

ДИНАМИКА РАЗВИТИЯ ИОНИЗАЦИОННЫХ ФРОНТОВ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В НАНОСЕКУНДНОМ РАЗРЯДЕ С ПРОТЯЖЕННЫМ ПОЛЫМ КАТОДОМ В АРГОНЕ

© 2022 г. Н. А. Ашурбеков^{1, *}, М. З. Закарьяева^{1, 2},
К. О. Иминов¹, К. М. Рабаданов¹, Г. Ш. Шахсинов¹

¹Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

²Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН, Махачкала, Россия

*E-mail: nashurb@mail.ru

Поступила в редакцию 03.09.2021 г.

После доработки 17.11.2021 г.

Принята к публикации 23.11.2021 г.

На основе экспериментальных исследований и численного моделирования установлена динамика формирования и развития фронта волны ионизации наносекундного разряда с полым катодом при различных профилях полости катода. Рассчитаны распределения потенциала электрического поля, плотности заряженных частиц, плотности возбужденных атомов в разрядном промежутке и внутри полости катода для электродных систем с катодом с полукруглой или прямоугольной полостью. Показано, что при достижении определенного значения концентрации электронов у поверхности анода формируются волны ионизации и, распространяясь к катоду со скоростью 10^7 см/с, перекрывают разрядный промежуток. Рассчитано распределение плотности и средней энергии электронов по центру разрядного промежутка. Установлено, что распределение плотности заряженных частиц в промежутке и структура разряда существенно зависят от геометрии поверхности катода. Показано, что катод с прямоугольной полостью позволяет получить однородный плоский плазменный столб по центру промежутка с более высокой концентрацией заряженных частиц. Проведено сравнение результатов эксперимента и численного моделирования, показано, что они качественно согласуются между собой.

DOI: 10.31857/S0040364422050015

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время плазменные источники на основе высоковольтных наносекундных разрядов в газах представляют не только научный, но также и практический интерес [1, 2]. Наносекундный разряд с протяженным полым катодом при низких и средних давлениях газа может быть использован, в частности, как источник ленточных электронных пучков для создания за сетчатым анодом химически активного “плазменного листа” [3, 4]. Такой плоский “плазменный лист” является востребованным, например, при очистке и стерилизации поверхностей, инактивации микроорганизмов на живых тканях, модификации поверхностей и приповерхностных слоев материалов, разложении органических соединений [5, 6]. В последние годы значительное развитие получили также плазменные технологии на основе низкоэнергетических источников ионных потоков для проведения различных прецизионных технологических операций, например, в технологиях атомно/молекулярно-слоевого осаждения и травления поверхности материалов микро- и нанозлек-

троники [7, 8]. Для таких технологических приложений требуются источники ионных потоков с управляемой энергией ионов. Одним из эффективных источников потоков низкоэнергетических ионов может служить пучковая плазма в аргоне с пространственной конфигурацией в виде “плазменного листа”, которая выступает в роли широкоапертурного эмиттера ионов в поперечном направлении [9, 10].

Поэтому данные об основных параметрах плазмы и о динамике их пространственно-временного распределения в промежутке между электродами и в полости катода крайне важны как с точки зрения оптимизации работы реакторов на основе наносекундного разряда с протяженным полым катодом, так и для более глубокого понимания физических процессов, лежащих в основе развития и функционирования этого типа разрядов.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию и численному моделированию динамики формирования и особенностей пространственно-временного распределения основных параметров высоковольтного наносекундно-

го разряда с протяженным полым катодом с различной геометрией полости внутри катода. На основе сопоставления полученных результатов можно определить выбор оптимальной электродной системы для генерации пучков ускоренных электронов в поперечном наносекундном разряде в аргоне.

ЭЛЕКТРОДНАЯ СИСТЕМА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В поиске эффективных газоразрядных систем, в которых формируются электронные пучки непосредственно в газовой среде в процессе электрического пробоя газа, важную роль играет выбор конкретной схемы разряда и соответствующей электродной системы. При выполнении данной работы были исследованы разряды с различными электродными системами, отличающимися профилем поверхности катода. Схематично виды электродных систем приведены на рис. 1а. Электродная система состоит из анода в виде плоской пластины длиной 5 см, шириной 2 см и толщиной 0.5 см и катода, представляющего собой цилиндрический стержень длиной 5 см с диаметром 1.2 см, вдоль которого в первом случае прорезана полость полукруглой формы радиусом 0.3 см, во втором случае – полость прямоугольной формы шириной 0.2 см и глубиной 0.6 см (рис. 1а).

