
УДК 621.325

И. В. Мельник, д-р техн. наук, **С. Б. Тугай**, аспирант
Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический ин-т»
(Украина, 03056, Киев, пр. Победы, 37, корп. 12, 2203,
тел. (044) 4549505, E-mail: imelnik@edd.ntu-kpi.kiev.ua)

Методика моделирования технологических источников электронов высоковольтного тлеющего разряда

Рассмотрена методика моделирования технологических источников электронов высоковольтного тлеющего разряда, основанная на использовании математических функций и средств моделирования системы MatLab. Расчет распределения потенциала выполнен методом интегральных уравнений, а расчет пространственного заряда — методом трубок тока. Для расчета положения и формы границы анодной плазмы использованы упрощенные аналитические соотношения, основанные на аппроксимации экспериментальных данных. Для анализа фотографий разрядного промежутка применены современные методы компьютерной обработки изображений. Рассмотрена также методика моделирования процесса транспортировки короткофокусного электронного пучка из низкого в высокий вакуум в эквипотенциальном канале. Разработанная система может представлять интерес для проектировщиков электронно-лучевого технологического оборудования.

Розглянуто методику моделювання технологічних джерел електронів високовольтного тліючого розряду, основу на використанні математичних функцій та засобів моделювання системи MatLab. Розрахунок розподілу потенціалу виконано методом інтегральних рівнянь, а розрахунок просторового заряду — методом трубок струму. Для розрахунку положення та форми межі анодної плазми використано спрощені аналітичні співвідношення на базі апроксимації експериментальних даних. Для аналізу фотографій розрядного проміжку застосовано сучасні комп'ютерні методи обробки зображень. Розглянуто також методику моделювання процесу транспортування короткофокусного електронного променя з низького до високого вакууму у еквіпотенціальному каналі. Розроблена система може зацікавити проектувальників електронно-променевого технологічного обладнання.

К л ю ч е в ы е с л о в а: газоразрядные источники электронов, высоковольтный тлеющий разряд, анодная плазма, электронно-ионная оптика, метод трубок тока, метод интегральных уравнений, транспортировка электронного пучка.

Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) широко применяются в электронике, приборостроении, машиностроении, металлургии и других отраслях промышленности. Они используются при выполнении таких технологических операций, как сварка и пайка тонкостенных изделий в низком и среднем вакууме; нанесение покрытий сложного

химического состава, включающих активные газовые компоненты; плавка и очистка тугоплавких металлов [1]. Это обусловлено техническими и экономическими преимуществами источников электронов на основе ВТР над традиционными термокатодными, из которых необходимо отметить следующие: достаточно устойчивая и стабильная работа в низком и среднем вакууме; относительная простота конструкции источника и вакуумного оборудования; простота управления мощностью электронного пучка изменением давления в разрядной камере пушки [1—3].

Однако сложность математического описания физических процессов, протекающих в ВТР, сдерживает дальнейшее развитие и внедрение в промышленность этих перспективных источников электронов. В первую очередь это обусловлено сложностью анализа комплексной самосогласованной электронно-ионной оптики ВТР, где существенное влияние на распределение электрического поля и траектории заряженных частиц оказывает положение и форма границы анодной плазмы [1, 4, 5]. Большое влияние на оптику и энергетику ВТР оказывает также комплексное взаимодействие потоков заряженных частиц между собой, с поверхностями электродов и с молекулами остаточного газа [6].

Решение самосогласованной задачи поиска распределения электрического поля и положения и формы границы анодной плазмы можно записать в общем виде [5, 7]:

$$\left. \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) \right|_{r \in \Gamma} = \sqrt{\frac{n_e k T_e}{\varepsilon_0 A(\varphi^*)}},$$

$$A(\varphi^*) = \frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + \frac{2q\varphi^*}{kT_e}} + e^{-\frac{2q\varphi^*}{kT_e}} - 2 \right), \quad (1)$$

где n_e — концентрация электронов в плазме; T_e — их температура; q — заряд ионов плазмы; φ^* — зависящий от состава используемого газа приэлектродный потенциал, значение которого не превышает нескольких вольт; Γ — граница плазмы.

