассмотрение двумерной или трехмерной модели [13], позволяющее получать локальное увеличение электрического поля перед головкой стримера. Контрагированные каналы возникают из одиночных лавин, стартующих с катода, тогда как при диффузной форме с катода стартует одновременно множество лавин, которые, перекрываясь, образуют единый фронт. При этом сглаживается поперечный градиент электрического поля. Интуитивно понятно, что диффузная форма не может носить исключительно лавинный характер, так как концентрация заряженных частиц в лавине слишком мала. Вместе с тем в плазме диффузного БР отсутствует контрагированность, характерная для стримерного разряда. Предполагается, что в случае диффузного БР возможно образование новой формы, волны ионизации, которая по некоторым свойствам подобна стримерной. Эту форму авторы называли плоским стримером, ярко красноречиво понимая, что не все ее свойства совпадают с классическим стримером. Для описания плоского стримера используется одномерное приближение.

В данной работе исследуется система плоскопараллельных электродов, один из которых покрыт диэлектриком. Рассматривается диффузный БР в воздухе при атмосферном давлении, возбуждаемый одиночным импульсом напряжения прямоугольной формы отрицательной полярности. Анализируются три случая, два из которых существенно отличаются скоростью нарастания фронта и длительностью питающего импульса напряжения, тогда как в третьем случае в модель вводится внешняя электрическая цепь.

Третий случай рассматривается для верификации расчетной модели при сравнении с экспериментом. Размеры электродов, барьера, МЭП, диэлектрическая проницаемость барьера и внешнее сопротивление были выбраны на основании экспериментальных исследований [9, 14].

Параметры первого импульса выбирались так, чтобы можно было выявить основные стадии разрядных процессов в МЭП и понять, каким образом лавинная стадия переходит в новую стадию, обеспечивающую повышенную ионизацию. Импульс напряжения характеризовался длительностью фронта 1 нс , скоростью нарастания напряжения $18 \text{ кВ}/\text{нс}$ ($\Delta E/\Delta t = 152 \text{ кВ}/(\text{см нс})$), длительностью 2 нс . Его длительность определялась отношением половины длины МЭП к дрейфовой скорости электронов. При таких параметрах им-

пульса лавинно-стримерный переход (ЛСП) происходит в середине воздушного промежутка, и далее распространяется плоский двухголовочный стример. Такой импульс напряжения будем называть оптимальным.

Параметры второго импульса ближе к экспериментальным. Он характеризуется длительностью фронта 100 нс , скоростью нарастания напряжения $0.18 \text{ кВ}/\text{нс}$ ($\Delta E/\Delta t = 1.52 \text{ кВ}/(\text{см нс})$), длительностью 500 нс ; будем называть его длительным импульсом. В работе показано, что в этих условиях распространение фронта ионизации в направлении к отрицательному электроду начинается без промежуточных стадий, аналогично тому, как распространяется классический положительный стример. В данном примере наиболее сложной стадией является замыкание волны ионизации на отрицательный электрод, при этом именно автоэмиссия играет ключевую роль. Во время данной стадии происходит наибольшее число актов ионизаций.

Целью настоящей работы является исследование структуры и свойств диффузного наносекундного БР отрицательной полярности при одиночном импульсе напряжения.

ОПИСАНИЕ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ

Моделирование диффузного БР проводится в одномерной постановке. Рассматривается плоский конденсатор, ось Ox направлена перпендикулярно его обкладкам O, B (рис. 1а). Расстояние OA занимает твердый диэлектрический барьер с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2$ (для третьего импульса $\epsilon = 9$), AB — воздух. Толщина барьера — 0.5 мм , длина воздушной части МЭП — 1 мм (для третьего импульса — 2 и 1 мм соответственно).

К обкладкам конденсатора прикладывается симметричный униполярный импульс напряжения амплитудой $U_0 = 12 \text{ кВ}$ (рис. 1б). Длительности фронтов импульса t_2 и $t_5 - t_3$, определяемые как время изменения напряжения от нуля до U_0 , выбирались равными 1 нс (для оптимального импульса-I) и 100 нс (для длительного импульса-II и расчета модели вместе с сопротивлением внешней цепи-III). При этом скорость роста фронта была 18 и $0.18 \text{ кВ}/\text{нс}$, а длительность импульса составляла 2 и 500 нс соответственно. Длительность импульса $t_4 - t_1$ определяется как время, при котором напряжение больше $0.5 U_0$.

Ряд работ [1, 5, 13–15] указывают на стримерный механизм возникновения БР и возможность его описания в рамках модели, включающей в себя уравнения переноса с дрейфовым потоком под действием электрической силы (Нернста–Планка) и уравнения электростатики. Принимая это во внимание, рассмотрим систему уравнений:

$$\Delta(\epsilon \epsilon_0 \phi) = 0, \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad x \in OA, \quad (1)$$

