

**Формирование и развитие объемного разряда в аргоне
в условиях предварительной ионизации газа***В. С. Курбанисмаилов, О. А. Омаров, Г. Б. Рагимханов, Д. В. Терешонок, Х. М. Абакарова*

Приведены результаты анализа экспериментальных и численных исследований пространственно-временной картины формирования и развития оптических картин (с применением ФЭР-2) в инертном газе (Ar) атмосферного давления в коротких промежутках ($d = 1$ см), с площадью разряда $s = 12$ см² при напряжениях в диапазоне от статистического пробойного ($U_{cm} = 6,8$ кВ при $d = 1$ см, $p = 1$ атм) до сотни процентов перенапряжений (до 20 кВ). Исследования выполнены при наличии предыонизации промежутка ($n_0 \sim 10^7$ см⁻³).

Ключевые слова: объемный разряд, контракция, катодные пятна, ионизация газа.

Введение

Известно, что в различных газах на начальных стадиях пробоя формируются ионизационные фронты свечения. Это было показано еще в работах [1, 2], где переход от стадий лавинных генераций к следующему этапу характеризовался распространением в промежутке ионизационных волн вследствие накопления объемного заряда положительных ионов вблизи анода, что приводило к усилению поля вне зоны объемного заряда.

В работе [3] проведены экспериментально-теоретические исследования процессов инициирования и развития пробоя сильноперенапряженных газовых промежутков импульсами напряжения с фронтом ≤ 1 нс. Проанализировано распространение волн ионизации при равномерном распределении начальных электронов в промежутке. Показано, что в результате развития волн ионизации происходит перераспределение электрического поля в разрядном промежутке и у катода на очень

короткое (до 10^{-10} с) время формируется область усиленного поля с напряженностью, достаточной для начала эмиссионных процессов.

Исследования динамики ионизационных процессов при высоком давлении азота, воздуха и SF₆ во время пробоя промежутка с неоднородным распределением электрического поля наносекундными импульсами высокого напряжения показали, что пробой промежутка при обеих полярностях электрода с малым радиусом кривизны происходит за счет двух волн ионизации [4].

Объемный разряд в своем развитии проходит следующие стадии: 1) однородное по объему диффузное свечение; 2) расслаивание разряда на отдельные диффузные каналы, яркость которых на начальных стадиях незначительно превышает яркость диффузного свечения; 3) образование катодного пятна, пробой катодного слоя и образование искрового канала [5–7].

Будучи серьезным препятствием на пути создания плазмы больших объемов, явление контракции разряда активно исследовалось в последние десятилетия как экспериментально, так и теоретически. Физические механизмы, ведущие к формированию и развитию неустойчивости объемного разряда, являются при этом самыми различными. Задача усложняется тем, что в разных газах и смесях газов имеют место разнообразные физические процессы, вызывающие неустойчивость разряда [8–11].

Очевидно, что изучение процессов протекающих в прикатодной области на стадии формирования разряда является важной задачей. На эти процессы влияют неоднородность поля, концентрации начальных электронов, состояние поверхности и материал электродов и т. д. Изучение таких процессов позволит в достаточной мере

Курбанисмаилов Вали Сулейманович¹, профессор, д.ф.-м.н.
Омаров Омар Алиевич¹, зав. кафедрой, профессор, академик
РАО, д.ф.-м.н.

Рагимханов Гаджимирза Балагланович¹, доцент, к.ф.-м.н.
Терешонок Дмитрий Викторович², зав. лабораторией,
доцент, к.ф.-м.н.

Абакарова Халимат Магомедовна¹, соискатель.

¹ Дагестанский государственный университет.
Россия, 367025, Республика Дагестан, г. Махачкала,
ул. М. Гаджиева, 43^а.

Тел. (8-872-2) 56-21-22. E-mail: Vali_60@mail.ru
² Объединенный институт высоких температур РАН
(ОИВТ РАН).

Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13/2.

Статья поступила в редакцию 3 февраля 2017 г.

© Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б.,
Терешонок Д. В., Абакарова Х. М., 2017

понять физику процессов на начальных стадиях формирования разряда.

В рассматриваемой работе выполнено экспериментальное и численное исследование особенностей формирования и развития на начальных стадиях пробоя ионизационных фронтов свечения, а также физических процессов, вызывающих неустойчивость объемного разряда в Ag атмосферного давления. Исследования выполнены в коротких промежутках ($d = 1$ см) с площадью разряда $s = 12$ см² при напряжениях в диапазоне от статистического пробойного ($U_{ст} = 6,8$ кВ при $d = 1$ см, $p = 1$ атм) до сотни процентов перенапряжений (до 20 кВ) в предварительно ионизированной газовой среде с концентрацией электронов предыонизации $n_0 \sim 10^7$ см⁻³.

Экспериментальная установка и методы исследования

Экспериментальная установка аналогична описанной ранее в работах [12, 13]. Исследуемый разряд создавался между электродами диаметром 4 см и радиусом кривизны ≈ 30 см, удаленных друг от друга на расстояние $d = 1$ см. Питание разряда осуществлялось от генератора импульсных напряжений (ГИН), собранного прямо на камере в коаксиальном режиме из малоиндуктивных элементов (сопротивлений типа ТВО, керамических конденсаторов марки КВИ, К15-10). ГИН вырабатывал импульсы напряжения с регулируемой амплитудой до 30 кВ и фронтом нарастания ~ 10 нс. Предварительная ионизация газа осуществлялась облучением промежутка УФ-излучением стороннего разряда, в который вкладывалась энергия $\approx 0,3-0,4$ Дж.

Начальная концентрация электронов, создаваемых фотоионизацией газа в промежутке, оценивалась по измеренному току в разрядной цепи при постоянном напряжении на промежутке величиной 100–500 В. Ток фоторазряда определялся по осциллограмме напряжения, снимаемого с сопротивления 10^3-10^4 Ом, соединенного последовательно с промежутком. По известному сечению электродов определялась средняя плотность тока и концентрация электронов.

