

УДК 537.525, 533.9.03
DOI: 10.18799/29495407/2023/2/24

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ

Коваль Тамара Васильевна^{1,2},
tvkoval@mail.ru

Денисов Владимир Викторович¹,
denisov@opee.hcei.tsc.ru

Островерхов Евгений Владимирович¹,
evgeniy86evgeniy@mail.ru

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
Россия, 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3.

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

Приведены результаты теоретического и компьютерного моделирования сильноточного несамостоятельного тлеющего разряда низкого давления в плазменном источнике. Аналитическая модель отражает основные закономерности и показывает взаимосвязь параметров плазмы в полном катоде. Продемонстрировано применение дрейфово-диффузионного представления для численного моделирования генерации плазмы низкого давления в плазменном катоде источника электронов на основе дугового разряда и в полном катоде несамостоятельного тлеющего разряда. Показано, что распределение плотности эмиссионной плазмы источника электронного тока управляется расположенным внутри него перераспределяющим электродом, а распределение плотности плазмы тлеющего разряда существенно зависит от геометрического фактора (форма катода, анода, эмиссионная поверхность источника электронов) и от расположения источника электронного тока. Согласно результатов компьютерного моделирования с экспериментами указывает на возможность применения математического моделирования при оптимизации имеющихся и разработке новых плазменных источников с наименьшей степенью неоднородности распределения плазмы основного (тлеющего) разряда в разрядной катодной полости, что чрезвычайно важно для технологического применения большеобъемных полых катодов (более 0,2 м³) плазменных источников.

Ключевые слова:

несамостоятельный тлеющий разряд, полый катод, концентрация плазмы, степень неоднородности, распределение концентрации заряженных частиц, плазменный источник, компьютерное моделирование, дрейфово-диффузионное приближение.

Введение

Ионно-плазменная обработка является наиболее перспективной методикой для модификации и упрочнения поверхности изделий, имеющих большую площадь или сложную форму (азотирование, очистка и активация поверхности, плазменно-ассистированное нанесение износостойких покрытий). В полном катоде большого объема (более 0,2 м³) плазменного источника для обеспечения стабильного зажигания и горения тлеющего разряда, а также для достижения токов разряда сотни ампер использовалась инжекция электронов из источника электронов на основе импульсного вспомогательного дугового разряда с холодным полым катодом [1, 2], т. е. был реализован режим несамостоятельного горения тлеющего разряда при низком, около 0,5 Па, давлении.

В импульсном режиме горения несамостоятельного тлеющего разряда с независимой регулировкой тока при относительно низких, до нескольких сотен вольт, напряжениях горения концентрация заряженных частиц может быть на порядок выше, чем в самостоятельном режиме горения тлеющего разряда [3, 4]. Однако для обеспечения однородной ионно-плазменной обработки крупногабаритных протяженных изделий требуется решение вопроса обеспечения низкой степени неоднородности распределения заряженных частиц в полном катоде. Распределение плотности плазмы

зависит от геометрического фактора (форма катода, форма и расположение анода), а также от расположения источников электронного тока и от распределения плотности эмиссионного тока электронов по сечению эмиссионного сетчатого электрода в этих источниках.

При оптимизации имеющихся плазменных источников на основе сильноточного несамостоятельного тлеющего разряда и проектировании новых крупногабаритных систем требуется прогнозирование распределения концентрации заряженных частиц основного (тлеющего) разряда в полном катоде и эмиссионной плазмы вспомогательного источника электронного тока на основе дугового разряда. Для исследования газового разряда используется гидродинамический подход в дрейфово-диффузионном приближении, позволяющий описывать основанные закономерности и свойства разряда [5–8].

В данной работе приводятся результаты математического моделирования процессов генерации плазмы в плазменном катоде источника дугового разряда и в полном катоде несамостоятельного тлеющего разряда при низком давлении, проводится сравнение с экспериментальными измерениями. Компьютерное моделирование газоразрядной аргоновой плазмы проводится в рамках дрейфово-диффузионного представления с использованием программного комплекса COMSOL Multiphysics.

Условие тлеющего разряда в несамостоятельном режиме горения

Общая схема разрядной области (полого катода) плазменного источника и электрической цепи показана на рис. 1. Тлеющий разряд зажигается между анодом и катодом, находящимся под потенциалом земли, и поддерживается внешней цепью, как в основном (самостоятельном) режиме горения, так и в режиме поддержания разряда электронным пучком, извлекаемым из источника электронов (плазмы вспомогательного дугового разряда). Источник питания позволяет стабилизировать напряжение (или ток) горения разряда [4]. Геометрии полого катода, форма эмиссионного электрода и анода, их положение в камере определяются из условия наименьшей степени неоднородности концентрации плазмы в полом катоде и плотности ионного тока.

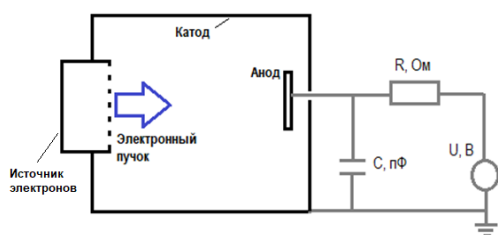


Рис. 1. Схема несамостоятельного тлеющего разряда и электрической цепи

Fig. 1. Diagram of a non-self-sustaining glow discharge and an electrical circuit

При несамостоятельном дуговом разряде низкого давления газа эффективная ионизация и возбуждение молекул газа осуществляется за счет осцилляций в полости катода и многократного отражения от прикатодного барьера ($U_c = U_d - U_a \approx U_d$) гамма-электронов, возникающих за счет ионно-электронной эмиссии с поверхности катода с коэффициентом γ и электронов тока внешнего источника, U_a – отрицательное анодное падение потенциала. Плотность электронного тока в ускоряющем промежутке между эмиссионным электродом (который находится под потенциалом катода) и открытой границей плазмы тлеющего (основного) разряда является суммой плотностей тока ионов j_i и гамма-электронов $\gamma_{ef} j_i$ и электронов, эмитируемых из вспомогательного дугового разряда αj_d источника электронов:

$$j_b = \alpha j_d + (1 + \gamma_{ef}) j_i.$$

Здесь $\alpha = I_{em}/I_d$ – коэффициент извлечения электронов из плазменного эмиттера, равный отношению тока эмиссии I_{em} к току дугового разряда I_d ; γ_{ef} – эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии, учитывающий ионно-электронные процессы на поверхности эмиссионной сетки и эмиссионной плазмы плазменного эмиттера, а также геометрическую прозрачность эмиссионного электрода. Следует принимать во внимание отрицательную обратную связь по току в ускоряющем промежутке: эмиссионный электрод – граница плазмы дугового разряда [9]. Влияние процессов генерации в полом катоде на генерацию плазмы дугового разряда благодаря ускоренным ионам, проникающим через ячейки эмиссионной сетки в плазменный катод вспомогательного разряда,

может привести к увеличению тока пучка как за счет увеличения коэффициента извлечения α , так и за счет доли гамма-электронов преимущественно из эмиссионной плазмы.