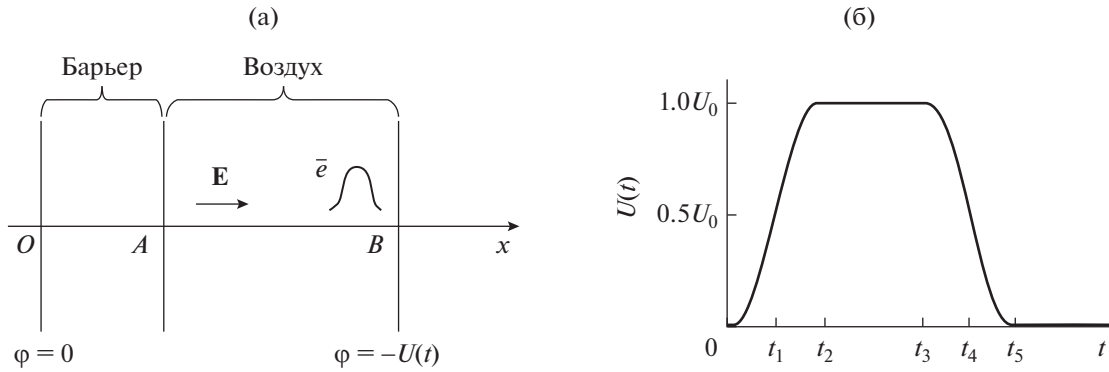


Рис. 1. Схема межэлектродного промежутка (а) и форма импульса напряжения (б).

$$\begin{aligned} -\Delta(\varepsilon_0\varphi) &= |e|(-n_e - n_n + n_p), \\ \mathbf{E} &= -\nabla\varphi, \quad x \in AB, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(-D_i \nabla n_i + z_i \mu_i n_i \mathbf{E}) &= Q_i, \\ i &= e, n, p, \quad x \in AB, \end{aligned} \quad (3)$$

$$Q_e = (\alpha_{\text{ion}} - \alpha_{\text{att}}) n_e - C_{ei} n_e n_p + \alpha_{\text{det}} n_n + l c n_{\text{ph}}, \quad (4)$$

$$Q_p = \alpha_{\text{ion}} n_e - C_{ei} n_e n_p - C_{ii} n_p n_n + l c n_{\text{ph}}, \quad (5)$$

$$Q_n = \alpha_{\text{att}} n_e - C_{ii} n_p n_n - \alpha_{\text{det}} n_n. \quad (6)$$

В диэлектрике OA решается уравнение Лапласа (1), где φ – потенциал, $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля, ε – относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. На отрезке AB (воздух) решается уравнение Пуассона (2) и уравнения Нернста–Планка для каждого типа носителей заряда (3). В качестве носителей заряда учитываются электроны и “усредненные” для воздуха отрицательные и положительные ионы. Величины, относящиеся к электронам, отрицательным и положительным ионам, обозначаются соответственно индексами e, n, p ; $|e|$ – модуль элементарного заряда, n_i – концентрация i -го типа частиц. Учитывается вклад диффузии в поток частиц (с коэффициентом диффузии D_i) и миграция под действием электрического поля $z_i \mu_i n_i \mathbf{E}$, где $z_i = \pm 1$ – заряд частицы, μ_i – ее подвижность. В (4)–(6) Q_i – функции источников, учитывающие процессы ионизации, рекомбинации, прилипания, отлипания и фотоионизации, α_{ion} – частота ударной ионизации, α_{att} – частота прилипания, C_{ei} – коэффициент электрон-ионной рекомбинации, α_{det} – частота отлипания, C_{ii} – коэффициент ион-ионной рекомбинации. Концентрация фотонов находится из уравнения для фотоионизации [16–18]

$$-\Delta n_{\text{ph}} = -l^2 n_{\text{ph}} + g \frac{5l}{c} \alpha_{\text{ion}} n_e, \quad (7)$$

где n_{ph} – концентрация фотонов, c – скорость света, $g = 10^{-6}$ – коэффициент эффективности фотоизлучения, $l = 4500$ 1/м – коэффициент поглощения фотоизлучения. Уравнение (7) – уравнение переноса фотонов, которые появляются в области сильной ударной ионизации, поглощаются средой, рассеиваются и двигаются со скоростью света. Коэффициенты для транспортных уравнений (3)–(7) приведены в [16, 17, 19, 20].

Из вторичных процессов, кроме фотоионизации, рассматривалась автоэмиссия с поверхности электрода. До начала замыкания напряженность поля на катоде невелика и автоэмиссионных фототравочных электронов гораздо меньше, чем фототравочных электронов. Но при расстоянии между положительной волной ионизации и катодом порядка трех длин пробега электрона фотоны не успевают поглощаться воздухом и производить необходимое количество электронов. В это же время на катоде значительно повышена напряженность электрического поля, и электроны интенсивно выходят из катода в среду, делая замыкание волны ионизации возможным. Используется оригинальное выражение для плотности тока $\mathbf{j}$ квадратичной автоэмиссии, направленной в сторону воздуха:

$$\mathbf{j}_e = -P \mu_e |\mathbf{E}|^2 \theta(\mathbf{E} \mathbf{n}_B) \mathbf{n}_B, \quad (8)$$

где $\mathbf{n}_B$ – нормаль на границе B , направленная внутрь электрода, $\theta(\mathbf{E} \mathbf{n}_B)$ – функция Хевисайда, ее аргументом является составляющая электрического поля, нормальная границе B электрода. В модели автоэмиссионный поток отличен от нуля, если электрическое поле направлено вдоль указанной нормали, P – коэффициент интенсивности эмиссии, использовалось его значение 6×10^8 м⁻² В⁻¹. Данное значение точно неизвестно и подбиралось так, чтобы автоэмиссия не искажала лавинную стадию разряда. В экспериментах без предыонизации время ожидания затравочного электрона может быть заметным, следовательно, автоэмиссия не должна быть