Разрядная камера представляла собой кварцевую трубку диаметром 5 см, в которую помещена электродная система из двух алюминиевых электродов, расположенных на расстоянии 0.6 см друг от друга (рис. 1б). Конструкция разрядной камеры

позволяла наблюдать пространственную структуру разряда и регистрировать пространственное распределение оптического излучения в разрядном промежутке и внутри полости катода.

Экспериментальная установка состоит из генератора высоковольтных наносекундных импульсов напряжения (ГИН), собранного по схеме Блюмляйна, генератора синхронизации ГИС, разрядной камеры, системы напуска и откачки газа и контроля давления газа, систем диагностики электрических и оптических характеристик разряда. Подробное описание экспериментальной установки приведено, например, в [11].

Откачка системы производилась с помощью вакуумного поста TSM 3A 1001 на основе турбомолекулярного насоса, разрядная камера перед проведением экспериментов откачивалась до 10^{-4} Торр. Кроме этого, после каждой серии измерений производилось обновление газа в разрядной камере.

Измерения тока разряда и напряжения на разрядном промежутке производились с помощью омического шунта и калиброванного делителя напряжения. В качестве регистрирующих приборов использовались двухканальный аналогово-цифровой преобразователь (ЦЗО АСК-3151), подключенный к персональному компьютеру, и широкополосный осциллограф модели Tektronix-TDS 3032В. Для исследования пространственно-временной динамики развития наносекундного разряда использовалась высокоскоростная фотокамера модели PI-MAX3 Princeton Instruments.

Исследовался импульсно-периодический разряд наносекундной длительности с частотой повторения 50 Гц. Такая частота повторения разряда, с одной стороны, обеспечивает стабильную регистрацию слабого свечения разряда в начальных стадиях за счет накопления оптического сигнала в системе регистрации, с другой – полную рекомбинацию плазмы и гибель метастабильных частиц в промежутке между импульсами тока (за времена $\approx 2 \times 10^{-2}$ с).

Выполнены экспериментальные исследования электрических характеристик и пространственно-временной структуры поперечного наносекундного разряда с протяженным полым катодом с двумя формами полости в катоде при различных амплитудах прикладываемого напряжения и давлениях газа в аргоне. На рис. 2 в качестве примера приведены характерные осциллограммы напряжения горения и разрядного тока и пространственное распределение оптического излучения разряда в аргоне при давлении $p = 5$ Торр. Из осциллограмм видно, что время формирования пробоя и длительности импульсов напряжения горения и разрядного тока в обоих случаях качественно совпадают. Но для пробоя разрядного промежутка при катоде с полукруглой полостью требуются более высокие значения при-

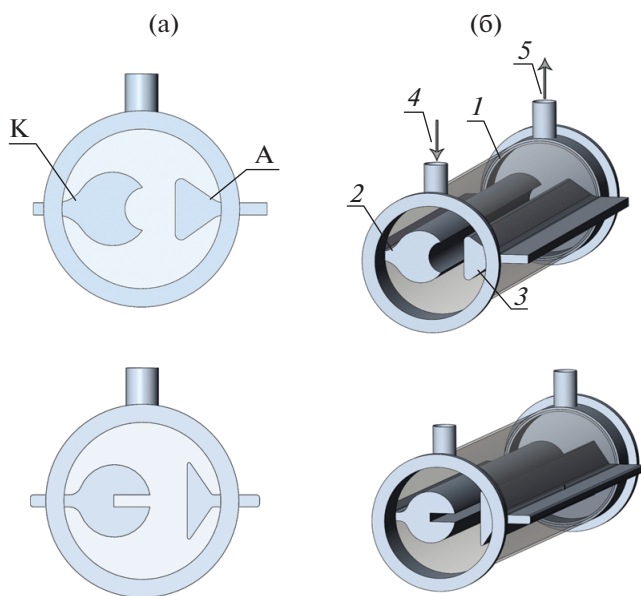


Рис. 1. Схемы электродных систем (а) и вид разрядной камеры (б): 1 – кварцевая труба; 2 – катод; 3 – анод; 4, 5 – напуск и откачка газа.