На основе уравнения баланса электронов с поверхности катода благодаря γ -процессам, внешнего источника тока, теряющихся в процессе ионизации газа и уходящих на анод, можно записать условие горения несамостоятельного разряда в полом катоде [5]:

$$u(\gamma + \delta) = 1 + \frac{u}{p_1}. \quad (1)$$

Здесь $u = eU_d/W$ – отношение энергии ускоренных в катодном потенциале электронов к их полным затратам энергии на ионизацию газа; $p_1 = (p/kT_d)\sigma_i L$ – относительное давление газа; $L = 4V/S_a$ – эффективная длина катодной полости [6]; σ_i – сечение ионизации электронов; $\delta = (I_b/I_i)$ – отношение внешнего тока электронов к ионному току; T_e – электронная температура; k – постоянная Больцмана; p – давление газа; S_a – площадь поверхностей анода; V – эффективный объем катодной полости, зависящий от объемов полого катода и деталей.

Соотношение (1) описывает взаимосвязь характеристик разряда: давление и сорт газа, энергия и ток ионов, ток инжектируемых электронов, геометрические размеры полого катода и обрабатываемых деталей. В работе [7] устанавливается взаимосвязь характеристик разряда в самостоятельном режиме горения при $\delta = I_b/I_i = 0$. При высоких давлениях $p_1 \gg u$ напряжение горения разряда не зависит от эффективной длины L катодной полости и условие тлеющего разряда определяется соотношением

$$(\gamma + \delta)u = 1,$$

которое при площади поверхности катода, значительно превышающей площадь поверхности анода ($S_a \ll S_c$), совпадает с соотношением, полученным из энергетического баланса в работе [8], и с классическим условием тлеющего разряда при $\delta = 0$ [6].

При высоком напряжении тлеющего разряда ионно-плазменная обработка деталей приводит к интенсивному распылению их поверхности, поэтому высокие энергии ионов, ускоренных в катодном падении потенциала, являются недостатком самостоятельного режима горения разряда. Расчетные (соотношение 1) и экспериментальные [10, 11] зависимости напряжения горения разряда от давления газа в самостоятельном режиме горения при разных значениях параметра $L = 4V/S_a$ приведены на рис. 2. С уменьшением давления основного разряда увеличиваются потери электронов на аноде, что приводит к увеличению напряжения горения, которое становится существенным при давлениях ниже 0,65 Па, и, соответственно, возрастает коэффициент вторичной электронной эмиссии $\gamma = \gamma(u)$.

Несамостоятельный режим горения разряда в полом катоде, как видно из соотношения (1), осуществляется при более низких напряжениях горения (u , $\gamma(u)$) и давлении газа. Численные оценки в интервале давлений $p = 0,35 \div 1$ Па показывают, что в полом катоде в несамостоятельном режиме генерации аргоновой плазмы напряжение горения уменьшается с 900÷600 до 325÷290 В, а в азотной плазме напряжение горения

700÷650 В снижается до 490÷370 В. То есть управление электрическими характеристиками несамостоятельного тлеющего разряда осуществляется за счет изменения тока источника электронов.

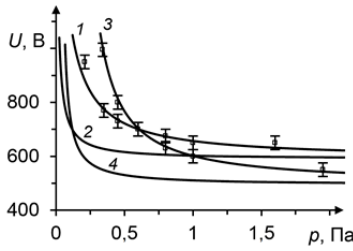


Рис. 2. Зависимости напряжения горения разряда от давления в камере в самостоятельном режиме для азота (1, 2) и аргона (3, 4) при $L=1,6 \times 10^3$ см (1, 3) и $6,4 \times 10^3$ см (2, 4); ток основного разряда $I_d=30$ А; $S_a=500$ см²; $\square$ – эксперимент [10]

Fig. 2. Dependences of the discharge burning voltage on the pressure in the chamber in the independent mode for nitrogen (1, 2) and argon (3, 4) at $L=1.6 \times 10^3$ cm (1, 3) and 6.4×10^3 cm (2, 4); main discharge current $I_d=30$ A; $S_a=500$ cm²; $\square$ – experiment [10]

Оценку концентрации плазмы n_i можно получить из баланса между скоростью ионизации газа быстрыми электронами $\Psi=(I_i/eS_c) \mu n_g \sigma_i$ [8] и скоростью потерь заряженных частиц n_i/T_i . В равновесном состоянии $n_i=(I_i/e)(T_i/S_c \lambda)$, где v_i – скорость ионов, T_i – время выхода ионов на катод. В полном катоде при токе самостоятельного режима горения 30 А, напряжении горения 500 В, давлении газа $p=0,65$ Па плотность плазмы: $n_i=5,4 \times 10^{11}$ см⁻³ (аргон) и $n_i=2,8 \times 10^{11}$ см⁻³ (азот). Экспериментальные значения [10] концентрации плазмы в центре полого катода соответственно: $6,5 \times 10^{11}$ см⁻³ (аргон) и 3×10^{11} см⁻³ (азот).

Простая аналитическая модель (1) отражает основные закономерности в полном катоде несамостоятельного режима генерации плазмы и позволяет получить численные оценки ее характеристик.