слишком интенсивной. Выбранное приближение для автоэмиссии имеет квадратичную зависимость от напряженности электрического поля, так как вероятность выхода электрона из металла предполагается постоянной. Это самое простое допущение, которое кажется эффективным при недостатке информации о состоянии границы воздух–металл. Авторы понимают, что зависимость (8) тока эмиссии от электрического поля, строго говоря, не точна: кроме электрического поля есть и другие причины выхода электрона из металла в воздух, а именно, вторичная ион-электронная эмиссия, фотоэффект. Однако учет дополнительных явлений затруднителен, поскольку неизвестны зависимости эмиссий электронов от данных факторов. Также проверялось, что учет дополнительных эффектов, влияющих на автоэмиссию, не может существенно повлиять на результаты решения, поскольку эмиссия электронов является второстепенным эффектом по отношению к процессу ионизации. Авторами проведен ряд численных экспериментов с различными функциями автоэмиссии, которые показали, что решение не чувствительно к изменению интенсивности автоэмиссии на порядок. При увеличении интенсивности автоэмиссии плоский фронт ионизации лишь незначительно ускорялся при замыкании положительной волны ионизации.

На электродах OB задается напряжение $-U(t)$, рассматривается отрицательная полярность непокрытого диэлектриком электрода B . На границе A диэлектрик–воздух рассчитывается скачок напряженности поля и учитывается поверхностный заряд σ :

$$\varepsilon \varepsilon_0 (\mathbf{E} \mathbf{n}_A)|_{A-} - \varepsilon_0 (\mathbf{E} \mathbf{n}_A)|_{A+} = \sigma,$$

где $\mathbf{n}_A$ – вектор нормали на границе A , направленный внутрь барьера.

Расчет поверхностного заряда производится с помощью закона сохранения заряда в предположении, что все заряженные частицы, попавшие на поверхность диэлектрика, остаются на ней:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = |e| \sum_{i=e,n,p} (\mathbf{E} \mathbf{n}_A) \mu_i n_i \theta(z_i \mathbf{E} \mathbf{n}_A).$$

Для уравнений Нерста–Планка (3) используются граничные условия на поток $\mathbf{J}_i$:

$$\mathbf{J}_i|_{A,B} = \mu_i n_i \theta(z_i \mathbf{E} \mathbf{n}_{A,B}) (z_i \mathbf{E} \mathbf{n}_{A,B}) \mathbf{n}_{A,B}, \quad i = n, p,$$

$$\mathbf{J}_e|_A = \mu_e n_e \theta(-\mathbf{E} \mathbf{n}_{A,B}) (-\mathbf{E} \mathbf{n}_{A,B}) \mathbf{n}_A,$$

$$\mathbf{J}_e|_B = \mu_e n_e \theta(-\mathbf{E} \mathbf{n}_B) (-\mathbf{E} \mathbf{n}_B) \mathbf{n}_B - P \mu_e |\mathbf{E}|^2 \theta(\mathbf{E} \mathbf{n}_B) \mathbf{n}_B.$$

Это условия на свободный выход из воздуха всех трех сортов заряженных частиц (учитывается направление дрейфового потока), однако для электронов к граничному условию выхода на элект-

роде B добавляется автоэмиссионный поток (8). Для фотонов в точках A, B задана нулевая концентрация:

$$n_{ph}|_{A,B} = 0.$$

Начальное распределение электронов задается нормальным распределением с максимумом при координате 1.49 мм вблизи катода B и среднеквадратичным отклонением 0.01 мм (схематично показано на рис. 1а в виде гауссова колокола), начальные концентрации всех остальных частиц равны нулю. Начальное распределение электронов – плоский приэлектродный слой с нормальным поперечным распределением, максимум концентрации – 10^{12} м^{-3} . Начальные концентрации ионов на три порядка меньше, квазинейтральность не соблюдена, но, по сути, заряд в начальный момент времени мал и практически не влияет на поле в воздухе. Подобный плоский слой электронов может быть создан, например, за счет автоэмиссии.

Задача решается методом конечных элементов с помощью Comsol Multiphysics. Моделирование требует высокого качества сетки. Для построения сетки использовался критерий сеточной устойчивости – число Пекле

$$P_i = \frac{h |\mathbf{E}| \mu_i}{D_i},$$

которое для элемента сетки размером h не должно быть больше двух.

Используется около 470 тысяч линейных элементов, к границам воздушного промежутка сетка сгущается. Это связано с тем, что положительная головка плоского стримера перед замыканием на катоде создает высокую напряженность электрического поля, существенно повышая число Пекле.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Принято противопоставлять диффузную форму разряда стримерной, имея в виду, что стримерная структура – это филаментная 3D-структура. Однако в результате одномерного моделирования диффузного БР получена структура разряда, подобная известной структуре стримеров: высокая степень ионизации, снижение напряженности электрического поля в плазме за плоским фронтом волны ионизации. Такой объект авторами назван плоским или одномерным стримером. Его свойства частично совпадают со свойствами трехмерного стримера, но имеются и отличия. Плоский стример может быть получен в случае синхронного движения множества развивающихся электронных лавин с последующим лавинно-стримерным переходом.