кладываемого напряжения. Использование катода с прямоугольной полостью приводит к уменьшению напряжения пробоя примерно на 400 В и увеличению амплитуды импульса тока почти в семь раз (рис. 2а). Электродная система с катодом с прямоугольной полостью позволяет при меньших значениях прикладываемого напряжения получить более высокие плотности тока. Из вольт-амперных характеристик можно оценить примерные значения основных параметров разрядов с катодом при различной геометрии полости. Полученные оценочные значения параметров, соответствующие максимуму импульса тока, приведены в таблице.

Плотность тока $j_D = I_D/S$ вычислялась по экспериментальным значениям силы тока I_D и площади поперечного сечения разряда S . Дрейфовая скорость электронов определялась по графикам, исходя из величины приведенной напряженности электрического поля E/N , где N – концентрация атомов газа [12, 13]. При определении значений E в плазменном столбе принималось во внимание, что в разряде с полым катодом почти все приложенное к промежутку напряжение приходится на область катодного падения потенциала (КПП). Для оценок были взяты значения падения напряжения на плазменном столбе $U_p \sim U_D/5$ [14]. Концентрация свободных электронов в разряде оценивалась по проводимости плазмы $j_D = en_e v_{dr}$, где e – заряд электрона, n_e – концентрация свободных электронов, v_{dr} – дрейфовая скорость электронов.

Характерные распределения оптического излучения в разрядном промежутке показывают, что для катода с полукруглой полостью узкая светящаяся область проходит вдоль всей внутренней поверхности полости и потом от обоих краев полости распространяется до поверхности анода. По центру разрядного промежутка при этом наблюдается темное пространство, которое доходит до поверхности анода. Разряд идет в основном с краев полукруглой полости и замыкается на аноде. В разряде с катодом с прямоугольной полостью картина пространственного распределения оптического излучения существенно меняется. Оптическое излучение разряда заполняет полость катода с максимальной интенсивностью у выхода из полости. При этом у поверхности анода также наблюдается небольшая светящаяся область, отделенная областью темного пространства от светящейся области у катода. В прямоугольной по-

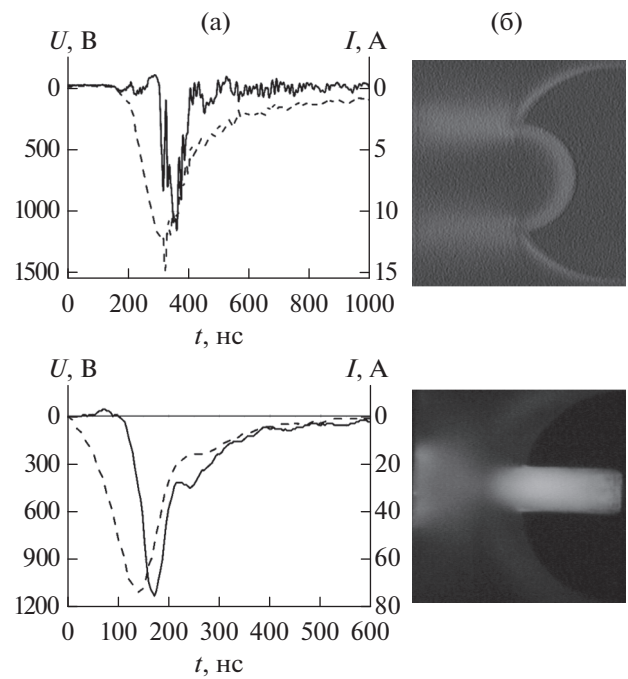


Рис. 2. Осциллограммы (а) напряжения горения (штриховая линия) и разрядного тока (сплошная линия); (б) – пространственное распределение оптического излучения разряда в аргоне ($p = 5$ Торр).

лости формируется плотный плазменный столб, который играет роль плазменного катода, и это приводит к локализации разряда по центру промежутка (рис. 2б).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЕГО РЕЗУЛЬТАТЫ

Численное моделирование разрядного устройства проводилось в программной среде Comsol Multiphysics с использованием специального модуля Plasma [15]. Геометрия области моделирования выбрана исходя из реальных размеров разрядной камеры и электродных систем, использованных для экспериментальных исследований (см. рис. 1).