Необходимым условием соответствия измеряемого тока и плотности фотоэлектронов является отсутствие ионизационного размножения, поскольку именно это условие ограничивает величину прикладываемого напряжения.

После вспышки подсвечивающей искры основной разрядный ток в цепи течет в течение времени $t = d / v_- \sim 10^{-5}$ с, где v_- – скорость электрона. С другой стороны, переходные процессы происходят в течение $\tau \sim C_3 R \sim 10^{-7}$ с (C_3 – емкость про-

межутка, R – сопротивление цепи разряда). Таким образом, $d / v_- \gg C_3 R$, и ток в цепи соответствовал концентрации электронов, приходящих на анод.

В экспериментах использовались электроды двух форм. В первом случае это были два алюминиевых электрода с радиусом кривизны ≈ 30 см. При этом источник УФ-излучения располагали сбоку на расстоянии 5–7 см от оси указанных алюминиевых электродов. Во втором случае исследуемый промежуток был образован плоским сетчатым анодом и сплошным катодом из нержавеющей стали, что обеспечивало однородное по сечению поле в промежутке. Здесь источник УФ-излучения располагали за сетчатым анодом.

Для регистрации тока разряда на различных стадиях применялись различные методики. Измерение малых предпробойных токов ($10^{-3}-10^{-1}$ А) производилось осциллографированием сигнала с малоиндуктивного шунта $R_{ш} = 1-2$ Ом с применением для защиты усилителя осциллографа С1-75 диодного ограничителя. Широкополосный усилитель осциллографа С1-75 (до 250 МГц) позволял регистрировать токи, начиная с 10^{-3} А, с временным разрешением 4 нс [14]. По известным значениям сечения разряда и величины тока определялась плотность тока разряда, а уже по ней значение концентрации электронов.

В экспериментах диагностика разряда включала также регистрацию напряжения и разрядного тока на разрядном промежутке (соответственно омическим делителем и малоиндуктивным шунтом) с применением цифровых запоминающих осциллографов типа Актacom и Tektronix. Проводилось фотографирование интегрального свечения разряда, а также фотографирование пространственно-временных картин свечения промежутка с применением фотоэлектронного регистратора ФЭР-2.

Пространственно-временное распределение интенсивности излучения между электродами микрофотометрировалось и обрабатывалось на компьютере с применением прикладных программ. Время запаздывания формирования катодного пятна (КП) определялось по пространственно-временным картинам свечения промежутка. Время существования объемной фазы разряда можно определить, проводя синхронизацию электрических характеристик с пространственно-временными картинками свечения промежутка, снятых с помощью ЭОП (в виде ФЭР-2) в режиме целевой развертки.

Синхронизация картин свечения разряда с током или напряжением с точностью до 2–3 нс осуществлялась подачей импульса тока (или напряжения) на отклоняющие пластины ЭОП (в виде УМИ-92) синхронно с разверткой свечения разря-

да. При этом учитывался сдвиг по времени между световым и электрическим сигналами.

Численная модель развития разряда

В настоящее время существуют три подхода для численного моделирования плазмы: кинетический, при котором численно решаются уравнение Больцмана напрямую либо с использованием метода макрочастиц с учетом столкновений по методу Монте-Карло [15, 16], гидродинамический, при котором численно решаются уравнения для нескольких первых моментов уравнения Больцмана [16, 17], и гибридные методы [18]. Выбор модели определяется длиной свободного пробега для каждого сорта частиц.

Для численного моделирования разрядов при давлениях порядка атмосферного обычно используются гидродинамические и гибридные модели. При этом существуют различные методики учета нелокальности в коэффициенте ионизации [19–22].

В нашем случае расчет проводился в двумерной осесимметричной постановке с плоскими параллельными электродами радиусом $R = 2$ см и межэлектродным расстоянием $d = 1$ см. Движение электронов и ионов описывалось в рамках диффузионно-дрейфовой модели [23] вместе с уравнением Пуассона и уравнением энергии для нейтрального газа. Соответствующие уравнения можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{dt} + \nabla \vec{\Gamma}_e &= k_{i_nl} n_e N - \beta n_e n_i \\ \frac{\partial n_i}{dt} + \nabla \vec{\Gamma}_i &= k_{i_nl} n_e N - \beta n_e n_i \\ k_{i_nl} &= k_i \left(1 + \frac{\vec{E} D_e \nabla n_e}{\mu_e n_e E^2} \right) \\ \nabla \vec{E} &= \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_e) \\ \rho C_V \frac{\partial T}{dt} &= \nabla (\lambda \nabla T) + \eta (\vec{j} \vec{E}), \end{aligned} \quad (1)$$

где потоки электронов и ионов выражаются соответственно как $\vec{\Gamma}_e = -n_e \mu_e \vec{E} - D_e \nabla n_e$, $\vec{\Gamma}_+ = n_+ \mu_+ \vec{E} - D_+ \nabla n_+$, \vec{j} – плотность электрического тока; n_e , n_+ концентрации электронов и ионов, k_i – локальный коэффициент ионизации, k_{i_nl} – нелокальными коэффициентами ионизации [24], β – коэффициент рекомбинации, μ_e , μ_+ – подвижности электронов и ионов соответственно, D_e , D_+ – коэффициенты диффузии электронов и ионов, ϵ_0 – электрическая постоянная (в системе

СИ); e – заряд электрона, \vec{E} – напряженность электрического поля, ϕ – потенциал, ρ , C_V , λ , T – плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности и температура нейтрального газа. Коэффициент η рассчитывался с помощью программы BOLSIG+ как функция приведенного электрического поля E/N .

Параметры переноса, ионизации и рекомбинации и теплофизические свойства задавались зависимостями из работ [25–27]. В расчете учитывались только однозарядные ионы аргона Ar^+ .

В расчетной модели ось Y направлена в перпендикулярном направлении к электродам от анода к катоду. Ось X направлена по радиусу.