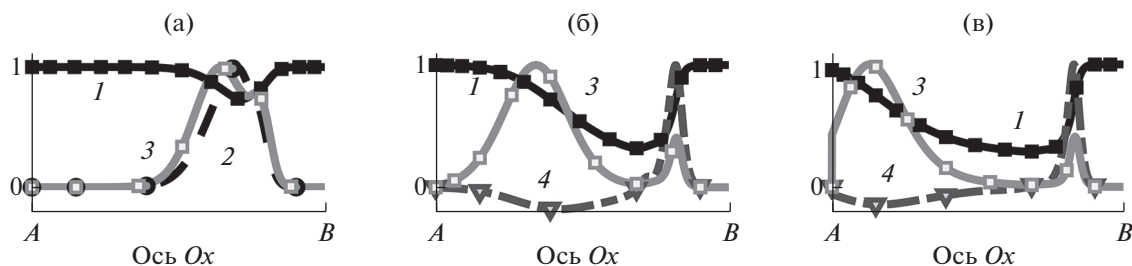


Рис. 2. Нормированные распределения величин вдоль воздушного промежутка AB в разные моменты времени: (а) — 1.2 нс, (б) — 1.3, (в) — 1.34; 1 — напряженность электрического поля, 2 — концентрация электронов, 3 — интенсивность ударной ионизации, 4 — объемный заряд.

Выделенные стадии разряда приведены на рис. 2. Это нормированные на свой максимум пространственные распределения основных расчетных величин вдоль воздушного промежутка AB в разные моменты времени. Расстояние AB равно 1 мм. В точке B (к обкладке конденсатора) прикладывается напряжение $-U(t)$, в точке A находится диэлектрический барьер, направление электрического поля показано стрелкой на рис. 1а. Кривая 1 на рис. 2 соответствует напряженности электрического поля в МЭП, 2 — концентрации электронов. При ионизации газа на первом этапе лавинного процесса гауссов профиль повышенной концентрации электронов распространяется в однородном электрическом поле с постоянной скоростью, равной произведению подвижности электронов на напряженность поля. Однако уже на этой стадии происходит небольшое разделение заряда: электроны движутся быстрее положительных ионов. Концентрация заряженных частиц быстро возрастает и к моменту времени 1.2 нс (рис. 2а) достигает значения 10^{18} м^{-3} . Этого достаточно, чтобы электрическое поле в проводящем центре лавины несколько понизилось, а перед ней и за ней возросло, что привело к смещению центров ионизации на границы заряженной области (3 на рис. 2а). Этот момент времени соответствует ЛСП.

Далее (рис. 2б, 2в) квазинейтральная центральная часть ионизованной области остается практически неподвижной, а с ускорением движутся левая и правая разноименно заряженные границы проводящей области, образуя две разнонаправленные волны ионизации (кривая 4 — суммарный объемный заряд). Таким образом, формируются отрицательная и положительная головки плоского двухголовочного стримера. Быстрее, как и в случае классического стримера, движется отрицательно заряженная граница, которая в момент времени 1.34 нс достигает поверхности диэлектрика, при этом максимум поля на ней относительно невысокий — всего 146 кВ/см. Это событие будем называть замыканием отрицательной головки (ЗОГ). Положительная головка начинает

движение несколько позже, и в момент замыкания положительной головки (ЗПГ) на катод (1.94 нс) поле достигает значительно более высокого уровня — 8 МВ/см. При недостатке затравочных электронов положительная головка повышает электрическое поле перед собой, что вызывает существенный рост тока эмиссии на катоде.

Основными характеристиками, получаемыми в эксперименте, являются осциллограммы тока и напряжения БР. На рис. 3 показаны нормированные временные зависимости рассчитанных величин. Характерные особенности (рост, перегибы, пересечения) этих зависимостей позволяют идентифицировать ключевые стадии и упрощают анализ БР. Ток, поверхностный заряд, напряжение и максимальное поле нормируются на свой максимум. Среднее поле нормируется на поле в воздухе без учета объемных и поверхностных зарядов. Максимальное значение электрического поля определяется суперпозицией внешнего электрического поля и собственного поля объемного заряда. Стрелками на графике указаны моменты времени, соответствующие различным стадиям БР, показанным на рис. 2. Начальная лавинная стадия характеризуется малым объемным зарядом, не искажающим внешнее электрическое поле, что видно на графике до момента времени 1.2 нс, до которого форма импульса напряжения полностью совпадает с изменением средней напряженности поля в промежутке. После ЛСП эти графики расходятся, процесс переходит в стримерную стадию и происходит формирование двухголовочного плоского стримера. Отметим также, что на лавинной стадии ток разряда практически отсутствует, поскольку концентрация заряженных частиц очень мала. В стримерной стадии разряда концентрации электронов и ионов стремительно возрастают (на девять порядков).

Отрицательная головка распространяется быстрее положительной, поскольку затравочные электроны находятся в самой головке, и в момент 1.34 нс происходит замыкание отрицательной головки на поверхность диэлектрика. При замыкании резко искажается электрическое поле, что

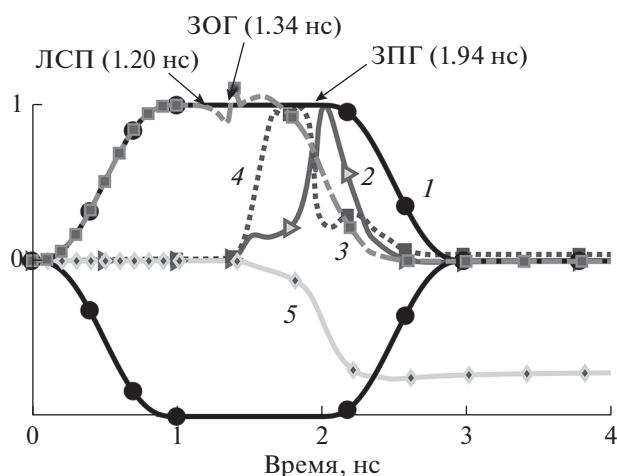


Рис. 3. Оптимальный импульс напряжения; осциллограммы нормированных величин: 1 — напряжение на электродах; 2 — ток через БР; 3, 4 — средняя и максимальная по модулю напряженность электрического поля в межэлектродном промежутке; 5 — плотность поверхностного заряда на диэлектрике.

