УДК 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2017-32-3-44-54

В.С. Курбанисмаилов¹, Г.Б. Рагимханов¹, Д.В. Терешенок², А.А. Али Рафид¹

**2D моделирование развития импульсного неоднородного разряда
в гелии**

¹ Дагестанский государственный университет; Россия, 367000, Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43а; vali_60@mail.ru;

² Объединенный институт высоких температур РАН; Россия, 125412, г. Москва, ул. Ижорская, 13

Выполнено исследование кинетических процессов формирования плазменного столба в гелии при давлении 1 атм. в неоднородном разряде на основе двумерной модели. Инициирование до трех катодных пятен с расстоянием между ними 0,5 см осуществлялось искажением поверхности катода в локальных точках, что создавало в них повышенную напряженность электрического поля. Получены расчетные результаты пространственно-временного распределения концентрации электронов и напряженности электрического поля в разрядном промежутке, позволяющие интерпретировать экспериментальные результаты пространственного распределения свечения в промежутке.

Ключевые слова: *объемный разряд, диффузный канал, волна ионизации, диффузионно-дрейфовая модель.*

Введение

Плазма импульсного объемного разряда находит широкое применение в различных областях науки и техники, что обусловлено уникальностью протекающих в ней процессов. Физика этих процессов достаточно сложна и в настоящее время вызывает большой интерес. Например, состояния исследований формирования самостоятельных и несамостоятельных объемных разрядов, неустойчивости таких разрядов в газах высокого давления, создаваемые как с использованием электронных пучков (ЭП), так и УФ излучением, представлены в обзорах [1, 2].

Пространственная структура разряда и развитие диффузных каналов в инертных газах и смесях инертных и электроотрицательных газов исследовались в работах [3–9]. Обнаружено, что при увеличении энергии, вкладываемой в разряд, увеличивалась площадь горения объемного разряда и улучшалась его однородность за счет взаимного перекрытия диффузных каналов.

Эволюция пространственного распределения заряженных и возбужденных частиц при неоднородном распределении напряженности поля в плазме электроразрядного XeCl лазера исследовалась экспериментально и на основе одномерной модели в работе [10]. Показано, что с ростом концентрации электронов n_e происходило уменьшение ширины столба разряда. Здесь же представлены результаты сравнения измеренного и расчетного пространственно-временного распределения концентрации электронов в разрядном объеме.

При исследовании пространственной структуры разряда [6–9, 11–15] в объемных разрядах наблюдались макро- и микроканалы, которые слабо влияли на рост разрядного тока и спада напряжения на промежутке. По данным экспериментальных исследований [16], однородность разряда улучшалась как при увеличении начальной концентра-

ции электронов n_0 , так и при увеличении скорости роста n_e на начальной стадии разряда.

Возникновение и пространственно-временная эволюция микроканала рассматривались в [17] на основе двумерной модели разряда, в которой учитывалось временное и пространственное изменение напряженности поля, температуры газа в прикатодном слое и в столбе разряда. Расчетная максимальная напряженность поля в области катода составила $\approx 10^7$ В/см.

В работе [18] представлены результаты двумерного моделирования образования и эволюции диффузного плазменного канала в разряде при накачке XeCl лазера. Образование канала инициировалось металлическим выступом на поверхности катода с характерным размером 0,1 см. Представлены эволюции и пространственные распределения для плотности электронов, электрического поля и частот основного процесса. Основными процессами, вызывающими развитие плазменного канала, являются неоднородное распределение электрического поля и увеличение ступенчатой частоты ионизации при $n_e \sim 10^{15}$ см⁻³. Показано, что при увеличении скорости нарастания тока пространственная однородность разряда улучшалась.

Кардинальное улучшение рабочих характеристик плазменных приборов требует достоверных количественных данных о механизме формирования разряда. К ним прежде всего относятся такие данные, как распределения электрического поля, потенциала и концентраций заряженных частиц в разрядном промежутке, частота элементарных процессов, ток разряда, напряжение на промежутке и т. д. Указанные параметры не всегда удается получить достоверно на основе экспериментов, поэтому используются различные модельные подходы.