В начальный момент времени температура газа считалась равной $T_0 = 293$ К, а начальное давление $p = 760$ Торр. Начальное распределение электрического поля находилось из решения уравнения Пуассона. На поверхности катода граничные условия задавались следующим образом: $n_e = \gamma n_+ (\mu_+ / \mu_e)$, $\partial n_+ / \partial y = 0$, $\phi_K = 0$; на аноде $\partial n_e / \partial y = 0$, $n_+ = 0$, $\phi_A = U(t)$. Коэффициент вторичной эмиссии был взят равным $\gamma = 0,1$ в соответствии с формулой $\gamma = 0,016 \{(I - 2e\phi)\}$ из работы [24], которая хорошо аппроксимирует данные измерений γ с различной комбинацией ионов газоразрядной плазмы и металла катода (здесь I – энергия ионизации атома (деионизации атомарного иона), $e\phi$ – работа выхода металла, все в эВ). Например, для железа ($e\phi = 4,4$ эВ) или меди ($e\phi = 4,3$ эВ) и ионов аргона ($I = 15,76$ эВ) получим $\gamma \approx 0,1$.

В радиальном направлении (вдоль оси X) ставилось условие отсутствие полного потока заряженных частиц: $\partial n_+ / \partial x = 0$, $\partial n_e / \partial x = 0$, $\partial \phi / \partial x = 0$.

Концентрации электронов и ионов в начальный момент времени во всей расчетной области считались неизменными и равными: $n_e(x, y, 0) = n_+(x, y, 0) = n_0$.

Для решения системы уравнений (1) была составлена разностная схема. При этом сетка сгущалась вблизи катода и анода с минимальным пространственным шагом по оси Y на уровне 1 мкм. Число ячеек между электродами составляло 300, а по радиусу равномерная сетка имела число ячеек 200.

Метод расчета уравнений – явный, с первым порядком точности по времени и пространству. Для потоков использовалась противопоточная центрально-разностная схема. Уравнение Пуассона для электрического поля рассчитывался итерационным методом.

Результаты исследований и их обсуждение

Результаты экспериментальных исследований

В таунсендовских и объемных разрядах искровой канал инициируется процессами на катоде. В таунсендовских разрядах в аргоне, когда ионизационный фронт подходит к катоду интенсивность свечения столба резко возрастает (см. рис. 1) и катодная часть замыкается узким ($d = 0,2$ мм) нитевидным свечением. Диаметр диффузного канала на этой стадии составляет 4 мм. Через 20—25 нс (в аргоне) после перекрытия промежутка ионизационным фронтом появляется яркое катодное пятно, и разряд принимает форму конуса с вершиной у катода (фото 4, рис. 1, *а*).

Яркость катодного пятна значительно выше яркости столба, и катодная часть имеет ярко очерченные границы ($d = 0,2-0,3$ мм), причем диаметр столба свечения сужается (у анода 2–3 мм).

Время на рис. 1 отсчитывается с момента приложения высоковольтного импульса напряжения к разрядному промежутку.

По времени образование катодного пятна совпадает с началом резкого роста тока и спада напряжения на разрядном промежутке. На начальных стадиях развития катодное пятно имеет полусферическую форму, и скорость его расширения составляет $\approx 2,5 \times 10^6$ см/с [28, 29].

Как видно из рис. 1, однородный слаботочный разряд формирует ионизационный фронт, распространяющийся с анода. Причиной образования усиленной ионизации у катода является усиление поля положительным объемным зарядом. Усиление поля приводит к усилению ионизации, и граница пространственного заряда, оставляя за собой столб плазмы, распространяется к катоду. В такой модели область усиленного поля имеет размер $\sim \alpha^{-1}$.

Сопоставление картин пространственно-временного развития и электрических характеристик показало, что с формированием катодного пятна и началом прорастания искрового канала ток разряда резко возрастает. Плотность тока в формирующемся канале спустя 30–40 нс после начала резкого роста тока достигает значения $\sim 10^6$ А/см².