приводит к появлению сильного тока смещения, на осциллограмме тока наблюдается первый скачок. После этого на диэлектрике начинает накапливаться поверхностный заряд и в МЭП остается одноголовочный плоский стример с положительной головкой. При этом наблюдается быстрый рост напряженности поля перед головкой плоского стримера вместе с ростом тока смещения. Повышение максимального поля и заряда соответствует приближению головки к поверхности катода и быстрому росту катодного тока эмиссии. Однако зарядка диэлектрика некоторое время идет относительно медленно, так как для этого необходим высокий ток ионов и электронов вблизи диэлектрика. Далее происходит распространение и частичное замыкание положительной головки. Полное замыкание головки на катод происходит в момент 1.94 нс, что близко к максимуму тока. Замыкание положительной головки также приводит к резкому изменению тока смещения, в данном случае ток на короткое время падает. Зарядка поверхности диэлектрика способствует снижению средней и максимальной напряженности поля в воздушном промежутке, что приводит к спаду тока. В момент времени 2.25 нс происходит третий всплеск максимума поля, при этом уменьшается ионный ток через поверхность катода, а также начинается задний фронт импульса напряжения. Электроны и ионы не успевают подстроиться под новое значение напряженности поля. В результате максимум поля на короткое время возрастает. К моменту начала заднего фронта импульса воздушный промежуток все еще существенно ионизован. Поэтому, несмотря на высокую плотность поверхностного заряда на

заднем фронте импульса напряжения, электрическое поле в воздушном промежутке недостаточно велико и лавинно-стримерных процессов в МЭП не наблюдается. Обратного импульса тока при отключении напряжения нет. Реакция на отключение может возникнуть только при увеличении длительности импульса до величины, необходимой для существенного снижения проводимости воздушного промежутка.

Проведенный анализ разрядных процессов при оптимальной длительности импульса позволил выявить двухголовочную структуру плоского стримера. При этом длительность импульса должна быть равна отношению длины МЭП к скорости движения электронов $t_4 - t_1 \cong \frac{l_{AB}}{b_e |E|}$.

Однако в реальных установках столь короткие фронты импульсов напряжения получить невозможно, обычно достижимые длительности фронта и длительность самого импульса напряжения на порядки больше. В этих условиях следует ожидать несколько иной структуры разрядных процессов.

Проанализируем разрядные процессы для импульса с длительностью переднего фронта 0.1 мкс и длительностью импульса 0.5 мкс. Амплитуда оставалась прежней — 12 кВ. В этом случае затравочный пакет электронов распространяется до поверхности диэлектрика на медленно растущем переднем фронте импульса напряжения в изменяющемся электрическом поле. Процессы ионизации начинаются с задержкой к 55 нс, когда среднее поле в ячейке достигнет критической величины. За это время фронт затравочных электронов успевает пройти расстояние, равное длине МЭП, и вся цепочка событий (лавина, ЛСП) не успевает развиваться, поэтому к поверхности диэлектрика приходит затравочный пакет электронов начальной плотности.

Таким образом, разрядные процессы начинаются с формирования волны ионизации, которая распространяется от поверхности диэлектрика к катоду (рис. 4а). Обратная волна ионизации снижает напряженность поля в плазменном канале. Ее скорость очень высока — порядка 10^6 м/с. Волна ионизации резко повышает концентрацию заряженных частиц до 10^{20} м⁻³ и создает проводящий канал с коротким передним фронтом. Это образование идентично отраженному положительному стримеру [16], имеющему головку плоской формы. На рис. 4б показан развитой положительный плоский стример: высокая концентрация заряженных частиц в канале и на головке, фоновая — перед головкой, в канале плоского стримера электрическое поле сильно понижено, а перед ним — повышено. До замыкания головки на катод ток практически отсутствует.

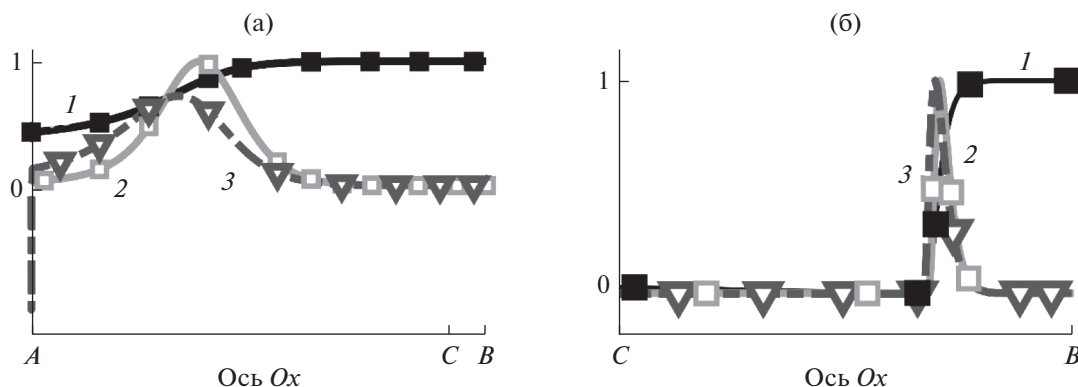


Рис. 4. Различные стадии формирования отраженной волны ионизации: (а) — 55 нс, возникновение отраженной волны ионизации от поверхности диэлектрика; (б) — 56 нс, развитие отраженной волны ионизации (растянут масштаб по оси Ox); 1 — напряженность электрического поля, 2 — интенсивность ударной ионизации, 3 — объемный заряд; точка C имеет координату $x = 1.42$ мм.