Дрейфово-диффузионная модель генерации плазмы

Для неоднородных моделей разряда из-за сложности выполнения соответствующих расчетов предпочтительно использовать профессиональный пакет программного комплекса COMSOL Multiphysics. Описание процессов разряда в рамках гидродинамического представления включает совместное решение уравнений для электронной плотности n_e и средней энергии электронов $n_e = n_e \bar{\epsilon}$:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{G}_e = R_e, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{G}_e + \mathbf{E} \cdot \mathbf{G}_e = R_e. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{G}_{e,\epsilon} = -\mu_{e,\epsilon} \mathbf{E} n_{e,\epsilon} - \nabla (D_{e,\epsilon} n_{e,\epsilon})$ – потоки электронов и энергии, обусловленные процессами диффузии и дрейфа в электрическом поле $\mathbf{E} = -\nabla \phi$, распределение которого определяется из связи с потенциалом ϕ , определяемым из уравнения Пуассона; $\mu_{e,\epsilon}$ и $D_{e,\epsilon}$ – коэффициенты диффузии электронов и энергии; $T_e=2/3\bar{\epsilon}$ – температура электронов, выраженная в единицах энергии; R_e и

R_ϵ – соотношения, описывающие динамику концентрации электронов и потери (приток) энергии при неупругих столкновениях частиц:

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j k_j n_g n_e, \\ R_\epsilon = \sum_{j=1}^P x_j k_j n_g n_e \Delta \epsilon_j,$$

где M – число элементарных атомных процессов; x_j – мольные доли частиц j -й реакции; k_j – константы скорости j -й реакции; n_g – общая плотность нейтрального газа; $\Delta \epsilon_j$ – потери энергии при столкновительных реакциях; P – количество неупругих столкновений электронов с нейтральными атомами.

Транспортные коэффициенты μ_e , D_e , μ_ϵ и D_ϵ определяются из соотношения Эйнштейна: $D_{e,\epsilon} = 2/3\bar{\epsilon}\mu_{e,\epsilon}$, $\mu_\epsilon = 5\mu_e/3$ и $D_\epsilon = 5D_e/3$ или с помощью программы Bolsig+ [12]. Коэффициенты разряда k_j вычисляются с помощью Bolsig+ или по формулам

$$k_j = AT_e^B \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right),$$

где коэффициенты A , B , E [13].

Граничные условия для решения системы дифференциальных уравнений (1), (2) позволяют учесть вторичную и термоэлектронную эмиссии, потери на стенках и на границе разрядной области, для нормального компонента электронного потока и электронной плотности энергии записываются в виде:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_e = \frac{1-r_e}{1+r_e} \frac{v_{e,th} n_e}{2} - \frac{2}{1+r_e} [\sum_i \gamma_i \Gamma_i \cdot \mathbf{n} + \Gamma_t \cdot \mathbf{n}], \quad (4)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_\epsilon = \frac{1-r_e}{1+r_e} \frac{v_{e,th} n_e}{2} - \frac{2}{1+r_e} [\sum_i \gamma_i \bar{\epsilon}_i \Gamma_i \cdot \mathbf{n} + \bar{\epsilon}_t \Gamma_t \cdot \mathbf{n}]. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{n}$ – вектор нормали; r_e – коэффициент отражения; $v_{e,th}$ – тепловая скорость; γ_i – коэффициент вторичной электронной эмиссии от i положительных ионов; Γ_i – ионный поток i положительных ионов на стенку; Γ_t – тепловой эмиссионный поток; $\bar{\epsilon}_i$ – средняя энергия i вторичных электронов; $\bar{\epsilon}_t$ – средняя энергия электронов термоэлектронной эмиссии.

При моделировании плазменных процессов без рассмотрения приэлектродных областей электронный источник задается через граничное условие для потока электронов и его плотности энергии, соответствующей напряжению катода:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_e = -\frac{j_b}{e}, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{G}_\epsilon = -\frac{j_b}{e} \epsilon_b. \quad (6)$$

На границах расчетной области выполняется условие непрерывности тока, с помощью параметра r_e контролируется величина потоков (и токов) на электроды полого катода, входными параметрами для численной модели являются экспериментальные данные (давление, ток и напряжение).

Формула для оценки потенциала плазмы ϕ_{pl} относительно стенки разрядной полости может быть получена из сопоставления плотности хаотического тока j_{ch} электронов в приэлектродном слое

$$j_{ch} = \frac{en_e v_e}{4} \exp\left(-\frac{e\phi_{pl}}{kT_e}\right)$$

и граничного условия (4), (5). Без учета обмена тепла и ионных потоков на стенке разрядной системы потенциал плазмы оценивается по формуле:

$$\varphi_{pl} = \frac{kT_e}{e} \ln \left(2 \frac{1+r_e}{1-r_e} \right).$$

Моделирование несамостоятельного режима генерации плазмы в полном катоде большой площади ($V=1,6 \times 10^5 \text{ см}^3$, $S_a=500 \text{ см}^2$) на основе дрейфово-диффузионного представления (2)–(6) показало, что управление характеристиками разряда (напряжением горения разряда, его током и концентрацией плазмы) при изменении геометрических размеров анода, катода и деталей внутри полости возможно за счет изменения тока внешнего источника электронов [5, 11].

Моделирование источника электронного пучка

В источнике электронов (рис. 1) используется электронный источник с плазменным катодом на основе дуги низкого давления [14]. Для таких источников характерна сравнительно высокая степень неоднородности плотности эмиссионной плазмы, а управление распределением плотности эмиссионной плазмы может решаться с при-

менением перераспределяющих электродов в разрядной области [14–16].

Модель генерации плазмы в плазменном катоде на основе дугового разряда разработана с использованием интерфейса Drift Diffusion пакета COMSOL. Исследование влияния перераспределяющего электрода на распределение плотности разрядной (эмиссионной) плазмы можно провести на основе дрейфово-диффузионной модели газовых разрядов (2)–(6). На рис. 3 показаны расчетные пространственные распределения плотности плазмы и контурные линии электронной температуры в плазменных катодах, работающих в разных диапазонах давлений и токов разряда [15, 16]: а) $p=2,5 \text{ Па}$, $I_d=20 \text{ А}$, $U_d=50 \text{ В}$ [15]; б) $p=0,05 \text{ Па}$, $I_d=150 \text{ А}$, $U_d=50 \text{ В}$ [16]. В расчетах перераспределяющие электроды – шарик диаметром 1,6 см и комбинация диска и кольца (кольцо с радиусами 17,5 и 4 мм и диск радиусом 6,5 мм, расстояние между ними 1,5 мм).