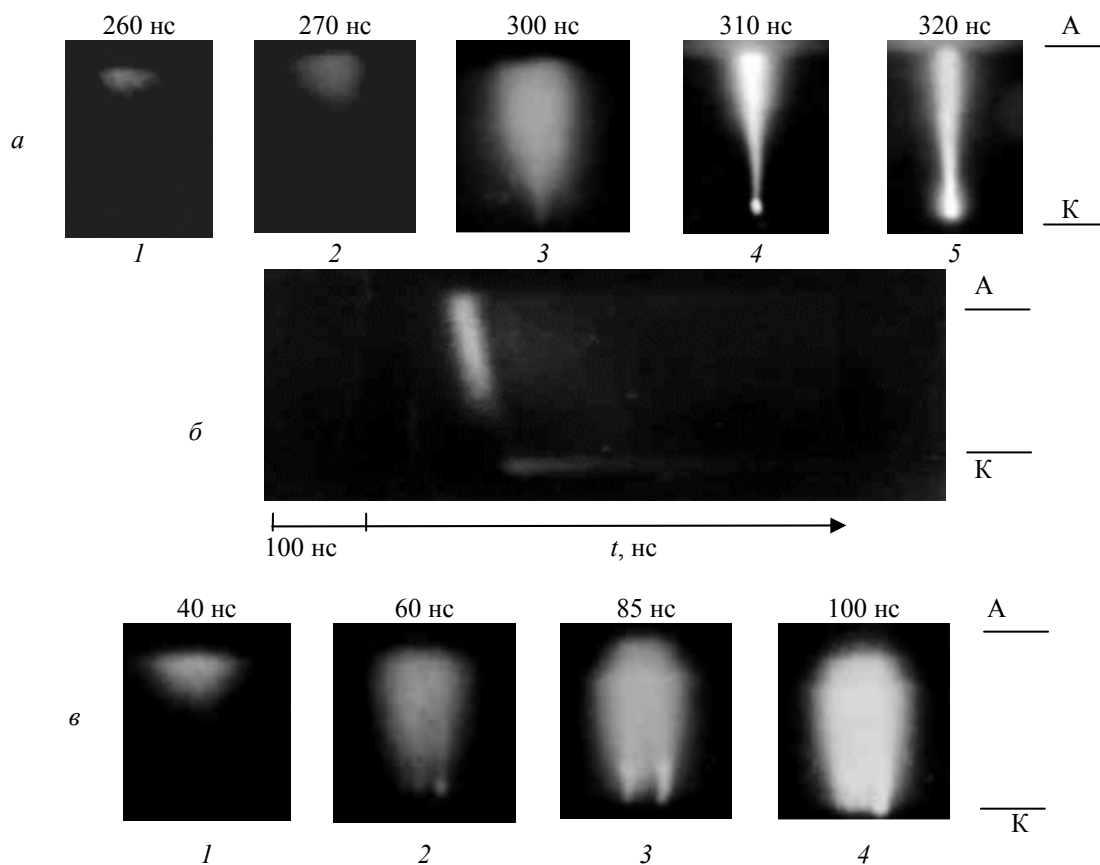


Рис. 1. Фотографии свечения в промежутке ($p = 1$ атм, $d = 1$ см, Ar):

а – фотографии свечения в различные моменты времени ($E/p = 10,53$ В/(см Торр)); *б* – фотография непрерывной щелевой развертки свечения ($E/p = 10,53$ В/(см Торр)); *в* – фотографии свечения при $E/p = 21,05$ В/(см Торр).

Если же формируется много катодных пятен (что имеет место при больших перенапряжениях), то параллельно инициируются несколько каналов, которые на ранних этапах развития сливаются и образуют широкий столб плазмы (см. рис. 1, в, фото 4). В этом случае значение плотности тока за счет перераспределения на множество катодных пятен гораздо меньше, чем в случае формирования одиночного канала. Скорость прорастания соответственно уменьшится. С ростом плотности тока скорость прорастания увеличивается (см. рис. 2). С формированием катодного пятна происходит стягивание тока разряда к катодному пятну [30], с которого и прорастает искровой канал.

Рассмотрим экспериментальные результаты по исследованию развития импульсного разряда в аргоне при наличии предварительной ионизации газа для электродов плоской геометрии. По времени появление областей высокой проводимости совпадает с началом резкого роста тока и спада напряжения на промежутке, т. е. энерговклад в разряд резко увеличивается с началом формирования канала.

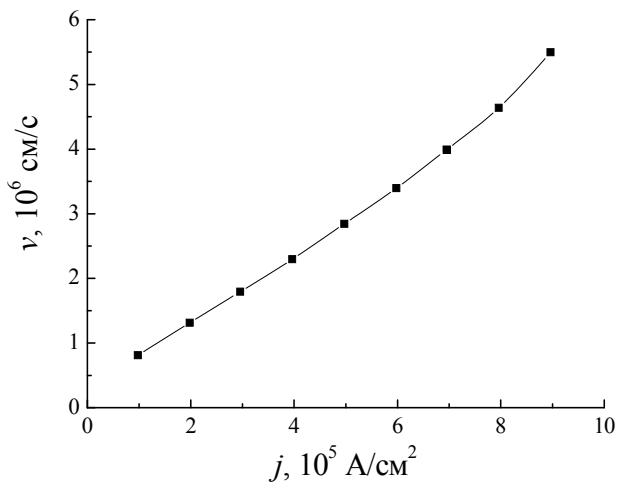


Рис. 2. Зависимость скорости прорастания искрового канала от плотности тока ($p = 1$ атм, $d = 1$ см, Ar).

На рис. 3 приведены последовательные кадры развития разряда в аргоне, полученные при нали-

чи предыонизации. При создании начальной концентрации электронов в промежутке на уровне $n_0 \sim 10^7$ см⁻³ и при незначительных перенапряжениях, первое регистрируемое свечение возникает на аноде к моменту резкого роста тока при концентрации электронов $\sim 10^{12}$ – 10^{13} см⁻³, причем свечение распространяется к катоду со скоростью $\approx (2-5) \times 10^7$ см/с. Скорость определяется из фотографий щелевой развертки (см. рис. 3, з).

По мере продвижения фронта свечения к катоду электронная концентрация на фронте волны возрастает и достигает значений $\sim 10^{13}$ – 10^{14} см⁻³. На этой стадии ток разряда имеет значение 1–10 А. Перекрытие ионизационным фронтом разрядного промежутка со скоростью, на порядок большей скорости дрейфа электронной лавины, приводит к образованию катодного пятна (см. рис. 3, а, б, фото 4 или рис. 3, в, фото 2, 3) и искрового канала.

Из рис. 3, в, где приведены покадровые картины формирования искрового канала в аргоне при больших перенапряжениях ($U_0 = 18$ кВ) следует, что длина катодного падения потенциала l_k по мере роста перенапряжения увеличивается (см. рис. 3, в – $l_k \approx 5$ – 6 мм, $E_0 = 18$ кВ/см).

По времени перекрытие свечением промежутка соответствует началу резкого спада напряжения на промежутке (рис. 3, з). На этой стадии соответственно ток, его плотность и электронная концентрация имеют порядок $I \approx 1$ А; $j \approx 10^2$ А/см² и $n_e \approx 10^{13}$ см⁻³.

Таким образом, анализ покадровых картин формирования разряда в аргоне в широком диапазоне изменения начальных условий, формированию однородного плазменного столба предшествуют последовательность следующих стадий:

- а) возникновение первого видимого свечения близи анода;
- б) распространение фронта свечения к катоду;
- в) спад напряжения на разрядном промежутке с приходом фронта свечения на катод;
- г) формирование катодного и анодного слоя, а также плазменного столба.