Кроме того, наличие микронеоднородностей и формирование очагов повышенной плотности (катодные пятна) на поверхности катода существенно меняют динамику развития плазменного столба и определяют физические процессы, влияющие на пространственную структуру разряда.

Ранее нами [19–23] было выполнено исследование начальной стадии формирования импульсного объемного разряда в инертных газах (*He*, *Ar*) на основе двумерной диффузионно-дрейфовой модели в предположении однородной предыонизации газа ($n_0 \sim 10^8$ см⁻³). Было установлено, что формирование импульсного объемного разряда происходит в процессе развития одной катодонаправленной волны ионизации. А неоднородность предыонизации поперек разрядного промежутка создает неоднородный фронт катодонаправленной волны ионизации.

Целью данной работы является детальное исследование на основе двумерной модели формирования и развития неоднородного самостоятельного разряда в гелии атмосферного давления при искажении электрического поля в газовом промежутке микронеоднородностями на поверхности катода.

Экспериментальная установка и методы исследования

Экспериментальная установка и методы исследования описаны в [7]. На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки для зажигания объемного разряда.

Напряжение на сантиметровом разрядном промежутке менялось в пределах 3–20 кВ. Импульсный генератор составляет единое целое с разрядной камерой и собран коаксиально из малоиндуктивных элементов. Регулировка выходного импульса ГИНа осуществлялась изменением межэлектродного расстояния коммутатора P .

Напряжение и ток разряда регистрировались соответственно омическим делителем и малоиндуктивным шунтом с применением цифровых осциллографов типа Актаком и Tektronix. Регистрация пространственно-временного развития разряда производилась электронно-оптическим преобразователем ФЭР-2 с временным разрешением $\sim 0,1$ нс, работающим как в по кадровом, так и в динамичном режиме.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки для зажигания объемного разряда. 1 — электроды основного промежутка; 2 — разрядная камера; 3 — электрод, через который облучают промежуток; P — управляемый разрядник; R_1 , R_2 — делители напряжения; $R_{ш}$ — шунт для регистрации тока разряда; U_0 — зарядное напряжение; C — разрядная емкость

С целью выяснения влияния величины прикладываемого поля, давления газа в промежутке и внешнего ионизатора фотографировались интегральные картины свечения с помощью цифрового фотоаппарата или с помощью фотоаппарата "Зенит" на пленку РФ-3. Для создания УФ предыонизации использовалась система на тиратроне типа ТГИ1-400/16.

Начальная концентрация электронов, создаваемая внешним ионизатором с энергозапасом 0,3–0,4 Дж, оценивалась по измеренному току в разрядной цепи при постоянном напряжении на промежутке (100–300 В). Для улучшения отношения сигнал/шум и согласования нагрузки с передающим кабелем применялся эмиттерный повторитель на высокочастотном транзисторе. По известному сечению разряда ($D = 4$ см) и измеренному току определялась плотность тока и по ней концентрация электронов. Поскольку решающим фактором, обеспечивающим объемный характер разряда, является равномерное инициирование начальных электронов и его абсолютное значение, то способам облучения промежутка уделялось достаточно много внимания. Создание начальной концентрации электронов осуществлялось следующими способами: 1) предварительная ионизация газа ($n_0 \sim 10^8$ см $^{-3}$) достигалась облучением промежутка через сетчатый анод УФ излучением стороннего искрового разряда. В этом случае исследуемый промежуток длиной в 1 см был образован сетчатым анодом и сплошным катодом из нержавеющей стали; 2) источник предыонизации располагался в том же газе сбоку на расстоянии 5–7 см от оси основного промежутка. В этом случае электроды сплошные. Измерения проводились при давлениях газа порядка атмосферного. В некоторых экспериментах использовалась система щелей, позволяющая регистрировать с помощью фотоумножителя временной ход свечения из различных областей разрядного промежутка.