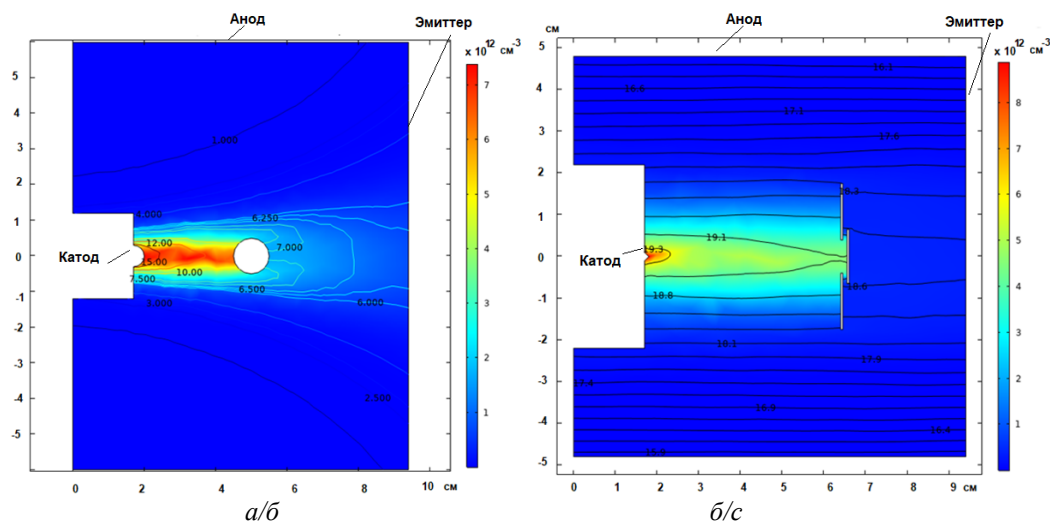


Рис. 3. Пространственное распределение плотности плазмы и контурные линии температуры плазмы: а) $p=2,5 \text{ Па}$, $I_d=20 \text{ А}$; б) $p=0,05 \text{ Па}$, $I_d=150 \text{ А}$

Fig. 3. Spatial distribution of plasma density and plasma temperature contour lines: а) $p=2.5 \text{ Па}$, $I_d=20 \text{ А}$; б) $p=0.05 \text{ Па}$, $I_d=150 \text{ А}$

На рис. 4 показаны линейные распределения плотности эмиссионной плазмы для электродов в форме шарика (рис. 3, а), комбинации электродов (рис. 3, б) и диска диаметром 5 см. С увеличением размера электрода (диска, шарика) возникающий провал в распределении концентрации плазмы (кривая 3) позволяет убрать использование комбинированного электрода, например, комбинации двух плоских электродов (рис. 4 линия 2).

Применение перераспределяющего электрода в разрядной области дугового разряда электронного источника является одним из способов управления распределением плотности электронного тока эмиссии в катодную полость, и, соответственно, распределением в нем плазмы тлеющего разряда.

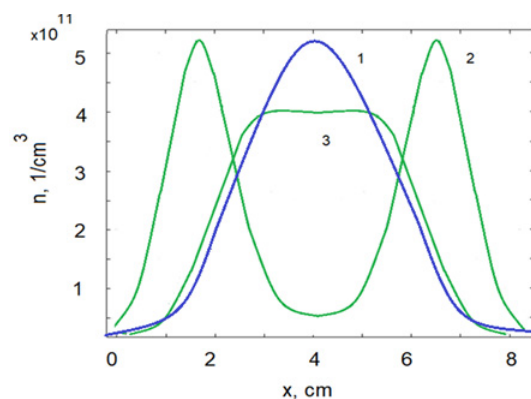


Рис. 4. Распределение плотности эмиссионной плазмы при различной конфигурации электродов: 1 – шарик ($I_d=150$, рис. 3, а), 2 – диск диаметром 35 мм ($I_d=150 \text{ А}$), 3 – кольцо и диск (200 А, рис. 3, б); 1, 2 – $p=0,05 \text{ Па}$, $I_d=150 \text{ А}$; 3 – $p=2,5 \text{ Па}$, $I_d=20 \text{ А}$

Fig. 4. Emission plasma density distribution for different electrode configurations: 1 – ball ($I_d=150$, Fig. 3, а), 2 – disk with a diameter of 35 mm ($I_d=150 \text{ А}$), 3 – ring and disk (200 А, Fig. 3, б); 1, 2 – $p=0.05 \text{ Па}$, $I_d=150 \text{ А}$; 3 – $p=2.5 \text{ Па}$, $I_d=20 \text{ А}$

Моделирование несамостоятельного тлеющего разряда

Катодная область является важнейшей частью тлеющего разряда, где сосредоточены все процессы, ответственные за его существование. Здесь появляются электроны за счет ионно-электронной эмиссии и электроны внешнего источника, происходит их ускорение, имеют место поверхностные реакции. Модель несамостоятельного тлеющего разряда в полном катоде разработана с использованием интерфейса Plasma пакета COMSOL. В граничных условиях для электронов источника (6) принимается начальная энергия электронов, соответствующая потенциалу эмиссионной плазмы дугового разряда. В качестве граничного условия для уравнения Пуассона принимается, что катод заземлен $\varphi=0$, а на аноде $\varphi=U_c$, где U_c определяются из уравнения электрической цепи по закону

Кирхгофа (рис. 1) $U_c=U-IR+RC(dU/dt)$. Здесь $I=j \cdot n S' d\Omega$ – ток в электрической цепи (рис. 1), j – плотность разрядного тока.

Численные эксперименты показали, что геометрия и местоположение анода в полости катода оказывают существенное влияние на распределение концентрации плазмы в нем. Анод кольцевой формы, расположенный в области геометрической тени по отношению к инжектируемым электронам, обеспечивает максимальную длину траектории быстрых электронов в полном катоде до момента ухода на анод и более однородное распределение плотности плазмы. На рис. 5, а, б показано распределение концентрации плазмы для анодов в форме кольца и диска, здесь же показаны силовые линии потенциала плазмы, которые отражают распределение концентрации плазмы.