Решение системы уравнений (1) крайне затруднительно и возможно только в случае линейной геометрии электродов, которая редко используется на практике. В связи с этим в настоящее время для моделирования самосогласованной электронно-ионной оптики ВТР применяют комплексную теоретико-экспериментальную методику, суть которой состоит в том, что положение и форма плазменной границы определяется по фотографиям разрядного промежутка [7, 8]. Кроме того, большой разброс

электронов по скоростям, связанный с особенностями вторичной ионно-электронной эмиссии [1, 6] и прохождением электронами пучка области анодной плазмы, усложняет решение электронно-оптической задачи при анализе процессов формирования электронного пучка и его транспортировки в технологическую камеру [3—5, 9, 10].

Задача комплексного моделирования технологических источников электронов на основе ВТР решалась в среде программирования MatLab, которая в настоящее время является одной из самых развитых математических САПР [11, 12]. Это позволило значительно упростить задачи программирования вследствие использования развитых математических библиотек и аналитического процессора [13]. Многие из полученных результатов ранее частично опубликованы [3—13]. Проанализируем и методически систематизируем их.

Расчет распределения электрического поля и траекторий заряженных частиц. Самосогласованная электронно-оптическая задача для условий горения ВТР решалась численно с использованием метода недеформируемых трубок тока [14]. При этом для нахождения распределения потенциала в разрядном промежутке был использован метод интегральных уравнений [15].

Изначально задаем положение и форму границы анодной плазмы, определяемые экспериментально. Ток ионов с поверхности анодной плазмы определяем с использованием известного соотношения Бома [1, 3, 5]

$$j_i = 0,004eN_i \sqrt{2kT_e / m_i}, \quad (2)$$

где N_i — концентрация ионов в разрядной плазме; T_e — температура электронного газа в плазме; m_i — масса ионов газа.

Метод интегральных уравнений, используемый для расчета распределения потенциала с учетом пространственного заряда, в общем виде записываем так [15]:

$$V(r, z) = \frac{\sum_{l=1}^L \frac{\sigma_l K(t)}{\sqrt{(r+r_l)^2 + (z-z_l)^2}} + \sum_{m=1}^M \frac{\rho_m K(t)}{\sqrt{(r+r_m)^2 + (z-z_m)^2}}}{2\pi\epsilon_0}, \quad (3)$$

$$t_0 = \frac{2\sqrt{rr_0}}{\sqrt{(r+r_0)^2 + (z-z_0)^2}}; \quad t_i = \frac{2\sqrt{rr_i}}{\sqrt{(r+r_i)^2 + (z-z_i)^2}}; \quad K(t) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\beta}{\sqrt{1 - \sin^2(\beta) t^2}},$$

где σ — плотность поверхностного заряда; ρ_m — плотность объемного заряда; r_0, z_0 — радиальное и азимутальное расстояние от точек наблю-