2D модель развития неоднородного объемного разряда в гелии

В настоящее время существует несколько подходов к моделированию плазмы: кинетический подход, основанный на решении уравнения Больцмана, например, методом крупных частиц с учетом столкновений по методу Монте-Карло [24, 25]; гидроди-

намический подход, при котором численно решаются уравнения для нескольких первых моментов уравнения Больцмана [25, 26], и гибридные подходы [27]. Выбор подхода определяется длиной свободного пробега для каждого сорта частиц. Для численного моделирования разрядов при давлениях порядка атмосферного обычно используются гидродинамические и гибридные модели.

В рассматриваемой работе для описания разряда используется двумерная осесимметричная диффузионно-дрейфовая модель движения электронов и ионов вместе с уравнением Пуассона [23, 27–31]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \tilde{\mathbf{A}}_e &= \alpha |\tilde{\mathbf{A}}_e| - \beta n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \tilde{\mathbf{A}}_i &= \alpha |\tilde{\mathbf{A}}_i| - \beta n_e n_i, \\ k_{i_nl} &= k_i \left(1 + \frac{\mathbf{E} D_e \nabla n_e}{\mu_e n_e E^2} \right), \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{e}{\varepsilon_0} (n_+ - n_e),\end{aligned}$$

где $\Gamma_e = -n_e \mu_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e$, $\Gamma_+ = n_+ \mu_+ \mathbf{E} - D_+ \nabla n_+$ – потоки электронов и ионов, j – плотность тока; n_e и n_+ – концентрации электронов и ионов, α – ионизационный коэффициент Таунсенда; β – коэффициент рекомбинации, $\mu_e(E/N)$ и $\mu_+(E/N)$ – подвижности электронов и ионов, $D_e = \frac{kT_e \mu_e}{e}$ и $D_+ = \frac{kT_+ \mu_+}{e}$ – коэффициенты диффузии электронов и ионов; k_i – локальный коэффициент ионизации, k_{i_nl} – нелокальные коэффициенты ионизации [31]; ε_0 – электрическая постоянная; E – напряженность электрического поля; φ – потенциал; $T_e(E/N)$ – температура электронов. Параметры переноса, ионизации и рекомбинации и теплофизические свойства задавались зависимостями из [29, 30]. Учет нелокальности для коэффициента ионизации выполнен в соответствии с работой [31].

При моделировании исследовалось развитие разряда между двумя плоскими электродами с радиусом $r = 2$ см и межэлектродным расстоянием 1 см, соединенными с конденсатором емкостью $C = 1,5 \cdot 10^{-8}$ Ф через балластное сопротивление $R_b = 2$ Ом, которое одновременно является шунтом для определения тока разряда. Исследования проводились в гелии при давлении 1 атм., прикладываемое внешнее поле $E \approx 9$ кВ/см.

В начальный момент времени температура газа считалась равной $T_0 = 293$ К, а начальное давление исследуемого газа $p = 760$ Тор. Концентрации электронов и ионов в начальный момент времени по всей расчетной области считались неизменными и равными: $n_e(x, y, 0) = n_+(x, y, 0) = n_0$ (x – координата, меняющаяся в радиальном направлении – поперек электродов, y – координата, меняющаяся вдоль направления внешнего поля – от анода к катоду). Граничные условия на катоде: $y = 1$ см, $\Gamma_e = -\gamma \Gamma_+$, $\partial n_+ / \partial y = 0$, $\varphi_k = 0$, $\gamma = 0,1$ – коэффициент вторичной электронной эмиссии.

Граничные условия на аноде:

$$\partial n_e / \partial y = 0, \quad n_+ = 0, \quad \varphi_a = U(t) - I(t)R_b, \quad I(t) = 2\pi \int_0^r j_a(x, t) x dx.$$

Здесь $I(t)$ – общий ток в электрической цепи, $j_a(x, t)$ – плотность тока на аноде.