Численная модель представляет собой гидродинамическое описание плазмы разряда с решением дрейфово-диффузионного уравнения для электронной плотности и плотности энергии электронов. Также данная система дополняется уравнением Максвелла–Стефана, которое описывает транспорт тяжелых частиц (ионов, возбужденных атомов, атомов в основном состоянии и т.д.), и

Оценочные значения параметров плазмы

| Форма полости | I_D , А | U_D , В | J_D , А/см ² | E/N , Тд | v_{dr} , 10 ⁶ см/с | n_e , 10 ¹³ см ⁻³ |
|---------------|-----------|-----------|---------------------------|------------|---------------------------------|---|
| Полукруглая | 12 | 1500 | 2.4 | 134 | 8.7 | 0.2 |
| Прямоугольная | 73 | 1100 | 14.6 | 66 | 5.2 | 1.8 |

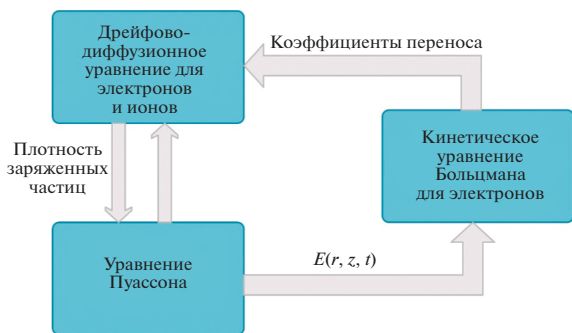


Рис. 3. Схематическая диаграмма итерационного процесса при моделировании.

уравнением Пуассона для расчета потенциала плазмы. Эти уравнения образуют замкнутую систему уравнений, которую можно решить относительно концентрации электронов, плотности энергии электронов, массовой доли тяжелых частиц и потенциала электрического поля. Транспортные коэффициенты электронов (коэффициенты подвижности и диффузии) рассчитывались при помощи функции распределения электронов (ФРЭ). В свою очередь для нахождения ФРЭ было проведено численное решение кинетического уравнения Больцмана для электронов с использованием программы Matlab. Следует отметить, что временная эволюция функции распределения электронов по энергиям учитывается в целом ряде исследований при разработке программ моделирования кинетики газового разряда, например [16]. Подробно математическая модель описана в работах [17, 18]. Принципиальная схема, показывающая циклы итераций при решении данной задачи приведена на рис. 3.

Для корректного решения математической задачи использовались следующие начальные и граничные условия:

– для плотности плазмы: $n_e(t = 0, x, y) = n_i(t = 0, x, y) = n_0$, где $n_0 \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ – начальная фоновая плотность плазмы, определяемая остаточными процессами в газоразрядной системе при частотно-периодическом режиме создания плазмы;

– для электрического поля: $V = 0$ – потенциал на стенках катода, $V = U(t)$ – потенциал на стенке анода, который задается по измеренной величине импульса напряжения на аноде.

Для моделирования строится треугольная сетка в области моделирования и запускается вычислительный цикл с заданным шагом по времени. Рассчитываются значения потенциала электрического поля и плотности заряженных частиц в каждой внутренней узловой точке сетки. Также при моделировании учитываются упругие столкновения электронов с атомами аргона, процессы электронного возбуждения, прямой и ступенча-

той ионизации атомов аргона, электронная дезактивация метастабильных состояний атомов и пеннинговская ионизация. Кроме того, учитываются гибель заряженных частиц в результате рекомбинации в объеме и на поверхности электродов, а также вторичная электронная эмиссия с поверхности катода с коэффициентом 0.02.

При численном моделировании шаг сетки меняется в пределах $(1-9) \times 10^{-3} \text{ см}$, а шаг по времени берется 10^{-12} с . Итерационный процесс уточнения значений вычисляемых параметров прекращается при достижении заданной точности. Для приведенных в данной работе результатов расчета относительная точность составляет 10^{-4} .

Форма импульса напряжения при моделировании задавалась такой же, как и в эксперименте (рис. 1а). Для вычисления таких параметров плазмы, как напряжение и ток разряда, использовалось следующее выражение: $U = U_0 - I_p R_b$, где U_0 – напряжение источника напряжения, I_p – ток разряда, R_b – балластное сопротивление.