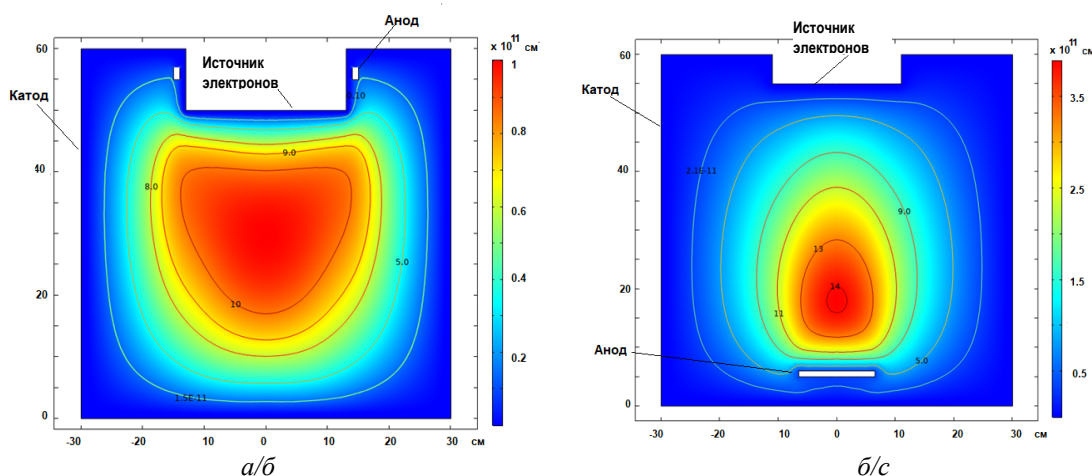


Рис. 5. Пространственное распределение концентрации плазмы и силовые линии потенциала плазмы: а) $I_d=600$ А, $U_a=190$ В, $\gamma=0,05$, $I_b=10$ А, б) $I_d=125$ А, $U_a=255$ В, $\gamma=0,05$, $I_b=10$ А

Fig. 5. Spatial distribution of plasma concentration and plasma potential field lines: а) $I_d=600$ А, $U_a=190$ V, $\gamma=0.05$, $I_b=10$ А, б) $I_d=125$ А, $U_a=255$ V, $\gamma=0.05$, $I_b=10$ А

На рис. 6 показаны расчетные пространственные распределения концентрации плазмы в протяженном цилиндрическом полном катоде ($R_c \times H=30 \times 120$ см [4]) при давлении газа $p=0,65$ Па, напряжении горения разряда 270 В, $\gamma=0,08$, ток пучка $I_b=100$ А, диаметр эмиссионной поверхности 1 см. В несамостоятельном тлеющем разряде распределение концентрации плазмы обусловлено необходимостью поддержания квазинейтральности плазмы в условиях направленного движения плазменных электронов в сторону кольцевого анода и быстрых электронов пучка, ускоренных в прикатодном слое. Как видно из (рис. 5, а; рис. 6), когда анод расположен в тени электронного источника, наибольшее количество ионов и, соответственно, потенциал плазмы наблюдаются в области эмиттера.

На рис. 7. показаны расчетные и экспериментальные [17] пространственные распределения концентрации плазмы в протяженном цилиндрическом полном катоде при диаметре эмиссионной поверхности 26 см, при параметрах: $I_d=370$ А, $U_d=150$ В, $\gamma=0,08$, $I_b=40$ А, потенциал плазмы не превышает 11 В. Расчетная конфигурация пространственного распределения концентрации плазмы соответствует экспериментальной.

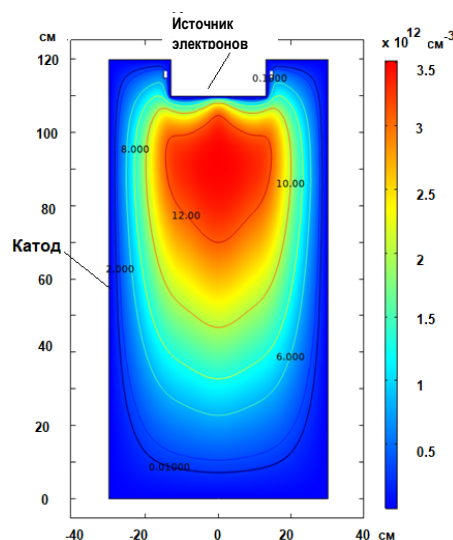


Рис. 6. Пространственное распределение концентрации плазмы и силовые линии потенциала плазмы: $I_d=600$ А, $U_a=270$ В, $\gamma=0,08$, $I_b=100$ А

Fig. 6. Spatial distribution of plasma concentration and plasma potential field lines: $I_d=600$ А, $U_a=270$ V, $\gamma=0.08$, $I_b=100$ А

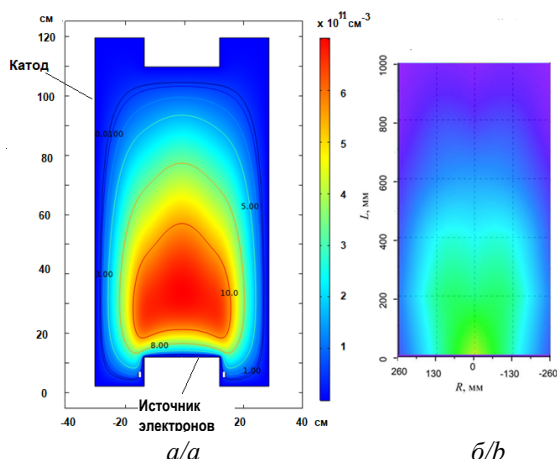


Рис. 7. Пространственное распределение концентрации плазмы (а, б) и силовые линии потенциала плазмы (б); а) расчет: $I_d=370$ А, $U_d=150$ В, $\gamma=0,08$, $I_b=40$ А, газ аргон; б) эксперимент [18], $I_d=90$ А, $I_b=45$ А, $U_d=160$ В, газ азот

Fig. 7. Spatial distribution of plasma concentration (a, b) and plasma potential field lines (b); а) calculation: $I_d=370$ А, $U_d=150$ V, $\gamma=0,08$, $I_b=40$ А, argon; б) experiment [18]: $I_d=90$ А, $I_b=45$ А, $U_d=160$ V, nitrogen

Линейные азимутальное и радиальное распределения потенциала в полном катоде показаны на рис. 8. Разрядное напряжение сосредоточено в прикатодном ионном слое d , ширина слоя $d \sim U_c^{3/4} (j_i + g j_e)^{-2}$ и поэтому зависит от распределения концентрации плазмы в полном катоде.