В радиальном направлении на границах расчетной области для потенциала и концентраций задавалось условие отсутствия суммарного потока частиц (равенство производных нулю). В расчете использовался явный метод с первым порядком точности по времени и пространству. Уравнение Пуассона для электрического поля рассчитывалось итерационным методом. Число расчетных ячеек в радиальном направлении составляло 200, в перпендикулярном направлении – 300 со сгущением вблизи электродов.

Отметим, что используемая 2D-модель применима только при концентрации электронов $n_e \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При более высоких значениях концентрации электронов n_e необходимо учитывать образование возбужденных и многозарядных ионов, столкновения электронов с этими ионами, увеличение температуры тяжелых частиц плазмы и т. д. Поверхности катода и анода в расчетах предполагались эквипотенциальными.

На поверхности катода задавались от одной до трех локальных областей с повышенной напряженностью электрического поля. Для этого на поверхности катода на расстоянии 1 см от оси электродов задавался прямоугольный выступ с высотой $\Delta h = 10 \text{ мкм}$ и шириной 100 мкм. Поскольку мы имеем 2D-осесимметричную задачу, то в данном случае выступ представляет собой кольцо. Расстояние между микровыступами составляло $\Delta x = 0,5 \text{ см}$.

Результаты исследования пространственно-временной динамики разряда и их обсуждение

Рассмотрим результаты формирования ОР в гелии в условиях многоэлектронного инициирования для различных начальных условий. Анализ интегральных картин показывает, что в газе *He* при атмосферном давлении при малых внешних полях ($E_0 < E_{кр} = 6 \text{ кВ/см}$) горит однородный ОР (рис. 2, фото 1), а развитие незавершенных анодонаправленных каналов, привязанных к катодным пятнам с высокой проводимостью (плазменных каналов) начиналось при плотности тока $\sim 40 \text{ А/см}^2$ (рис. 2, фото 3). В межэлектродном пространстве сохранялась хорошая однородность плазмы разряда. Увеличение плотности тока до 60 А/см^2 (рис. 2, фото 4, 5) ведет к дальнейшему продвижению незавершенных анодонаправленных каналов. При плотности тока более 100 А/см^2 происходит перекрытие разрядного промежутка плазменным каналом (рис. 2, фото 6). Результаты экспериментальных исследований формирования импульсного ОР показывают, что однородность и устойчивость плазменного столба напрямую определяются условиями формирования разряда.

Рис. 2. Пространственные картины свечения промежутка в гелии при высоких давлениях ($d = 1$ см, $p = 1$ атм). Электроды с межэлектродным расстоянием 1 см из нержавеющей стали: верхний электрод – катод – сплошной, нижний электрод – анод – сетчатый

Необходимое значение концентрации электронов предыонизации для зажигания ОР с увеличением поля увеличивается, а с увеличением давления газа – уменьшается. Установлено, что при увеличении числа катодных пятен появление искрового канала в промежутке задерживается.

Для понимания физического механизма формирования объемного разряда рассмотрим результаты расчетов.

На рис. 3 показаны характерные осциллограммы разрядного тока I и напряжения на разрядном промежутке U . Отметим три характерные стадии развития разряда, отличающиеся скоростью изменения тока и напряжения на электродах. На первой, предразрядной стадии, напряжение на электродах оставалось неизменным и равным зарядному напряжению на конденсаторе. На второй стадии скорость роста тока становится максимальной и происходит резкое падение напряжения на электродах.

На третьей стадии скорость роста разрядного тока уменьшается, а напряжение на электродах снижается до квазистационарного значения $U_r = 3$ кВ (U_r – напряжение горения объемного разряда). Вследствие зависимости напряжения на электродах от скорости роста тока осуществляется самосогласованное взаимодействие электрической схемы и кинетических процессов в плазме.