На рис. 4 представлены результаты моделирования распределения потенциала электрического поля вдоль центра разрядного промежутка. Они позволяют проследить динамику проникновения электрического поля в полость катода и оценить максимальные значения поля в полости различной формы. Поле проникает в полукруглую полость катода сразу после его приложения к промежутку, но первые 100 нс поле растет в основном в промежутке между электродами. Затем оно начинает быстро расти и в полости катода, а через 200 нс достигает максимального значения 700 В у основания полости. Далее с падением прикладываемого внешнего электрического поля происходит постепенное уменьшение поля и в промежутке, и в полости соответственно (рис. 4а). В разряде с прямоугольным полым катодом картина такая же, как и в случае с полукруглой полостью, с тем лишь отличием, что поле проникает в полость катода с небольшой задержкой по времени. Также у основания

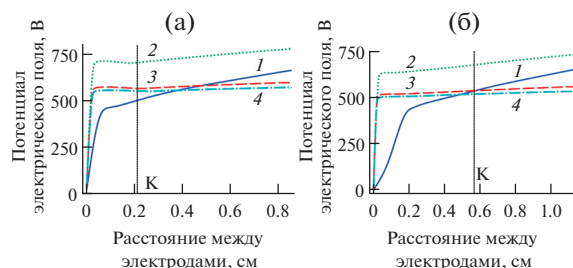


Рис. 4. Результаты численного моделирования распределения потенциала электрического поля: (а) – катод с полукруглой полостью; (б) – катод с прямоугольной полостью; 1 – 150 нс, 2 – 200, 3 – 250, 4 – 300.

прямоугольной полости максимального значения 620 В поле достигает через 200 нс (рис. 4б).

Результаты моделирования распределения потенциала электрического поля показывают, что в полукруглую полость электрическое поле проникает быстрее и достигает у основания более высоких значений. Дальнейшее уменьшение поля после достижения максимума в полости и в промежутке практически не зависит от формы полости катода.

На рис. 5 приведена динамика пространственно-временного распределения плотности заряженных частиц в промежутке и в полости катода. Через 120 нс формируются своеобразные структуры разряда с неравномерным распределением плотности плазмы. Из рисунка видно, что при достижении концентрации электронов $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ плазма проникает в полость катода, в результате плазменный столб заполняет полость и вдоль стенок полости формируется область катодного падения потенциала с толщиной $l_c = 0.024 \text{ см}$ [19]. При этом концентрация электронов в области максимальной ионизации в разряде с катодом с прямоугольной полостью почти на порядок выше, чем в разряде с катодом с полукруглой полостью (рис. 5). По результатам моделирования распределения плотности заряженных частиц в промежутке видна структура разряда. У поверхности катода образуется узкая область КПП, затем область отрицательного свечения и за ней положительный плазменный столб (рис. 5). В разряде с катодом с полукруглой полостью плазменный столб формируется между краями полости и анодом и делится на две части областью пониженной ионизации, расположенной по центру промежутка. В разряде с катодом с прямоугольной полостью после проникновения в полость волна ионизации распространяется по ее боковым поверхностям и после достижения основания полости возникает отраженная волна, в результате прямоугольная полость заполняется плотной плазмой с максимальной концентрацией свободных электронов $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ у выхода из полости. В промежутке плазменный столб стягивается к центру и замыкается на аноде. Таким образом, после формирования пробоя структура разряда в обоих случаях существенно различна, что указывает на важную роль геометрии полости при формировании пробоя и структуры разряда.

Электроны, эмитированные с боковых поверхностей прямоугольной полости, без столкновений проходят область КПП ($l_c = 0.024 \text{ см} < \lambda = 0.030 \text{ см}$, где λ — длина свободного пробега электронов) и ускоряются, затем отражаются в обратном поле с противоположной стороны, совершая колебательные движения в полости катода, и многократно возвращаются в область отрицательного свечения. В результате таких осцилляций электронов внутри полости катода происходит многократное