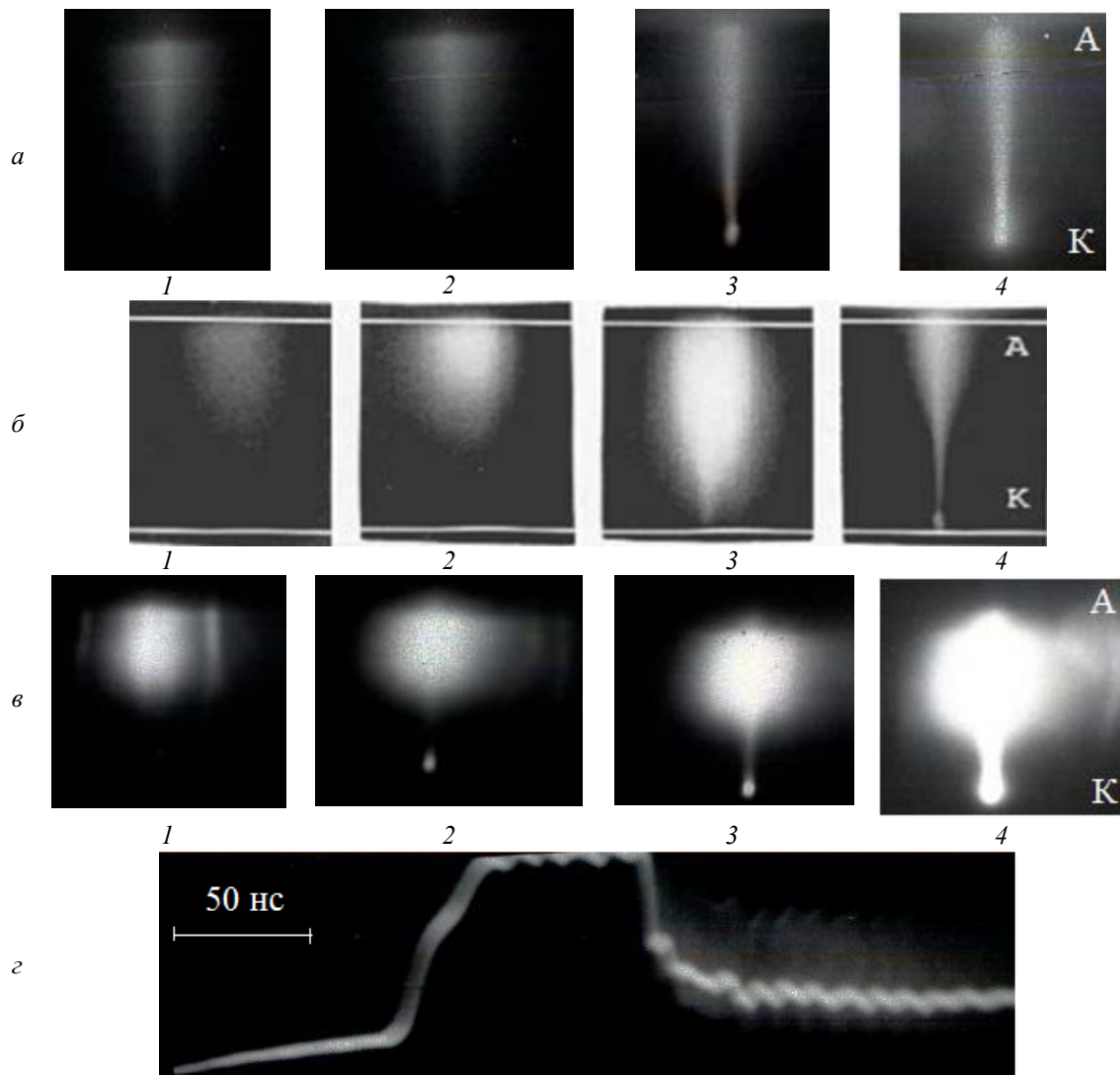


Рис. 3. Пространственно-временные кадры формирования искрового канала в аргоне при наличии предыонизации газа в промежутке (анод – сверху, катод – снизу, $d = 1$ см, $p = 760$ Торр, $U_{см} = 6,8$ кВ):

а, б – последовательные картины свечения промежутка соответственно при $U_0 = 8$ кВ и $U_0 = 10$ кВ;

в – покадровые картины при больших напряжениях $U_0 = 18$ кВ;

г – целевая развертка свечения в аргоне совместно с импульсом напряжения при $U_0 = 10$ кВ (масштаб: 1 мм = $1,91$ нс).

Результаты численного моделирования

Рассмотрим результаты численного моделирования процесса формирования объемного разряда при следующих предположениях: а) катод считается идеально гладким; б) на катоде задается одна микронеоднородность; в) на катоде имеются три микронеоднородности, каждая из которых задавалась в виде прямоугольного выступа из того же материала, что и катод (т.е. одинаковый коэффициент γ), с шириной 5×10^{-2} см и высотой 10^{-3} см.

Граничные условия при наличии микроострий задавались такие же, как и на катоде – потенциал всего острия как и катода равен нулю, выбивание электронов ионами определяется коэффициентом γ . В расчете значения n_+ , n_e в ячейках внутри микроострия не использовались, так как для вы-

числения граничных значений использовались скошенные шаблоны внутрь расчетной области. Поэтому, для удобства, концентрации заряженных частиц внутри острия принимались равными значениям n_+ , n_e на границе микронеоднородности.

В первом случае мы сможем понять общую динамику формирования и развития начальной стадии разряда. А второй и третий случаи позволят изучить роль микронеоднородностей, а также их количество на катоде при формировании и развитии импульсного объемного разряда.

Итак, рассмотрим процесс формирования импульсного объемного разряда в аргоне в случае идеально гладкого катода.

На рис. 4. приведены характерные значения распределения концентрации электронов (*а*) и напряженности поля (*б*) в разрядном промежутке для

различных моментов времени. Из рис. 4, а следует, что при приложении к промежутку высоковольтного импульса напряжения электроны уходят из прикатодной области и в ней образуется зона, где концентрация ионов выше, чем электронов, т. е. происходит поляризация плазмы и усиление поле в прикатодной области (см. рис. 4, б). В усиленном поле происходит интенсивная ионизация, которая формирует катодонаправленную волну ионизации. Перекрывание волной ионизации промежутка приводит к спаду напряжения на разрядном промежутке и формированию однородного плазменного столба.