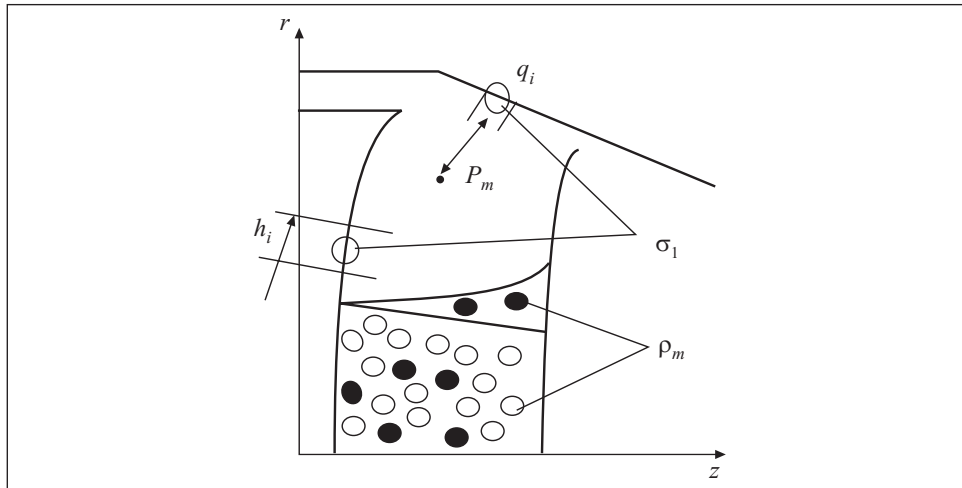


Рис. 1 Схема использования метода интегральных уравнений для расчета распределения электрического поля в источниках электронов ВТР: \circ — электроны, \bullet — ионы

дения до поверхностных зарядов; r_i, z_i — радиальное и азимутальное расстояние от точек наблюдения до пространственных зарядов; $K(t)$ — полный эллиптический интеграл первого рода. Метод, описываемый соотношениями (3), схематически представлен на рис. 1.

Систему уравнений (3) более компактно перепишем в матричной форме [15]:

$$V(r, z) = \frac{\sum_{l=1}^L \frac{\sigma_l K(t)}{\sqrt{(r+r_l)^2 + (z-z_l)^2}}}{2\pi\epsilon_0}, \quad \|\Phi_{mi}\| \cdot \|q_i + q_m\| = \|U_m\|, \quad (4)$$

где $q_i = h_i^2 \sigma_i$ для поверхностного заряда, или $q_m = V_m \rho_m$ для объемного заряда; V_m — объем элементарной пространственной ячейки. Матрица $\|\Phi_{mi}\|$ в соотношениях (4) является хорошо обусловленной и обратная матрица $\|\Phi_{mi}\|^{-1}$ легко вычисляется при числе узлов порядка нескольких тысяч методом прогонки [16]. Тем не менее, вычисляемые значения элементарных поверхностных зарядов в значительной степени зависят от взаимного расположения точек наблюдения P и q (см. рис. 1), которые нельзя располагать слишком близко. Для решения системы уравнений (4) были использованы имеющиеся в системе MatLab эффективные средства обработки матриц [11, 12].

Расчет траекторий заряженных частиц для ламинарных потоков электронов и ионов проведен не на основе уравнений классической механики, а

с использованием дифференциального уравнения траекторий, известного из электронной оптики, поскольку в это уравнение не входит время как явный параметр [5, 17]:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \left(\frac{\partial \varphi(r, z)}{\partial r} - \frac{\partial \varphi(r, z)}{\partial z} \frac{dr}{dz} \right) \left(1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right) / \left(\frac{m_s v_s}{2} + 2(\varphi(r, z) - \varphi_z) \right), \quad (5)$$

где m_s — масса частицы; v_s — ее скорость. Уравнение (5) в пределах отдельных ячеек конечно-разностной сетки решено численно методом Рунге—Кутты четвертого порядка [16] с использованием функций системы MatLab [11, 12].

Определение положения и формы границы анодной плазмы. Для используемых на практике электродных систем ВТР со сферическим катодом и коническим анодом можно с точностью до 10—15 % определить высоту анодной плазмы из аналитического соотношения [5, 7, 8]:

$$d_{\text{п}} = \sqrt[3]{\frac{3R_a^2 d_{\text{п.а}} l_a^4}{2h_a^4 s w^2} - \frac{l_a^{12} R_a^6}{27h_a^{15} s^3 w^2} + \sqrt{\frac{9R_a^4 d_{\text{п.а}}^2 l_a^8}{4h_a^8 s^2 w^2} - \frac{3l_a^{24} R_a^{12}}{729h_a^{30} s^6 w^6} - \frac{2R_a^8 l_a^{16} d_{\text{п.а}}}{9h_a^{19} s^4 w^4}}, \quad (6)$$