На рис. 5 видно, что в моменты времени 55–56 нс рассмотренные выше процессы приводят к стремительному росту напряженности поля перед головкой плоского стримера, к быстрой ионизации МЭП, сопровождающейся ростом катодного тока и накоплением поверхностного заряда на диэлектрике. Это приводит к экранированию поля в воздухе зарядом на диэлектрике, вследствие чего снижается средняя напряженность поля в воздушном промежутке и прекращаются процессы ионизации. Замыкание головки обеспечивается током эмиссии. В момент замыкания головки плоского стримера на катод импульс тока достигает максимума.

При указанных значениях параметров разрядные процессы завершаются на коротком промежуточном участке переднего фронта импульса напряжения. Далее во время действия импульса воздушный промежуток остается существенно ионизированным, однако среднее поле сильно подавляется полем заряженного диэлектрика и ток быстро снижается. Рекомбинация плазмы происходит сравнительно медленно и к моменту отключения напряжения степень ионизации воздушного промежутка все еще очень высока — порядка 10^{19} м^{-3} .

На заднем фронте импульса напряжения средняя напряженность поля в воздухе изменяет знак, так как доминирующим становится поле поверхностного заряда на диэлектрике. Поэтому на исходе заднего фронта вновь возникает кратковременная волна ионизации, происходящая в ионизированном газе и повышающая проводимость МЭП на порядок. Это приводит к импульсу тока противоположной полярности — обратному импульсу (ОИ) (рис. 5).

На рис. 6 приведена зависимость концентраций электронов, положительных и отрицательных ионов от времени действия импульса. После

ЛСП концентрации на переднем фронте импульса возрастают от фоновых до значений 10^{20} м^{-3} , характерных для стримерной формы разряда, и высокая концентрация заряженных частиц в газе сохраняется достаточно долго. За время импульса концентрация электронов и ионов за счет рекомбинации снижается не более чем на порядок. Поэтому разрядные процессы при отключении напряжения происходят в ионизированном газе и развиваются иначе, чем в исходном состоянии. Как видно из рис. 5, импульс тока при отключении напряжения не имеет длительного заднего фронта. Тем не менее плоский стример, возникающий на заднем фронте импульса, вновь повышает концентрацию электронов и ионов до уровня 10^{20} м^{-3} . Таким образом, в БР кратковременные разрядные процессы, протекающие на переднем и заднем фронте импульса напряжения, образуют в МЭП относительно долгоживу-

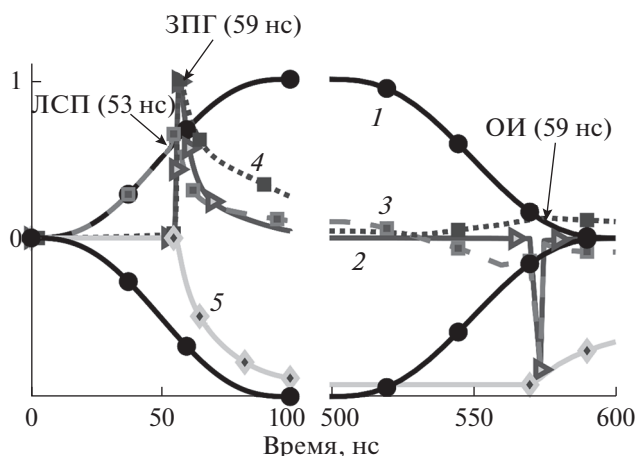


Рис. 5. Длительный импульс напряжения; осциллограммы нормированных величин: 1–5 — как на рис. 3.

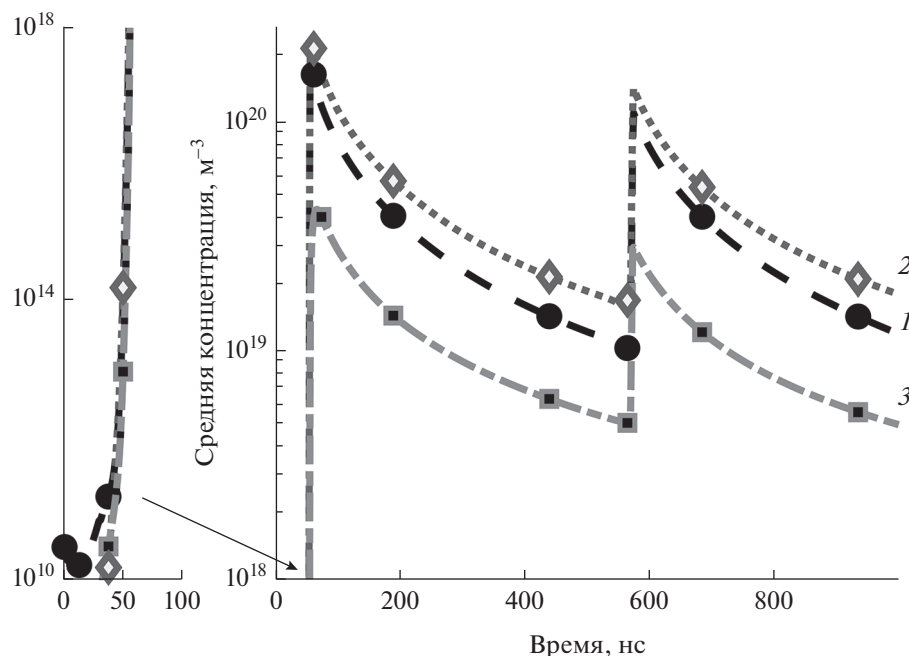


Рис. 6. Зависимость средних в межэлектродном промежутке концентраций электронов (1), положительных (2) и отрицательных (3) ионов от времени действия импульса напряжения.