Рис. 3. Характерные осциллограммы тока и напряжения на разрядном промежутке:
 $U_0 = 9$ кВ, $p = 760$ Тор, $d = 1$ см

Рис. 4. Изолинии продольной составляющей напряженности поля E_p , 10^3 [В/см] в межэлектродном промежутке при $t = 0$ нс, $U_0 = 9$ кВ, $p = 760$ Тор, $d = 1$ см

Начальное пространственное распределение электрического поля в газовом промежутке E_p (см. рис. 4) определяется суперпозицией полей, создаваемой напряжением

на электродах $E_0(t) = U_0(t)/d$ (будем считать основным полем), и локальным полем $E_{\text{л}}(x, y, t)$, создаваемым избыточными зарядами на искривленной поверхности катода.

В невозмущенной области напряженность электрического поля $E_p(x, y, t) = 8$ кВ/см. В областях микронеоднородностей на поверхности катода напряженность поля значительно больше напряженности основного поля. При увеличении (удалении) расстояния от катода уменьшалось максимальное значение напряженности результирующего поля. Например, на расстоянии $y \approx 0,7$ см поле $E_{\text{л}}(x, y, t)$ и приложенное поле $E_0(x, y, t)$ перекрывались, образуя результирующее поле с напряженностью $E_p = 8,14$ кВ/см.

На рис. 5 показано распределение результирующего поля по сечению разряда на расстоянии $\Delta y = 0,1$ см от катода при времени $t = 52, 65$ нс. Следует отметить, что пространственное распределение результирующего поля $E_p(x, y, t)$, которое было неоднородным по сечению разряда (см. рис. 4, изолинии 1, 2), становилось примерно однородным уже при времени $t = 52$ нс.

Развитие разряда проходило в пространственно неоднородном поле, когда распределение концентрации электронов предыонизации n_0 является однородным. На стадии формирования разряда в гелии рост концентрации электронов происходил в результате прямой ионизации [32], скорость этого процесса зависит от напряженности электрического поля, вследствие чего распределение концентрации электронов n_e становилось неоднородным. Увеличение концентрации электронов в области повышенной напряженности поля приводит к возникновению градиентов ∇n_e и снижению напряженности поля.

На рис. 6 приведены распределения концентрации электронов n_e по сечению разряда на расстоянии $\Delta y = 0,1$ см от катода в моменты времени 52 и 65 нс.

Рис. 5. Распределение напряженности электрического поля в промежутке в различные моменты времени и на различных расстояниях от катода

Рис. 6. Распределение концентрации электронов по сечению разрядного промежутка в различные моменты времени и на различных расстояниях от катода

Как видно из рис. 6, на начальной стадии развития разряда в момент времени $t = 65$ нс на расстоянии $\Delta y = 0,1$ см от катода при неизменном напряжении на электродах сформировалось пространственно неоднородное распределение концентрации электронов n_e (изолиния 1).

С приходом волны ионизации на катод и соответственно при резком снижении напряжения на электродах и высокой скорости роста тока концентрация электронов n_e увеличилась на два порядка, и ее пространственное распределение существенно меняется. С большей скоростью происходил рост концентрации электронов n_e в областях с повышенной напряженностью поля.

В частности, на рис. 7, 8 приведены характерные распределения напряженности результирующего поля E_p и концентрации электронов n_e по сечению разряда на расстояниях $\Delta y = 0,05$ см и $\Delta y = 0,1$ см от катода в моменты времени: 88, 100 нс. Как видно, при высоких значениях времени неоднородность концентрации электронов и поля усиливаются. Усиление этих параметров, возможно, связано с тем, что при таком времени на катоде формируются катодные пятна и привязанные к ним диффузные каналы. Об этом также свидетельствуют экспериментальные результаты, представленные на рис. 2 (фото 3–5).

Следует отметить, что изменение числа микрон неоднородностей в диапазоне 1–3 при неизменном амплитудном значении прикладываемого поля не оказывает существенного влияния на характерную временную зависимость разрядного тока на стадии формирования разряда.