где R_a — радиус основания анода; h_a и l_a — его высота и образующая; $d_{\text{п.а}}$ — расстояние от плазмы до анода;

$$s = 1 + \left(\frac{R_a}{h_a} \right)^2 - \sqrt{1 + \left(\frac{R_a}{h_a} \right)^2}; \quad w = 3 - \frac{s h_a^2}{h_a^2 + R_a^2}; \quad (7)$$

$d_{\text{к.п}}$ — расстояние между катодом и границей анодной плазмы в эквивалентной одномерной цилиндрической системе [1, 7, 8],

$$d_{\text{к.п}} = l - \frac{I_p}{\overline{Q_{e0}} \left(\chi \gamma + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right) - \frac{5\mu_{i0} k T_e}{R^2 p_{a0}^2 e} \sqrt{\frac{m_i}{k T_i}}}. \quad (8)$$

Здесь I_p — ток разряда; l и R — длина и поперечный размер разрядного промежутка; p_{a0} — приведенное давление в области горения разряда; m_e и m_i — масса электрона и масса ионов газа; $\overline{Q_{e0}}$ — усредненное значение коэффициента поперечного сечения перезарядки для электронов; χ — коэффициент среднего удлинения траекторий электронов в области анодной плазмы; γ — коэффициент отражения электронов от поверхности анода; μ_{i0} — подвижность ионов.

Соотношения (6), (7) получены [18] на основе предположений, что граница плазмы параллельна поверхности катода и занимаемый ею объем определяется режимом горения разряда и не зависит от геометрии анода.

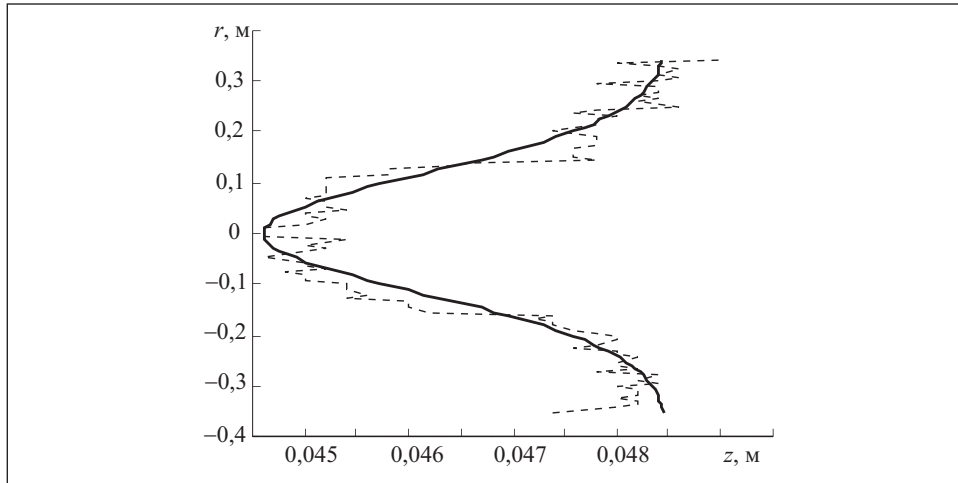


Рис. 2. Аппроксимация геометрии границы анодной плазмы с использованием анализа яркости фотографии разрядного промежутка

Эти предположения всегда справедливы для больших мощностей горения разряда [1, 4]. Однако при небольших токах разряда (до 200 мА) граница плазмы находится на значительном расстоянии от катода в периферийной области разряда, а на оси симметрии системы расстояние от плазмы до катода намного меньше. Этот эффект обусловлен пучково-плазменным взаимодействием, и его достаточно сложно описать теоретически [1]. В связи с этим для малых токов разряда границу плазмы можно описать с помощью теоретико-экспериментального соотношения [8]:

$$z(r) = A \exp\left(\frac{-r^2}{\alpha}\right) + B, \quad (9)$$

где A , B и α — полуэмпирические коэффициенты, определяемые как результат аппроксимации фотографий разрядного промежутка с помощью их компьютерного анализа и обработки. При анализе и обработке фотографий использованы разработанные карты яркости [7, 8]. Результат аппроксимации с использованием (9) одной из анализируемых фотографий приведен на рис. 2 [8]. Для компьютерной обработки фотографий разрядного промежутка использованы графические функции системы MatLab [8, 11, 12].