щую плазму. Отлипание электронов от отрицательных ионов практически не изменяет концентрацию электронов: за 100 нс от отрицательных ионов (10^{19} м^{-3}) отлипает около 10^{17} м^{-3} электронов при частоте отлипания 0.1 мкс^{-1} , тогда как концентрация электронов при этом более 10^{19} м^{-3} . Это значит, что отлипание не играет существенной роли в наносекундных импульсах напряжения. Однако отлипание влияет на процессы релаксации плазмы при длительностях импульса напряжения более 1 мкс.

В рассмотренных случаях не учитывалось сопротивление электрической цепи, питающей БР, поэтому токи в системе оказывались более высокими, чем наблюдаются в эксперименте, — до 150 и 3 кА в случае оптимального и длительного импульсов соответственно. Однако экспериментальные исследования [9, 10, 14] показали, что горение БР в диффузной или контрагированной форме сильно зависит от последовательно включенного с ячейкой БР электрического сопротивления, которое будет ограничивать в ней ток. Поэтому для количественного сравнения результатов расчетов с экспериментальными измерениями к описанной модели необходимо добавить внешнюю электрическую цепь: тогда напряжение $U(t)$ будет задаваться не на электродах, как ранее, а на источнике напряжения, подключенном последовательно к электродам через сопротивление 100 Ом и индуктивность 1 нГн. Электрическое сопротивление, параметры импульса $U(t)$, геометрия и материал барьера взяты из экспери-

мента [14] (рис. 3.4а), а индуктивность выбрана как типовая для подводящих проводов с длиной около 10 см и диаметром около 1 мм. Результаты расчетов с учетом внешнего ограничивающего сопротивления приведены на рис. 7. Рассчитанная осциллограмма тока имеет те же особенности, что и экспериментальная: присутствуют два одиночных импульса тока на переднем и заднем фронтах импульса напряжения. Импульс тока на начальной стадии характеризуется небольшим током смещения и затем резким ростом тока проводимости, если МЭП предварительно ионизирован, то к току смещения добавляется небольшой по величине ток проводимости несамостоятельного разряда. Амплитуда тока на переднем фронте импульса в модели — 16 А, в эксперименте она доходит до 10 А, амплитуда тока на заднем фронте — 5.5 и 7 А в модели и эксперименте соответственно. Длительность импульсов тока в обоих случаях — около 100 нс. Учитывая приближения, принятые в модели, такое соответствие кажется вполне удовлетворительным. Амплитуда первого импульса тока оказалась несколько завышенной, возможно, из-за того, что в модели в начальный момент времени воздушный промежуток не ионизирован, барьер полностью нейтрален. А в эксперименте [14] представлены результаты для импульса напряжения уже после некоторого числа предварительных импульсов.

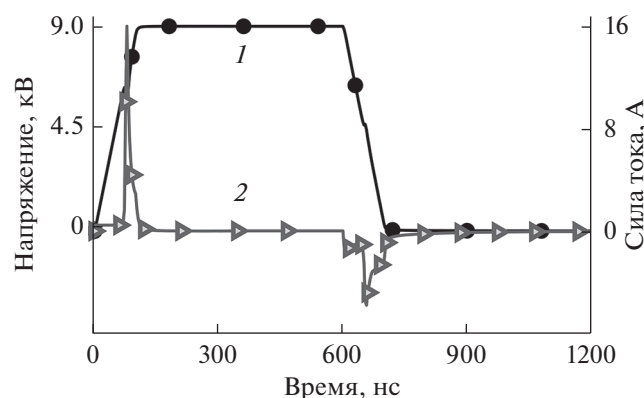


Рис. 7. Импульсы напряжения (1) и тока (2) в условиях, близких к эксперименту.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование диффузного БР в системе плоских электродов в рамках одномерной модели. Получены и описаны одномерные проводящие структуры, подобные стримерам, имеющие некоторые характерные черты: электрическое поле перед ионизированной средой повышено и однородно вплоть до границы воздушного промежутка, внутри канала напряженность электрического поля существенно понижена, границы проводящей структуры распространяются по механизму волны ионизации. Эти структуры условно названы плоскими стримерами.

На примере оптимального импульса напряжения (с длительностью переднего фронта меньше времени пересечения электронами МЭП) были выявлены все основные стадии БР: лавинная, ЛСП, двухголовочный плоский стример, замыкание головок плоского стримера на электроды. А также установлена взаимосвязь выявленных стадий с основными интегральными характеристиками процесса (током, средней и максимальной по модулю напряженностями электрического поля в МЭП, плотностью поверхностного заряда на диэлектрике).

Для более длительных импульсов напряжения, обычно используемых в экспериментах, структура лавинно-стримерных процессов в ячейке иная: в этом случае затравочный пакет электронов распространяется без ионизации до поверхности диэлектрика, а ионизация МЭП происходит при развитии в воздухе отраженной волны ионизации.