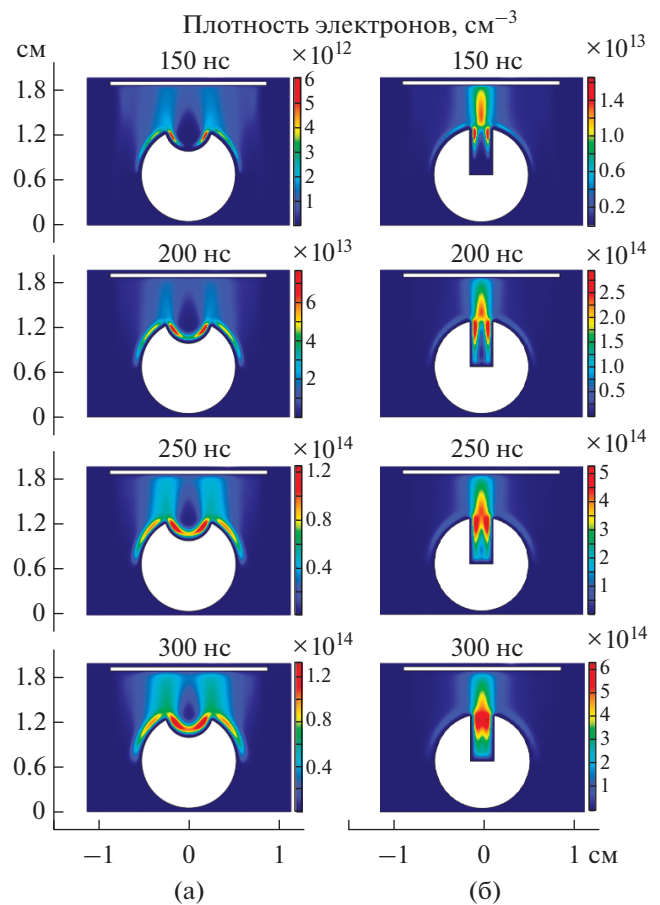


Рис. 5. Результаты численного моделирования динамики пространственно-временного распределения плотности электронов: (а) — катод с полукруглой полостью, (б) — катод с прямоугольной полостью.

увеличение ионизации газа, при этом области отрицательного свечения у боковых поверхностей щели перекрываются и в полной мере проявляется эффект полого катода. В результате в полости формируется плотная плазма, играющая роль плазменного катода, и это приводит к формированию плазменного столба по центру промежутка. В случае катода с полукруглой полостью электроны, эмитированные с поверхности полости, также без столкновений проходят область КПП, ускоряются и выносятся внешним полем из полости в промежуток между электродами. Электроны в полости не совершают колебательных движений, не проявляется эффект полого катода, и, как следствие, в полости не формируется плотная плазма. В основном разряд идет с краев полости и замыкается на поверхности анода (рис. 5а). Пространственные структуры разрядов, полученные численным моделированием (рис. 5), хорошо согласуются со структурами, наблюдаемыми в эксперименте (рис. 2б). Хорошее соответствие построенной модели исследуемому экспериментально разряду подтверждает

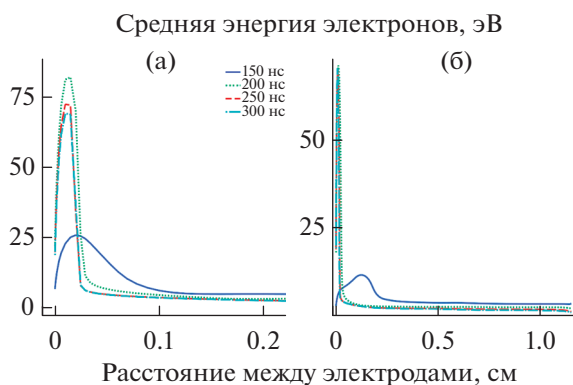


Рис. 6. Результаты численного моделирования распределения средней энергии электронов по центру разрядного промежутка: (а) – катод с полукруглой полостью, (б) – катод с прямоугольной полостью.

ся и согласием оценочных значений концентраций электронов, полученных из осциллограмм разряда при максимуме тока (таблица) с результатами моделирования при $t = 150$ нс (рис. 5).