Соотношения (6)—(9) использованы для задания границы анодной плазмы, которая при моделировании самосогласованной электронно-ионной оптики ВТР рассматривалась как прозрачный для электронов электрод с потенциалом ϕ^* , определяемым из соотношений (1) и составляющим несколько вольт [1].

Методика расчета пространственного заряда. После расчета распределения потенциала с помощью матрицы (4) границу плазмы разбиваем на несколько сотен элементарных участков, из соотношения (1) определяем количество ионов для заданной плотности тока и рассчитываем траектории соответствующих макрочастиц. Расчет пространственного заряда выполняем методом недеформируемых трубок тока в соответствии с гидродинамической моделью. Для обеспечения устойчивой сходимости метода использована релаксация по току [3, 14]:

$$j_{ik} = \frac{k}{n} j_i,$$

где j_i — реальный ток ионов, вычисленный по формуле (2); n — число итераций по току; k — номер итерации; j_{ik} — уменьшенное значение тока ионов на соответствующей итерации.

Поскольку расчет пространственного заряда выполняется методом недеформируемых трубок тока, предполагаем, что анализируемые пространственные ячейки достаточно малы и пересекающие их траектории можно интерполировать прямой линией. В этом случае итерационные выражения для вычисления пространственного заряда можно записать в следующем виде [5]:

$$\rho_c^s = \frac{I_{\text{тр}}}{2\pi r_{\text{тр}} \Delta r} \sqrt{\frac{m_s}{2q_s}} \left(\frac{1}{\sqrt{Q_{z\text{вх}}}} + \frac{1}{\sqrt{Q_{z\text{вых}}}} \right),$$

$$Q_r = Q_{k,l} + \frac{Q_{k,l} - Q_{k-1,l}}{h_r} (kh_r - r),$$

$$\rho_{\Sigma}^c = \sum_{n=1}^{N_{\text{тр}}^i} \rho_{in} - \sum_{n=1}^{N_{\text{тр}}^e} \rho_{en}, \quad \Delta r = r_{\text{вх}} - r_{\text{вых}},$$
(10)

где s — сорт частицы; $I_{\text{тр}}$ — ток трубки; m_s/q_s — удельный заряд движущихся частиц в анализируемой трубке; Q_z — аппроксимированное значение потенциала на входе и на выходе ячейки; n — порядковый номер трубки тока, пересекающей ячейку; ρ_{in} и ρ_{en} — пространственный заряд электронов и ионов, вносимый соответствующей трубкой тока.

После прохождения всех итераций по току вычисленные значения пространственного заряда подставляем в систему уравнений (4) до тех пор, пока не будет достигнута сходимость итерационного процесса для всех элементарных ячеек. Сходимость процесса оцениваем стандартным способом, исходя из разности значений потенциала в заданной точке на текущей и предыдущей итерации [16].