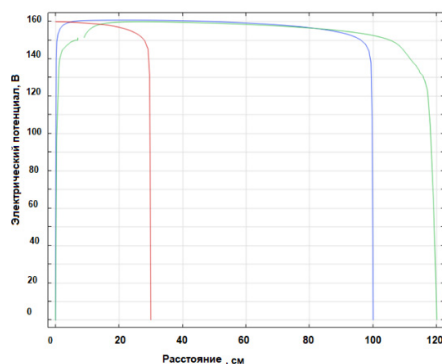


Рис. 8. Линейное распределение потенциала вдоль координат z (1, 2) и r (3) в полном катоде (рис. 7, а), 1 – $r=0$ (синяя линия, $z=10-110$ см), 2 – $r=14,5$ см (зеленая линия, $z=0-120$ см), 3 – $z=60$ см (красная линия, $r=0-60$ см)

Fig. 8. Linear potential distribution along coordinates z (1, 2) and r (3) in a hollow cathode (Fig. 7, а), 1 – $r=0$ (blue line, $z=10-110$ cm), 2 – $r=14,5$ cm (green line, $z=0-120$ cm), 3 – $z=60$ cm (red line, $r=0-60$ cm)

Сопоставление результатов эксперимента и компьютерного моделирования показывает, что гидродинамиче-

ская модель (2)–(6) отображает основные механизмы генерации плазмы несамостоятельного сильнооточного тлеющего разряда низкого давления с полым катодом.

В большеразмерных протяженных полых катодах и системах со сложной конфигурацией, а также при загрузке полого катода изделиями необходимо снижать степень неоднородности плазмы, вызванную возникновением областей с пониженной вероятностью ионизации газа инжектируемыми электронами. Снижения степени неоднородности можно достичь с помощью увеличения количества источников электронного пучка [17], которые позволяют распределить потоки быстрых электронов в объеме полого катода.

Заключение

В работе представлены результаты математического моделирования генерации плазмы дугового разряда и несамостоятельного сильнооточного тлеющего разряда в полном катоде. Аналитическая модель описывает взаимосвязь характеристик несамостоятельного тлеющего разряда (давление и сорт газа, энергия и ток ионов, ток дополнительной инжекции, объем деталей, расположенных в полном катоде) и основные закономерности, которые согласуются с экспериментом и результатами численного моделирования.

Неоднородные гидродинамические модели газовых разрядов в дрейфово-диффузионном представлении разработаны с применением интерфейсов Drift Diffusion и Plasma пакета COMSOL. Компьютерным моделированием показана возможность управления распределением эмиссионной плазмы в плазменном катоде на основе дугового разряда и, соответственно, распределением эмиттируемого электронного пучка с помощью перераспределяющих электродов. Моделирование несамостоятельного тлеющего разряда показало, что геометрический фактор (форма полого катода, геометрия и местоположение анода) является одним из важных факторов, ответственных за распределение концентрации плазмы в разрядной полости и степень ее неоднородности.

Согласие результатов компьютерного моделирования и экспериментов показывает возможность применения дрейфово-диффузионного представления газовых разрядов для задач оптимизации уже имеющихся и при разработке новых плазменных источников (с несколькими источниками электронного пучка) с наименьшей степенью неоднородности распределения плазмы сильнооточного тлеющего разряда в большеобъемном (более $0,2$ м³) полном катоде, что чрезвычайно важно для технологического применения таких плазменных источников для ионно-плазменной обработки крупногабаритных деталей.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по теме № FWRM-2022-0001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генератор плазмы на основе несамостоятельного тлеющего разряда низкого давления с полым катодом большого объема / И.В. Лопатин, Ю.Х. Ахмадеев, Н.Н. Коваль, П.М. Щанин // Приборы и техника эксперимента. – 2011. – № 1. – С. 151–156.
2. The source of volume beam-plasma formations based on a high-current non-self-sustained glow discharge with a large hollow cathode / V.V. Denisov, Yu.H. Akhmadeev, N.N. Koval, S.S. Kovalsky, I.V. Lopatin, E.V. Ostroverkhov, N.N. Pedin, V.V. Yakovlev, P.M. Schanin // Phys. Plasmas. – 2019. – № 26. – P. 123510.
3. Filling the vacuum chamber of a technological system with homogeneous plasma using a stationary glow discharge / A.S. Metel,