Результаты моделирования распределения средней энергии электронов по центру разрядного промежутка (рис. 6) показывают, что на начальных стадиях пробоя, пока волна ионизации распространяется от анода к катоду, генерация ускоренных электронов происходит на фронте волны ионизации. Это хорошо видно особенно для разряда с катодом с прямоугольной полостью (рис. 6б). С продвижением волны ионизации средняя энергия электронов во фронте растет до 15 эВ. Когда плазменный фронт достигает дна полости, в обоих случаях формируется катодный слой и эмитированные вторичные электроны проходят область КПП без столкновений и ускоряются до энергий $\epsilon = eU_k$, где U_k – величина КПП. Примерно через 200 нс основным источником ускоренных электронов становится область КПП, и средняя энергия электронов в катодном слое в обоих случаях достигает 70–80 эВ (рис. 6).

Результаты численного моделирования распределения плотности возбужденных атомов по центру разрядного промежутка приведены на рис. 7. Из рисунка видно, что в момент времени $t = 150$ нс концентрация возбужденных атомов максимальна у входа в полость катода, причем в разряде с катодом с прямоугольной полостью концентрация в семь раз выше и имеет ярко выраженный максимум (рис. 7б). Примерно к этому времени волна ионизации достигает поверхности катода и атомы возбуждаются электронами, ускоренными на фронте волны ионизации.

Динамика дальнейшего распределения плотности возбужденных атомов по центру разрядного промежутка отличается для рассматриваемых разрядов. В разряде с катодом с полукруглой по-

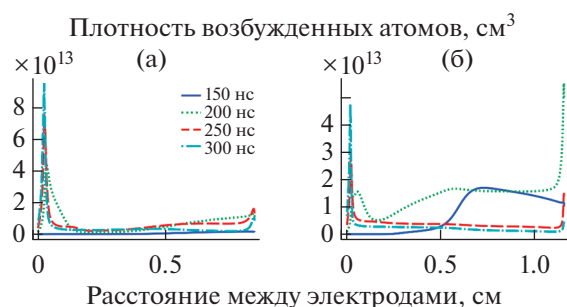


Рис. 7. Результаты численного моделирования распределения плотности возбужденных атомов для блока энергетических состояний Ar ($3p^54s$) по центру разрядного промежутка: (а) – катод с полукруглой полостью, (б) – катод с прямоугольной полостью.

лостью идет рост концентрации возбужденных атомов внутри полости катода, особенно у основания полости, и примерно через 300 нс устанавливается характерное их пространственное распределение с резким пиком плотности $\sim 10^{14}$ см⁻³ у основания полости (рис. 7а). Внутри полости катода и в разрядном промежутке плотность возбужденных атомов на порядок меньше и составляет величину $\sim 5 \times 10^{12}$ см⁻³. В разряде с катодом с прямоугольной полостью в аналогичных условиях концентрация возбужденных атомов ведет себя сложным образом. После достижения волной ионизации катода идет рост концентрации возбужденных атомов в основном в промежутке между электродами, и при $t = 170$ нс она достигает $\sim 3.5 \times 10^{13}$ см⁻³ (рис. 7б). В дальнейшем в промежутке концентрация уменьшается, а в полости катода и у поверхности анода растет. В результате устанавливается распределение с двумя выраженными максимумами у поверхности анода и у основания полости катода. К такому распределению плотности возбужденных атомов по центру приводит наличие в промежутке двух областей ускорения электронов: области КПП у основания щели и области падения потенциала у границы плазменного столба. Часть вытягиваемых из области КПП ускоренных электронов достигают анода ($\lambda \sim 0.68$ см – длина пробега ускоренных электронов [19]) и обеспечивают ионизацию во всем промежутке, особенно у поверхности анода, что компенсирует ионные потери на катоде. В общем, в разряде с катодом с полукруглой полостью концентрация возбужденных атомов выше у основания полости, а в разряде с катодом с прямоугольной полостью – выше в промежутке между электродами и особенно у поверхности анода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью экспериментальных исследований и численного моделирования установлена