Определение плотности тока на поверхности катода с учетом элементарных взаимодействий частиц в разрядном промежутке. Ток электронов $j_{ек}$ и ионов $j_{ик}$ на поверхности катода с учетом процесса перезарядки ускоренных ионов на атомах остаточного газа и его ионизации ускоренными ионами определяется из соотношений [1, 3, 5, 6]

$$\frac{j_{ек}}{j_{ик}} = \gamma_i \left(1 + \frac{\exp \int Q_{in}(\ell) d\ell}{\exp \int Q_{ii}(\ell) d\ell} \right); \quad \gamma_i(\varphi) = C(\varphi) \varphi^{\alpha(\varphi)}; \quad (11)$$

$$Q_{ii} = A_i \varphi(r, z)^{-a_i}; \quad Q_{in} = A_{in} \left(\frac{E(r, z)}{E_0} \right); \quad E_0 = U_{i0} p_{a0} A_{ii},$$

где γ — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии; Q_{in} и Q_{ii} — сечения перезарядки и ионизации атомов газа в области катодного падения потенциала; $\varphi(r, z)$ и $E(r, z)$ — значения потенциала и модуля напряженности электрического поля в точке с координатами (r, z) ; E_0 — напряженность поля, при которой сечение перезарядки максимально; U_{i0} — соответствующее этому полю значение напряжения; p_{a0} — приведенное значение давления в разрядном промежутке; $C, A_{ii}, A_i, A_{in}, \alpha$ — эмпирические постоянные, зависящие от используемого газа и материала катода.

Для учета процесса перезарядки ионов на атомах остаточного газа соотношения (10) с учетом (11) можно переписать в виде [5]

$$\Delta N_i = 2\pi N_a (1-\xi) Q_{in}(Q_{cp}) \frac{\Delta r l_{тр} h_z p_0}{\Delta z p_{атм} r_{тр}^2};$$

$$Q_{cp} = \frac{Q_{k,l} + Q_{k-1,l} + Q_{k,l-1} + Q_{k-1,l-1}}{4}; \quad (12)$$

$$\rho_c^{i+1} = \frac{\rho_c^{i2}}{\rho_c^i - 2\pi \Delta N_i r_{тр}^2 \frac{\Delta r l h_z}{\Delta z}}, \quad I_{тр}^{i+1} = I_{тр}^i - \frac{\rho_c^i}{\rho_c^i - 2\pi \Delta N_i r_{тр}^2 \frac{\Delta r l h_z}{\Delta z}},$$

где ΔN_i — изменение концентрации ионов в пределах конечно-разностной ячейки в результате процесса перезарядки; N_a — постоянная Авогадро; ξ — коэффициент удельной ионизации атомов газа; $p_{атм}$ — атмосферное давление; Q_{cp} — усредненное значение эквивалентного потенциала в объеме ячейки. При расчетах в соответствии с итерационными

соотношениями (12) степень ионизации газа ξ определяем из уравнения Моргулиса для сечений ионизации [5]:

$$\xi = \frac{a(U_e - U_i) \exp(-b(U_e - U_i))}{p_0 \sqrt{\Delta r^2 + \Delta z^2}}, \quad (13)$$

где a, b — эмпирические константы; U_e — потенциал, соответствующий энергии первичных электронов; U_i — потенциал ионизации газа. При использовании газовых смесей в случае отсутствия процессов вторичной ионизации суммарная степень ионизации газа ξ_Σ определяется как аддитивная величина [5]:

$$\xi_\Sigma = c_1 \xi_1 + c_2 \xi_2 + \dots + c_n \xi_n, \quad (14)$$

где c_1, c_2, \dots, c_n — относительные концентрации соответствующих компонент в составе газовой смеси; $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$ — степень ионизации этих компонент.

Для расчета траекторий электронов в области анодной плазмы использована модель свободного дрейфа заряженных частиц с учетом их рассеяния на положительных ионах, так как плазма является проводящей квазинейтральной средой с фиксированным потенциалом и электрическое поле в ней отсутствует. Соответствующая методика расчета приведена в работе [5].

Моделирование транспортировки электронного пучка из низкого в высокий вакуум. В соответствии с физикой горения ВТР в разрядном промежутке необходимо поддерживать давление на уровне нескольких единиц паскаль, что позволяет выполнять некоторые технологические операции. Например сварку тонкостенных изделий можно осуществлять без развязки по давлению разрядной и технологической камеры, что значительно упрощает электронно-лучевое технологическое оборудование [2]. В то же время, многие технологические операции, например нанесение покрытий сложного химического состава в среде активных газов, выращивание монокристаллов, вакуумная плавка металлов высокой частоты, выполняются при более низких давлениях (10^{-1} — 10^{-2} Па).