Кратковременные ионизационные процессы развиваются на масштабе наносекунд. Поэтому для кратковременного оптимального импульса напряжения импульс тока развивается после завершения переднего фронта, в то время как для более длительного импульса, используемого в экспериментах, — только на переднем и заднем

фронтах. При этом в обоих случаях плазма в воздушном промежутке сохраняется значительно дольше — в течение десятков и сотен микросекунд, и существенно влияет как на процессы ионизации, так и на результирующие импульсы тока.

Показано, что существенное влияние на амплитуду тока в МЭП оказывают параметры внешней электрической цепи. Учет внешнего сопротивления и индуктивности проводов в модели позволил получить осциллограммы тока, количественно близкие к экспериментальным. Стоит отметить, что при наличии внешней цепи модель гораздо менее требовательна к расчетной сетке и моделирование занимает на порядок меньше времени, чем без учета сопротивления. Это объясняется меньшими значениями напряженности электрического поля в разрядной ячейке из-за перераспределения напряжений между электродами и внешней цепью. Таким образом, внешняя цепь препятствует развитию БР.

Представлены графики интегральных расчетных величин, и показано, что их применение к анализу результатов оказалось крайне удобно. Такие графики позволяют установить примерные моменты времени основных разрядных процессов (ЛСП, замыкание и т.д.), не прибегая к избыточному анализу результатов их структуры. Также такой набор графиков содержит в себе осциллограммы тока и напряжения на электродах, что упрощает сравнение с экспериментом и дополняет его.

Исследования проведены с использованием оборудования ресурсного центра Научного парка СПбГУ «Вычислительный центр».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kogelschatz U. Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications // Plasma Chem. Plasma Process. 2003. V. 23. № 1. P. 16.
2. Benard N., Noté P., Moreau E. Highly Time-Resolved Investigation of the Electric Wind Caused by Surface DBD at Various AC Frequencies // J. Electrostat. 2017. V. 88. P. 41.
3. Xu D., Xu Yu., Cui Q. et al. Cold Atmospheric Plasma as a Potential Tool for Multiple Myeloma Treatment // Oncotarget. 2018. V. 9. № 26. P. 18002.
4. Малашин М.В., Мошкунев С.И., Хомич В.Ю., Шершунова Е.А. Об однородности диффузного барьерного разряда в атмосферном воздухе между плоскими цилиндрическими электродами // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. № 9. С. 54.
5. Steinle G., Neundorff D., Hiller W., Pietralla M. Two-Dimensional Simulation of Filaments in Barrier Discharges // J. Phys. D. Appl. Phys. 1999. V. 32. № 12. P. 1350.
6. Iqbal M.M., Turner M.M. Three-Dimensional Fluid Model for Atmospheric Pressure Dielectric Barrier

- Discharge Plasma // Plasma Process. Polym. 2015. V. 12. № 10. P. 1104.
7. Скворцов В.В. Средняя мощность, вносимая в барьерный разряд пульсирующим электрическим током // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1. С. 9.
 8. Ouyang J., Li B., He F., Dai D. Nonlinear Phenomena in Dielectric Barrier Discharges: Pattern, Striation and Chaos // Plasma Sci. Technol. IOP Publishing. 2018. V. 20. № 10. P. 103002.
 9. Малашин М.В., Мошкунев С.И., Хомич В.Ю., Шершунова Е.А., Ямицков В.А. О возможности получения объемного диэлектрического барьерного разряда в воздухе при атмосферном давлении // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. № 3. С. 252.
 10. Khomich V.Y., Malashin M.V., Moshkunov S.I. et al. Series Circuit Resistance as Factor of DBD Mode in Air at Different Barrier Materials // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. V. 42. № 10. P. 3314.
 11. Ráhel' J., Sherman D.M. The Transition from a Filamentary Dielectric Barrier Discharge to a Diffuse Barrier Discharge in Air at Atmospheric Pressure // J. Phys. D. Appl. Phys. 2005. V. 38. № 4. P. 547.
 12. Liu W., Chai M., Hu W. et al. Generation of Atmospheric Pressure Diffuse Dielectric Barrier Discharge Based on Multiple Potentials in Air // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21. № 7. P. 074004.
 13. Ebert U., Montijn C., Briels T.M.P. et al. The Multiscale Nature of Streamers // Plasma Sources Sci. Technol. 2006. V. 15. № 2. P. S118.
 14. Шершунова Е.А. Экспериментальное исследование наносекундного барьерного разряда в атмосферном воздухе при естественной влажности. Дис. ... канд. техн. наук. СПб.: Ин-т электрофизики и электроэнергетики РАН, 2016. 128 с.
 15. Ebert U., Brau F., Derks G. et al. Multiple Scales in Streamer Discharges, with an Emphasis on Moving Boundary Approximations // Nonlinearity. 2011. V. 24. № 1. P. C1.
 16. Самусенко А.В., Стишков Ю.К. Электрофизические процессы в газах при воздействии сильных электрических полей. СПб.: ВВМ, 2012. 649 с.
 17. Стишков Ю.К., Самусенко А.В., Ашихмин И.А. Коронный разряд и электрогазодинамические течения в воздухе // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1331.
 18. Luque A., Ebert U., Montijn C., Hundsdorfer W. Photoionization in Negative Streamers: Fast Computations and Two Propagation Modes // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. № 8. P. 2007.
 19. Dutton J. A Survey of Electron Swarm Data // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V. 4. № 3. P. 577.
 20. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.