динамика формирования наносекундного разряда. При достижении определенной концентрации электронов у поверхности анода формируются волны ионизации, которые распространяются к катоду со скоростью 10^7 см/с и перекрывают промежуток. Выявлены интересные особенности формирования разряда в прямоугольной полости катода. Показано, что в обоих случаях в разряде имеются источники ускоренных электронов, в начале пробоя это фронт волны ионизации, а после формирования катодного слоя это область КПП. Рассчитано распределение плотности и средней энергии электронов по центру разрядного промежутка. Установлено, что распределение плотности заряженных частиц в промежутке и структура разряда существенно зависят от геометрии поверхности катода. Катод с прямоугольной полостью позволяет получить однородный плоский плазменный столб по центру промежутка с более высокой концентрацией заряженных частиц. Такой плоский плазменный столб можно эффективно использовать в плазменных технологиях для решения различных прикладных задач.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-32-90179.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tarasenko V.* Runaway Electrons in Diffuse Gas Discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2020. V. 29. P. 034001.
2. *Korolev Y.D., Koval N.N.* Low-pressure Discharges with Hollow Cathode and Hollow Anode and Their Applications // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. P. 323001.
3. *Климов А.С., Ломаев М.И., Окс Е.М., Андрейчик А.П.* Параметры пучковой плазмы, формируемой форвакуумным плазменным источником ленточного электронного пучка в системе транспортировки без магнитного поля // *ЖТФ.* 2017. Т. 87. № 2. С. 192.
4. *Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Shakhshinov G.S., Ramazanov A.R.* Low-energy Ions Source of Plane Geometry on the Basis of Plasma-beam Discharge with a Slot Cathode // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2018. V. 1115. P. 022036.
5. *Weltmann K.D., Kolb J.F., Holub M. et al.* The Future for Plasma Science and Technology // *Plasma Process. Polym.* 2018. V. 16. P. 1800118.
6. *Adamovich I., Baalrud S.D., Bogaerts A. et al.* The 2017 Plasma Roadmap: Low Temperature Plasma Science and Technology // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017. V. 50. P. 323001.
7. *Rauf S., Balakrishna A., Agarwal A., Dorf L., Collins K., Boris D.R., Walton S.G.* Three-Dimensional Model of Electron Beam Generated Plasma // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2017. V. 26. P. 065006.
8. *Dorf L., Wang J.-C., Rauf S., Monroy G.A., Zhang Y., Agarwal A., Kenney J., Ramaswamy K., Collins K.* Etching with Atomic Precision by Using Low Electron Temperature Plasma // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017. V. 50. P. 274003.
9. *Agarwal A., Bera K., Kenney J., Likhanskii A., Rauf S.* Modeling of Low Pressure Plasma Sources for Microelectronics Fabrication // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017. V. 50. P. 424001.
10. *Faraz T., Roozeboom F., Knoops H.C.M., Kessels W.M.M.* Atomic Layer Etching: What Can We Learn from Atomic Layer Deposition? // *ECS J. Solid State Sci. Technol.* 2015. V. 4. P. N5023.
11. *Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзев О.В., Кобзева В.С.* Формирование высокоэнергетичных электронов в поперечном наносекундном разряде с щелевым катодом при средних значениях давления рабочего газа // *ЖТФ.* 2010. Т. 80. № 8. С. 63.
12. *Kucukarpaci H.N., Saelee H.T., Lucas J.* Electron Swarm Parameters in Helium and Neon // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1981. V. 14. P. 9.
13. *Yanguas-Gil Á., Cotrino J., Alves L.L.* An Update of Argon Inelastic Cross-Sections for Plasma Discharges // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2005. V. 38. P. 1588.
14. *Цендин Л.Д.* Нелокальная кинетика электронов в газоразрядной плазме // *УФН.* 2010. Т. 180. № 2. С. 139.
15. COMSOL Multiphysics Reference Manual. Version 5.5. COMSOL, Inc. www.comsol.com
16. *Степанов Д.С., Школьников Э.Я.* Разработка кинетической модели плазмы СВЧ-разряда в режиме электронно-циклотронного резонанса с учетом временной эволюции функции распределения электронов // *ТВТ.* 2021. Т. 59. № 1. С. 12.
17. *Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Zakaryaeva M.Z., Ramazanov A.R., Shakhshinov G.S.* The Dynamics of Ionization Waves Formation in a Transverse Nanosecond Plasma-beam Discharge with a Slotted Cathode in Argon // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1393. P. 012001.
18. *Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Shakhshinov G.S., Zakaryaeva M.Z., Rabadanov K.M.* The Dynamics of a Nanosecond Gas Discharge Development with an Extended Slot Cathode in Argon // *Plasma Sci. Technol.* 2020. V. 22. P. 125403.
19. *Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И.* Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков // *УФН.* 2004. Т. 174. № 9. С. 953.