- S.N. Grigoriev, Yu.A. Melnik, V.V. Panin // Plasma physics reports. – 2009. – № 35 (12). – P. 1058–1067.
4. Генерация плазмы с повышенной степенью ионизации в импульсном сильнооточном тлеющем разряде низкого давления с полым катодом / В.В. Яковлев, В.В. Денисов, Н.Н. Коваль, С.С. Ковальский, Е.В. Островерхов, А.О. Егоров, М.В. Савчук // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2020. – Т. 63. – № 10. – С. 109–116. DOI: 10.17223/00213411/63/10/109.
 5. Nguyen Bao Hung, Koval T.V., Tran My Kim An. Mathematical modeling of discharge plasma generation and diffusion saturation of metals and alloys // Atlantis Press: Advances in Computer Science Research, Information technologies in science, management, social sphere and medicine, 2016. DOI: 10.2991/itsmssm-16.2016.93
 6. Метель А.С., Григорьев С.Н. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов: физика, техника, применения. – М.: ИЦ МГТУ «Станкин», «Янус-К», 2005. – 394 с.
 7. Никулин С.П. Влияние эмиссии заряженных частиц на характеристики тлеющих разрядов с осциллирующими электронами // Известия вузов. Физика. – 2001. – Т. 44. – № 9. – С. 63–68.
 8. High-current stages in a low-pressure glow discharge with hollow cathode / Yu.D. Korolev, O.B. Frants, N.V. Landl, I.A. Shemyakin, V.G. Geyman // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2013. – V. 41. – Iss. 8. – P. 2087–2096.
 9. Отрицательная обратная связь по току в ускоряющем промежутке в источниках электронов с плазменным катодом / М.С. Воробьев, П.В. Москвин, В.И. Шин, Т.В. Коваль, В.Н. Девятков, С.Ю. Дорошкевич, Н.Н. Коваль, М.С. Торба, К.Т. Ашурова // Журнал технической физики. – 2022. – Т. 92. – Вып. 6. – С. 883–888. DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52519.14-22
 10. Self-sustained low pressure glow discharge with a hollow cathode at currents of tens of amperes / I.V. Lopatin, P.M. Schanin, Y.N. Akhmadeev, S.S. Kovalsky, N.N. Koval // Plasma Phys. Rep. – 2012. – V. 38. – Iss. 7. – P. 583–589.
 11. Low pressure discharge characteristics in a large sized hollow cathode / T.V. Koval, I.V. Lopatin, Nguyen Bao Hung, A.S. Ogorodnikov // Radiation and Nuclear Techniques in Material Science – Advanced Materials Research. – 2015. – V. 1084. – P. 196–199.
 12. BOLSIG+ Electron Boltzmann equation solver. URL: <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/> (дата обращения: 05.05.2022).
 13. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982. – 375 с.
 14. Effect of intensified emission during the generation of a submillisecond low-energy electron beam in a plasma-cathode diode / N.N. Koval, S.V. Grigoryev, V.N. Devyatkov, A.D. Teresov, P.M. Schanin // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2009. – V. 37. – P. 1890–1896. DOI: 10.1109/TPS.2009.2023412.
 15. Казаков А.В., Медовник А.В., Юлдашбаев Т.Э. Исследование формирования и транспортировки импульсного широкоапертурного электронного пучка плазменным источником на основе дугового разряда в форвакуумном диапазоне давлений // Электронные средства и системы управления: материалы докладов XV Международной научно-практической конференции. – Томск, 2019. – № 1-1. – С. 187–191. URL: <https://elibrary.ru/rdqtud?ysclid=lop4sfyi89707458001> (дата обращения: 05.05.2022).
 16. Условия обеспечения минимальной неоднородности электронного пучка на коллекторе в источниках с сеточным плазменным катодом / Т.В. Коваль, В.И. Шин, М.С. Воробьев, П.В. Москвин, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль // Плазменная эмиссионная электроника: Труды VII Международного Крейнделевского семинара. – Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2023. – С. 71–76. DOI: 10.31554/978-5-7925-0655-8-2023-71-76
 17. Островерхов Е.В., Денисов В.В., Ковальский С.С. Генерация плазмы в сильнооточном тлеющем разряде с полым цилиндрическим катодом с использованием двух источников электронов // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2022. – Т. 65. – № 11. – С. 116–126. DOI: 10.17223/00213411/65/11/116.

Поступила: 10.10.2023

Принята: 10.11.2023

Информация об авторах

Коваль Т.В., доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института сильнооточной электроники СО РАН, профессор отделения информационных технологий Инженерной школы информационных технологий и робототехники Национального исследовательского Томского политехнического университета.

Денисов В.В., кандидат технических наук, заведующий лабораторией пучково-плазменной инженерии поверхности Института сильнооточной электроники СО РАН.

Островерхов Е.В., младший научный сотрудник лаборатории пучково-плазменной инженерии поверхности Института сильнооточной электроники СО РАН.

УДК 537.525, 533.9.03
DOI: 10.18799/29495407/2023/2/24

SIMULATION OF A HIGH-CURRENT NON-SELF-SUSTAINED GLOW DISCHARGE WITH A HOLLOW CATHODE AT LOW PRESSURE

Tamara V. Koval^{1,2},
tvkoval@mail.ru

Vladimir V. Denisov¹,
denisov@opee.hcei.tsc.ru

Eugene V. Ostroverkhov¹,
evgeniy86evgeniy@mail.ru

¹ Institute of High Current Electronics Siberian Branch Russian Academy of Sciences,
2/3, Akademicheskoy avenue, Tomsk, 634055, Russia.

² National Research Tomsk Polytechnic University,
30, Lenin avenue, Tomsk, 634050, Russia.

The paper introduces the results of theoretical and computer modeling of a high-current, non-self-sustaining, low-pressure glow discharge in a plasma source. The analytical model reflects the main principles and shows the relationship between plasma parameters in a hollow cathode. The paper demonstrates application of drift-diffusion representation for numerical simulation of low-pressure plasma generation in a plasma cathode of an electron source based on an arc discharge and in the hollow cathode of a non-self-sustaining glow discharge. It is shown that distribution of emission plasma density distribution in an electron current source is controlled by a redistributing electrode located inside it. Glow discharge plasma density distribution significantly depends on the geometric factor (shape of a cathode, anode, emissive surface of an electron source) and on electron current source location. The agreement between the results of computer modeling and experiments indicates a possibility of using mathematical modeling in optimizing existing and developing new plasma sources with the least degree of inhomogeneity in plasma distribution of the main (glow) discharge in the discharge cathode cavity. This is extremely important for technological application of large-volume hollow cathodes (more than 0.2 m³) plasma sources.

Key words:

non-self-sustaining glow discharge, hollow cathode, plasma concentration, degree of inhomogeneity, distribution of charged particle concentration, plasma source, computer modeling, drift-diffusion approximation.

The research was carried out within the State Assignment of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, subject no. FWRM-2022-0001.