Характерное значение концентрации электронов на стадии объемного горения определяется приведенной напряженностью поля E/p . В частно-

сти, при $E/p = 10 \text{ В}/(\text{см атм})$ концентрация электронов составляет $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

Из рис. 4, б следует, что в процессе движения волны ионизации к катоду, напряженность поля в прикатодной области увеличивается и достигает значения $10^4\text{--}10^5 \text{ В}/\text{см}$. Фиксируя положение двух минимумов напряженности электрического поля (см. рис. 4, б) в разные моменты времени (28 и 35 нс), получим скорость движения фронта ионизации на уровне $6 \times 10^6 \text{ см}/\text{с}$. В то же время, если взять два других положения минимума электрического поля в моменты времени 43 и 35 нс, получаем скорость фронта, равной всего $10^6 \text{ см}/\text{с}$. Таким образом, при движении фронта к катоду его скорость падает.

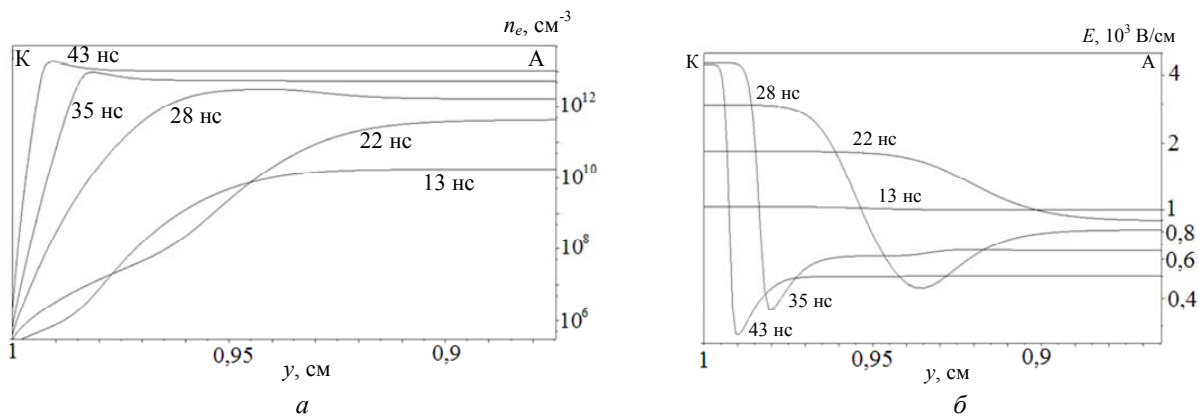


Рис. 4. Характерные значения распределения концентрации электронов (а) и напряженности электрического поля (б) в разрядном промежутке для различных моментов времени: $U_0 = 10 \text{ кВ}$, $p = 760 \text{ Торр}$, $d = 1 \text{ см}$.

На рис. 5 приведены характерные значения распределения концентрации электронов и напряженности электрического поля на промежутке в случае, когда на катоде имеются три микронеоднородности. Заметим, что если в случае одной микронеоднородности при расчетах выступ задавался на расстоянии 0,5 см от оси симметрии, то для трех микронеоднородностей выступы зада-

вались на расстояниях 0,5, 1,0 и 1,5 см от оси симметрии.

Из рис. 5 видно, что с приходом волны ионизации на катод формируются совокупность диффузных каналов, привязанных к микронеоднородностям. При этом в экспериментах показано, что характерные значения тока и энерговклада недостаточны для развития искрового канала [31].

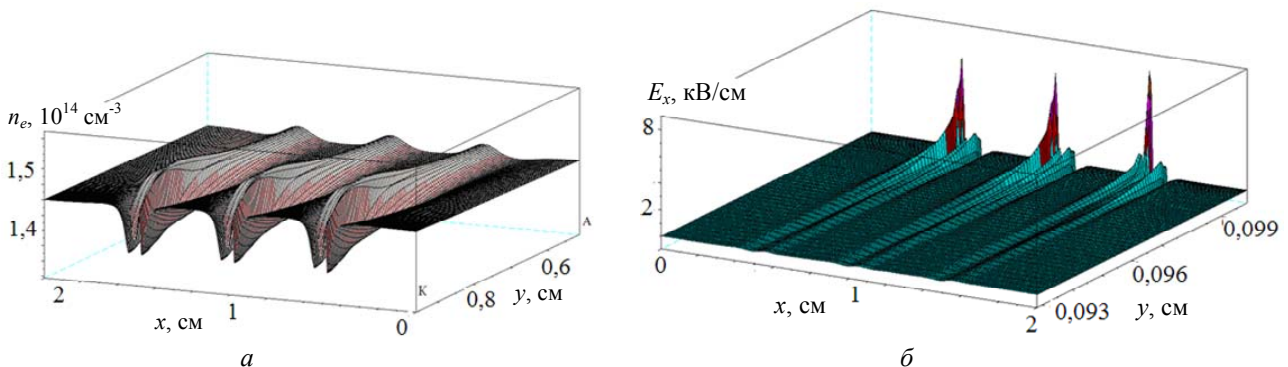


Рис. 5. Характерные значения распределения концентрации электронов (а) и поперечной составляющей напряженности электрического поля (по радиусу) в разрядном промежутке: $U_0 = 10 \text{ кВ}$, $p = 760 \text{ Торр}$, $t = 42 \text{ нс}$. Здесь X – координата, меняющаяся поперек электродов (радиальное направление), Y – координата, меняющаяся в перпендикулярном направлении к электродам (от анода к катоду). При этом поле имеет две составляющие E_x (в радиальном направлении) и E_y .