Рис. 7. Распределение напряженности электрического поля в промежутке в различные моменты времени и на различных расстояниях от катода

Рис. 8. Распределение концентрации электронов по сечению разрядного промежутка в различные моменты времени и на различных расстояниях от катода

Здесь мы рассматриваем стадию формирования плазменного столба, поэтому дальнейшее поведение диффузных каналов не обсуждается. Для более поздних стадий развития разряда может быть существенным взаимодействие соседних токовых каналов, в результате чего возможно сильное перераспределение тока между каналами. Увеличение тока в одном канале замедлит развитие разряда в другом канале и в остальной части газового объема.

Заключение

Выполнено исследование кинетических процессов формирования плазменного столба в гелии при давлении 1 атм. в неоднородном разряде на основе двумерной модели. Инициирование до трех катодных пятен с расстоянием между ними 0,5 см осуществлялось искажением поверхности катода в локальных точках, что создавало в них повышенную напряженность электрического поля. Получены расчетные результаты пространственно-временного распределения концентрации электронов и напряженности электрического поля в разрядном промежутке, позволяющие интерпретировать экспериментальные результаты пространственного распределения свечения в промежутке.

Литература

1. Осипов В.В. Самостоятельный объемный разряд // УФН. – 2000. – Т. 170. – С. 225.
2. Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Импульсный разряд в газе в условиях интенсивной ионизации электронами // УФН. – 1978. – Т. 126. – С. 451.
3. Mangano J.A., Jacob J.H., Dadge J.B. Three-body quenching of KrF^* by Ar and broad-band emission at 415 nm // Appl. Phys. Lett. – 1976. – V. 29. – P. 426.
4. Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. и др. Режимы устойчивого горения объемного разряда, возбуждаемого электронным пучком с добавками Ar-SF_6 // Письма в ЖТФ. – 1977. – Т. 3. – С. 1908.

5. Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяи Г.А. и др. Исследование объемного разряда, возбуждаемого пучком электронов в смеси Ar SF₆. Ч. II // Известия вузов. Физика. – 1978. – № 7. – С. 77.
6. Tarasenko V.F., Baksht E. and Burachenko A.G. An efficient cathode for generating an supershort avalanche electron beam in air at atmospheric pressure // Technical Physics Letters. – 2010. – Vol. 36, № 4. – P. 375–378.
7. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Арсланбеков М.А., Гаджиев М.Х., Рагимханов Г.Б., Аль Шатрави Али Д. Процессы расширения катодного пятна и формирование ударных волн в плазме объемного разряда в гелии атмосферного давления // Физика плазмы. – 2012. – Т. 38, № 1. – С. 26–31.
8. Бабич Л.П., Бочков Е.И., Кузык И.М. Механизм генерации убегающих электронов лидером молнии // Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 99, вып. 7. – С. 452–456.
9. Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimhanov G.B., and Aliverdiev A.A. Volume discharge in Helium nearby atmospheric pressure // Plasma Physics and Technology. – 2014. – V. 1, № 1. – P. 28–29.
10. Блинов И.О., Демьянов И.В., Кочетов А.П. и др. Эволюция пространственных распределений заряженных и возбужденных частиц в плазме электроразрядного XeCl-лазера // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15. – С. 2441.
11. Osborn M., Hutchinson M., Coutts J., Webb C. Output pulse termination of a self-pumping of an XeCl laser using a high-voltage prepulse // Appl. Phys. Lett. – 1986. – V. 49. – P. 7.
12. Kushner M.J. Mechanisms for power deposition in Ar/SiH₄ capacitively coupled RF discharges // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1991. – V. 19. – P. 387.
13. Boeuf J.-P. A two-dimensional model of dc glow discharges // J. Appl. Phys. March 1998. – Vol. 63, № 5. – P. 1342–1349.
14. Dreiskemper R., Schreder G., Botticher W. Light emission during cathode sheath formation in preionized high-pressure glow discharges // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1995. – V. 23. – P. 180.
15. Coutts J. The halogen donor depletion instability-current pulse-shape effects // Phys. D: Appl. Phys. – 1988. – V. 21. – P. 255.
16. Levatter J.I., Robertson K.L., Lin S.C. Long pulse behavior of the avalancheself-sustained discharge pumped XeCl // Laser. Appl. Phys. Lett. – 1981. – V. 39. – P. 297.
17. Akashi H., Sakai Y., Takahashi N., Sasaki T. Modelling of the initiation and development of a filamentary discharge in XeCl excimer lasers // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1999. – V. 32. – P. 2861.
18. Bychkov Yu., Yampolskaya S., Yastremsky A. Two-dimensional simulation of initiation and evolution a plasma channel in the XeCl laser pumping discharge // Laser and Particle Beams. – 2003. – V. 21. – P. 233–243.
19. Kurbanismailov V.S., Omarov O.A., Ragimhanov G.B., and Tereshonok D.V. Dynamics of impulse volume discharge formation in atmospheric pressure Helium // J. of Physics: Conf. Series. – 2017. – Vol. 830. – P. 012040.
20. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Терешонков Д.В., Абакарова Х.М., Рамазанов И.Г. О пространственно-временной динамике развития разряда в предварительно ионизированной газовой среде // Вестник Дагестанского государственного университета. Сер. 1: Естественные науки. – 2017. – Т. 32, вып. 1. – С. 19–29.
21. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Терешонков Д.В., Абакарова Х.М. Формирование и развитие объемного разряда в аргоне в условиях предварительной ионизации газа // Успехи прикладной физики. – 2017. – Т. 5, № 3. – С. 239–248.

22. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Абакарова Х.М., Терешенок Д.В. Формирование и развитие самостоятельного импульсного разряда в гелии атмосферного давления // Инженерная физика. – 2017. – № 5. – С. 48–58.
23. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Терешенок Д.В. Особенности формирования и развития ионизационных фронтов в предварительно ионизированной газовой среде // Письма в ЖТФ. – 2017. – Т. 43, вып. 18. – С. 73–81.
24. Birdsall C.K. Particle-in-Cell charge-particle simulations, plus monte-carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1991. – Vol. 19, № 2. – P. 65–85.
25. Kim H.C., Iza F., Yang S.S. et al. Particle and fluid simulations of low-temperature plasma discharges: benchmarks and kinetic effects // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. 283–301.
26. Georgiou G.E., Papadakis A.P., Morrow R.A., and Metaxas A.C. Numerical Modelling of Atmospheric Pressure Gas Discharges Leading // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. 303–328.
27. Kushner M.J. Modelling of microdischarge devices: plasma and gas dynamics // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. 1633–1643.
28. Терешенок Д.В. Исследование поверхностного тлеющего разряда для задач плазменной аэродинамики // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40, № 3. – С. 83–89.
29. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. МФТИ. – Долгопрудный: Интеллект, 2009. – 736 с.
30. Суржигов С.Т. Физическая механика газовых разрядов. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. – 640 с.
31. Soloviev V.R. and Krivtsov V.M. Surface barrier discharge modeling for aerodynamic applications // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2009. – V. 42. – P. 13.

Поступила в редакцию 15 августа 2017 г.

UDC 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2017-32-3-44-54

2D modeling of the development of the pulsed volume inhomogeneous discharge in helium

V.S. Kurbanismailov¹, G.B. Ragimkhanov¹, D.V. Tereshonok², A.A. Ali Rafid¹

¹ Dagestan State University; Russia, 367001, Makhachkala, M. Gadzhiev st., 43a; vali_60@mail.ru;

² The Joint Institute for High Temperatures of RAS; Russia, 125412, Moscow, Izhorskaya, 13, Bd. 2

The kinetic processes of the formation of a plasma column in helium at a pressure of 1 atm in an inhomogeneous discharge on the basis of a two-dimensional model are studied. Initiation of up to three cathode spots with a distance of 0,5 cm between them was performed by distortion of the cathode surface at local points that created an enhanced electric field strength. The spatially-temporal distributions of the electron density and the electric field strength in the discharge gap are obtained. This allows to interpret the experimental results of the spatial distribution of the radiation in the gap.

Keywords: *volume discharge, diffuse channel, ionization wave, drift-diffusion model.*

Received 15 August, 2017