REFERENCES

- Lopatin I.V., Akhmadeev Yu.Kh., Koval N.N., Shchanin P.M. A plasma generator based on nonself-sustained low-pressure glow discharge with a large-volume hollow cathode. *Instruments and experimental techniques*, 2011, no. 1, pp. 141–146. DOI: 10.1134/S0020441211010179
- Denisov V.V., Akhmadeev Yu.H., Koval N.N., Kovalsky S.S., Lopatin I.V., Ostroverkhov E.V., Pedin N.N., Yakovlev V.V., Schanin P.M. The source of volume beam-plasma formations based on a high-current non-self-sustained glow discharge with a large hollow cathode. *Phys. Plasmas*, 2019, no. 26, p. 123510.
- Metel A.S., Grigoriev S.N., Melnik Yu.A., Panin V.V. Filling the vacuum chamber of a technological system with homogeneous plasma using a stationary glow discharge. *Plasma physics reports*, 2009, no. 35 (12), pp. 1058–1067.
- Yakovlev V.V., Denisov V.V., Koval N.N., Kovalsky S.S., Ostroverkhov E.V., Egorov A.O., Savchuk M.V. Plasma generation with increased ionization degree in pulsed high-current low-pressure hollow cathode glow discharge. *Izvestiya vuzov. Fizika*, 2020, vol. 63, no. 10, pp. 109–116. DOI: 10.17223/00213411/63/10/109. In Rus.
- Nguyen Bao Hung, Koval T.V., Tran My Kim An. Mathematical modeling of discharge plasma generation and diffusion saturation of metals and alloys. *Atlantis Press: Advances in Computer Science Research, Information technologies in science, management, social sphere and medicine*. 2016. DOI:10.2991/itsmssm-16.2016.93.
- Metel A.S., Grigoriev S.N. *Tleyushchiy razryad s elektrostatcheskim uderzhaniem elektronov: fizika, tekhnika, primeneniya* [Glow discharge with electrostatic confinement of electrons: physics, technology, applications]. Moscow, IC MSTU «Stankin», «Janus-K» Publ., 2005. 394 p.
- Nikulin S.P. Vliyanie emissii zaryazhennykh chastits na kharakteristiki tleyushchikh razryadov s ostsilliruyushchimi elektronami [The influence of the emission of charged particles on the characteristics of glow discharges with oscillating electrons]. *Izvestiya vuzov. Fizika*, 2001, vol. 44, no. 9, pp. 63–68.
- Korolev Yu.D., Frants O.B., Landl N.V., Shemyakin I.A., Geyman V.G. High-current stages in a low-pressure glow discharge with hollow cathode. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2013, vol. 41, Iss. 8, pp. 2087–2096.
- Vorobyov M.S., Moskvina P.V., Shin V.I., Koval T.V., Devyatkov V.N., Doroshkevich S.Yu., Koval N.N., Torba M.S., Ashurova K.T. Negative current feedback in the accelerating gap in electron sources with a plasma cathode. *Technical Physics*, 2022, vol. 92, Iss. 6, pp. 883–888. In Rus. DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52519.14-22.
- Lopatin I.V., Schanin P.M., Akhmadeev Y.H., Kovalsky S.S., Koval N.N. Self-sustained low pressure glow discharge with a hollow cathode at currents of tens of amperes. *Plasma Phys. Rep.*, 2012, vol. 38, Iss. 7, pp. 583–589.
- Koval T.V., Lopatin I.V., Nguyen Bao Hung, Ogorodnikov A.S. Low pressure discharge characteristics in a large sized hollow cathode. *Radiation and Nuclear Techniques in Material Science – Advanced Materials Research*, 2015, vol. 1084, pp. 196–199.
- BOLSIG+ Electron Boltzmann equation solver. Available at: <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/> (accessed 5 May 2022).
- Biberman L.M., Vorobyov V.S., Yakubov I.T. *Kinetika neravnovesnoy nizkoterturnoy plazmy* [Kinetics of nonequilibrium low-temperature plasma]. Moscow, Nauka Publ., 1982. 375 p.
- Koval N.N., Grigoryev S.V., Devyatkov V.N., Teresov A.D., Schanin P.M. Effect of intensified emission during the generation of a submillisecond low-energy electron beam in a plasma-cathode diode. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2009, vol. 37, pp. 1890–1896. DOI: 10.1109/TPS.2009.2023412.

15. Kazakov A.V., Medovnik A.V., Yuldashbaev T.E. Issledovanie formirovaniya i transportirovki impulsnogo shirokoaperturnogo elektronogo puchka plazmennym istochnikom na osnove dugovogo razryada v forvakuumnom diapazone davleniy [Study of the formation and transportation of a pulsed wide-aperture electron beam by a plasma source based on an arc discharge in the forevacuum pressure range]. *Elektronnye sredstva i sistemy upravleniya. Materialy dokladov XV Mezhdunarodnoy nauchno-prakticheskoy konferentsii* [Electronic means and control systems. Materials of reports of the XV International Scientific and Practical Conference]. Tomsk, 2019. No. 1-1, pp. 187–191. Available at: <https://elibrary.ru/rdqtud?ysclid=lop4sfyi89707458001> (accessed 5 May 2022).
16. Koval T.V., Shin V.I., Vorobyov M.S., Moskvina P.V., Devyatkov V.N., Koval N.N. Usloviya obespecheniya minimalnoy neodnorodnosti elektronogo puchka na kollektore v istochnikakh s setochnym plazmennym katodom [Conditions for ensuring minimal inhomogeneity of the electron beam on the collector in sources with a grid plasma cathode]. *Plazmennaya emissionnaya elektronika. Trudy VII Mezhdunarodnogo Kreyndelevskogo seminar* [Plasma emission electronics. Proc. of the VII International Kreindel Seminar]. Ulan-Ude, BSC SB RAS Publ. House, 2023. pp. 71–76. DOI: 10.31554/978-5-7925-0655-8-2023-71-76
17. Ostroverkhov E.V., Denisov V.V., Kovalskiy S.S. Plasma generation in a high-current glow discharge with a hollow cylindrical cathode using two electron sources. *Izvestiya vuzov. Fizika*, 2022, no. 11, pp. 116–126. In Rus. DOI: 10.17223/00213411/65/11/116.

Received: 10 October 2023

Reviewed: 10 November 2023

Information about the authors

Tamara V. Koval, Dr. Sc., leading researcher, Institute of High Current Electronics Siberian Branch Russian Academy of Sciences; professor, National Research Tomsk Polytechnic University.

Vladimir V. Denisov, Cand. Sc., head of the Laboratory of Beam-Plasma Surface Engineering, Institute of High Current Electronics Siberian Branch Russian Academy of Sciences.

Eugene V. Ostroverkhov, junior researcher, Institute of High Current Electronics Siberian Branch Russian Academy of Sciences.