Определим условия, при которых диффузия электронов сравнима с дрейфом. Отношение диффузионного потока к дрейфовому можно выразить следующим образом:

$$\frac{D_e \frac{\partial n_e}{\partial x}}{n_e \mu_e E} = \frac{D_e n_e / L}{n_e \mu_e E} = \frac{D_e / \mu_e}{EL}.$$

В работе [25] приводятся экспериментальные данные для отношения D_e / μ_e в аргоне, откуда следует, что, начиная со значения приведенных полей 10 Тд и более, значение D_e / μ_e выходит на плато и соответствует значению 10 В. Из рис. 4 видно, что характерные масштабы изменения концентрации электронов в районе максимума (он практически совпадает с минимумом электрического поля) находятся на уровне $L = 10^{-2}$ см для моментов времени 43 и 35 нс, в то время как для момента времени 28 нс $L = 3 \times 10^{-2}$ см. В указанные моменты значения минимумов электрического поля равны соответственно 2, 3 и 4 кВ/см. Таким образом, получим следующие оценки:

$$\frac{D_e / \mu_e}{EL} = 0,5 \text{ для } 43 \text{ нс,}$$

$$\frac{D_e / \mu_e}{EL} = 0,3 \text{ для } 35 \text{ нс,}$$

$$\frac{D_e / \mu_e}{EL} = 0,1 \text{ для } 28 \text{ нс.}$$

Данные оценки показывают, что диффузия электронов важна, начиная со времен 30 нс. Отсутствие её учета может вносить большую погрешность в расчет. При этом диффузия будет способствовать увеличению потока электронов в направлении анода. Стоит отметить, что диффузионный поток в сторону катода существенно меньше дрейфового в соответствии с выражением $\frac{D_e / \mu_e}{EL}$ и большим приэлектродным полем.

Заключение

Представленные в работе результаты экспериментального и численного моделирования процессов формирования и развития объемного разряда в аргоне в условиях предварительной ионизации газа позволяют сделать следующие основные выводы.

1. В предварительно ионизированной газовой среде ($n_0 \approx 10^7 \text{ см}^{-3}$) при перенапряжениях на уровне 10–100 % возможна объемная форма разряда. Формирование плазменного столба происходит в процессе распространения к катоду волны ионизации со скоростью $(2-5) \times 10^7 \text{ см/с}$. По мере продвижения фронта свечения к катоду электрон-

ная концентрация в нем возрастает и достигает значений $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

2. В широком диапазоне плотностей токов и длительностей горения разряда процесс контракции происходит за счет прорастания высокопроводящих искровых каналов со стороны электродов (со скоростью $\approx 2 \times 10^6 \text{ см/с}$). При этом роль инициирующих факторов для развития процесса контракции играют катодные пятна.

3. На основе разработанной двумерной модели выполнено численное исследование процесса формирования импульсного объемного разряда в аргоне атмосферного давления.

4. Экспериментально и численно установлено, что формирование плазменного столба происходит в процессе распространения к катоду волны ионизации со скоростью $\approx 10^7 \text{ см/с}$. Показано, что результаты численного моделирования физического механизма формирования однородного плазменного столба удовлетворительно описывают экспериментальные результаты.

5. Показано, что от поверхности микронеоднородности на катоде начинает развиваться диффузный канал. При высоких напряженностях электрического поля за счет развития диффузных каналов от множества микронеоднородностей возможно формирование в промежутке сильноточного диффузного разряда, в котором контракция практически отсутствует.

Расчетно-теоретическая часть выполнена при финансовой поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам № СП-3812.2016.1.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Doran A. A.* // *Z. Phys.* 1968. Vol. 208. P. 427.
2. *Schlumbohm H.* // *Z. Phys.* 1960. Vol. 159. No. 2. P. 212.
3. *Иванов С. Н., Лисенков В. В.* // *ЖТФ.* 2010. Т. 80. № 1. С. 54.
4. *Тарасенко В. Ф., Белоплотов Д. В., Ломаев М. И.* // *ФП.* 2015. Т. 41. № 10. С. 902.
5. *Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Гаджиев М. Х., Курбанисмаилов М. В.* // *Вестник ДГУ.* 2012. Вып. 6. С. 5.
6. *Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. – Новосибирск: Наука, 1982.
7. *Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Инжекционная газовая электроника. – Новосибирск: Наука, 1982.
8. *Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А.* // *Прикладная физика.* 2003. № 4. С. 20.
9. *Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.* // *УФН.* 1977. Т. 122. С. 419.
10. *Напартович А. П., Старостин А. Н.* В сборнике «Химия плазмы» (Под ред. Смирнова Б. М). С. 153. – М: Атомиздат, 1979.

11. Месяц Г. А., Королев Ю. Д. // УФН. 1986. Т. 148. Вып. 1. С. 100.
12. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Терешонок Д. В., Рамазанов И. Г. // Вестник ДГУ. Серия 1. Естественные науки. 2016. Т. 31. Вып. 1. С. 28.
13. Kurbanismailov V. S., Omarov O. A., Ragimkhanov G. B., Abakarova Kh. M., Ali Rafid Abbas Ali // Plasma Physics Reports. July 2016, Vol. 42. Issue 7. P. 687.
14. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Хачалов М. Б. // Измерительная техника. 1989. № 3. С. 30.
15. Birdsall C. K. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. Vol. 19. No. 2. P. 65.
16. Kim H. C., Iza F., Yang S. S., Radmilović-Radjenović M. and Lee J. K. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. R283.
17. Georghiou G. E., Papadakis A. P., Morrow R., and Metaxas A. C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. R303.
18. Kushner M. J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. 1633.
19. Aleksandrov N. L., Kochetov I. V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. Vol. 29. P. 1476.
20. Yanguas-Gil A., Cotrino J., Alves L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. P. 1588.
21. Высикайло Ф. И. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 2. С. 216.
22. Scullerud H. R. // Australian J. Phys. 1983. Vol. 36. P. 845.
23. Терешонок Д. В. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 3. С. 83.
24. Soloviev V. R., Krivtsov V. M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. P. 125.
25. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 2009.
26. Суржиков С. Т. Физическая механика газовых разрядов. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2006.
27. Смирнов Б. М. Свойства газового разряда. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010.
28. Kurbanismailov V. S., Omarov O. A., Arslanbekov M. A., Gadjiev M. Kh., Ragimkhanov G. B., Al-Shatravi Ali J. G. // Plasma Physics Reports. 2012. Vol. 38. No. 1. P. 22.
29. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Абакарова Х. М., Али Рафид Аббас Али // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 7. С. 1.
30. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Гаджиев М. Х., Баирханова М. Г., Катаа А. Дж. // Прикладная физика. 2010. № 5. С. 56.
31. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Абакарова Х. М., Али Рафид Аббас Али // Прикладная физика. 2015. № 2. С. 63.

PACS: 52., 51.70+f

Formation and development of a volume discharge in Ar at pre-ionization gas conditions

V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov,
D. V. Tereshonok, and Kh. M. Abakarova

¹Dagestan State University
43^a M. Gadzhiev str., Makhachkala, 367000, Russia
E-mail: vali_60@mail.ru

²Join Institute for High Temperatures of Russian Academy of Science
13/2 Izhorskaya str., Moscow, 125412, Russia

Received February 3, 2017

Consideration is given to results of a detailed analysis of the experimental and numerical studies of the spatial-temporal pattern formation and the development of optical images (with the use of FER-2) in an atmospheric pressure inert gas (Ar) in short intervals ($d = 1$ cm), with a discharge area $s = 12$ cm² at voltages in the range from the statistical breakdown ($U_{st} = 3$ kV, $d = 1$ cm, $p = 1$ atm) to the hundred percent overvoltage (up to 25 kV). The investigations have been carried out in the presence of gap pre-ionization at a level of about $n_0 \sim 10^7$ cm⁻³.

Keywords: volume discharge, contraction, cathode spots, gas ionization.

REFERENCES

1. A. A. Doran, Z. Phys. **208**, 427 (1968).
2. H. Schlumbohm, Z. Phys. **159**, 212. (1960).
3. S. N. Ivanov and V. V. Lisenkov, Technical Physics **80** (1), 54 (2010).
4. V. F. Tarasenko, D. V. Beloplotov, and M. I. Lomayev, Plasma Physics **41** (10), 902 (2015).
5. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, M. Kh. Gadzhiev, and M. V. Kurbanismailov, Bulletin of the Dagestan State University, No. 6, 5 (2012).
6. Yu. D. Korolev and G. A. Mesyats, *Autoemission and Explosive Processes in a Gas Discharge* (Nauka, Novosibirsk, 1982) [in Russian].
7. Yu. I. Bychkov, Yu. D. Korolev, and G. A. Mesyats, *Injection Gas Electronics* (Nauka, Novosibirsk, 1982) [in Russian].

8. B. C. Kurbanishmailov and O. A. Omarov, *Prikl. Fiz.*, No. 4, 20 (2003).
9. E. P. Velikhov, V. D. Pismenny, and A. T. Rakhimov, *Physics-Uspexhi* **122**, 419 (1977).
10. A. P. Napartovich and A. N. Starostin, in *Book: Plasma Chemistry. P. 153*. Ed. by B. M. Smirnov (Atomizdat, Moscow: 1979) [in Russian].
11. G. A. Mesyats and Yu. D. Korolev, *Physics-Uspexhi.*, **148** (1), 100 (1986).
12. V. S. Kurbanishmailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, D. V. Tereshenok, and I. G. Ramazanov, *Bulletin of the DSU. Series 1. Natural Sciences* **31** (1), 28 (2016).
13. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, Kh. M. Abakarova, Ali Rafid Abbas Ali, *Plasma Physics Reports* **42** (7), 687 (2016).
14. V. S. Kurbanishmailov, O. A. Omarov, and M. B. Khalchalov, *Izmerut. Tehnika*, No. 3, 30 (1989).
15. C. K. Birdsall, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** (2), 65 (1991).
16. H. C. Kim, F. Iza, S. S. Yang, M. Radmilović-Radjeno-
vić, and J. K. Lee, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 283 (2005).
17. G. E. Georghiou, A. P. Papadakis, R. Morrow, and A. C. Metaxas, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 303 (2005).
18. M. J. Kushner, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 1633 (2005).
19. N. L. Aleksandrov and I. V. Kochetov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29**, 1476 (1996).
20. A. Yanguas-Gil, J. Cotrino, and L. Alves, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 1588 (2005).
21. Ph. I. Vysikaylo, *Fizika Plazmy* **13** (2), 216 (1987).
22. H. R. Scullerud, *Australian J. Phys.* **36**, 845 (1983).
23. D. V. Tereshonok, *Technical Physics Letters* **40** (3), 83 (2014).
24. V. R. Soloviev and V. M. Krivtsov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 125 (2009).
25. Yu. P. Raiser, *Physics of Gas Discharge* (Nauka, Moscow: 2009) [in Russian].
26. S. T. Surzhikov, *Physical Mechanics of Gas Discharges*. (Bauman Moscow State Technical University, 2006) [in Russian].
27. B. M. Smirnov, *Properties of Gas Discharge* (Polytechnic University, Sankt Petersburg, 2010) [in Russian].
28. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, M. A. Arslanbekov, M. Kh. Gadjiev, G. B. Ragimkhanov, and Al-Shatravi Ali J. G., *Plasma Physics Reports* **38** (1), 22 (2012).
29. V. S. Kurbanishmailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, Kh. M. Abakarova, and Ali Rafid Abbas Ali, *Plasma Physics Reports* **42** (7), 1 (2016).
30. V. S. Kurbanishmailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, M. H. Hajiyev, M. G. Bairhanova, and A. J. Kataa, *Prikl. Fiz.*, No. 5, 56 (2010).
31. V. S. Kurbanishmailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, Kh. M. Abakarova, and Ali Rafid Abbas Ali, *Prikl. Fiz.*, No. 2, 63 (2015).