В этом случае возникает необходимость развязки по давлению камеры источника электронов и технологической камеры, которая осуществляется одновременной откачкой газа через технологическую камеру и напуском его в разрядную камеру. При этом область формирования электронного пучка и технологическая камера разделены между собой каналом транспортировки с узким поперечным сечением, что и обеспечивает требуемый перепад давлений [1, 9, 10]. Поэтому при проектировании электронно-лучевого технологического оборудования, в котором используются

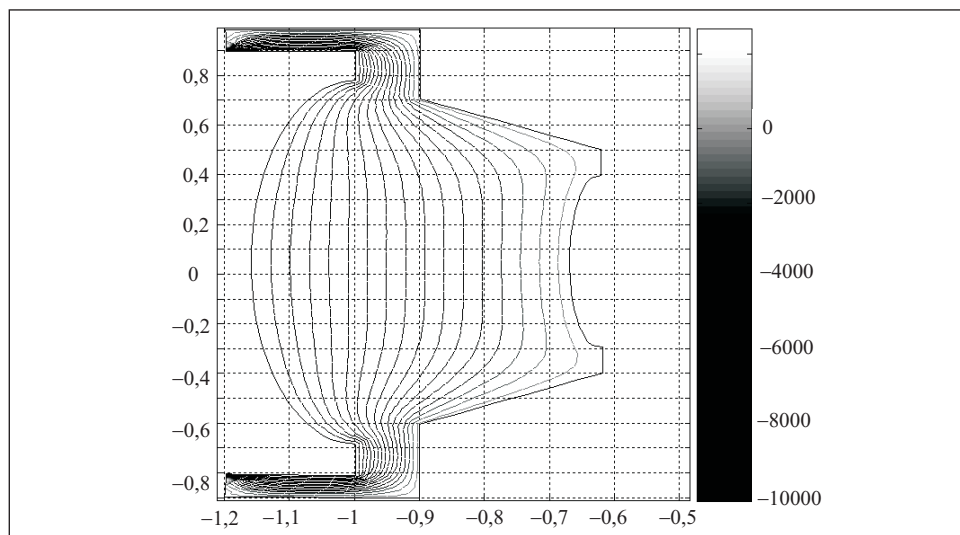


Рис. 3. Распределение электрического поля в разрядном промежутке: ток разряда — 0,5 А; радиус сферы катода — 80 мм; ускоряющее напряжение — 10 кВ

газоразрядные электронные пушки, важной задачей является моделирование транспортировки короткофокусных электронных пучков в эквипотенциальном канале [9, 10].

Физико-математическая модель процесса транспортировки электронного пучка из низкого в высокий вакуум в эквипотенциальном канале описывается достаточно сложной системой алгебро-дифференциальных и итерационных уравнений, включающей уравнения вакуумной техники; математические модели различных магнитных линз; систему уравнений, описывающую комплекс физических процессов, связанных с дрейфом электронного потока в разряженном газе; уравнения, описывающие влияние тепловых скоростей электронов на геометрические параметры пучка в процессе его транспортировки.

Среди физических эффектов, оказывающих существенное влияние на взаимодействие электронного пучка с остаточным газом в процессе дрейфа, основными являются следующие: компенсация и перекомпенсация пространственного заряда, пинч-эффект, рассеяние электронов на атомах остаточного газа. Соответствующие аналитические соотношения и методика расчета параметров электронного пучка приведены в работах [9, 10]. Результаты моделирования реальных систем транспортировки с несколькими магнитными линзами, а также методы оптимизации геометрических параметров канала и токов линз достаточно подробно рассмотрены и проанализированы

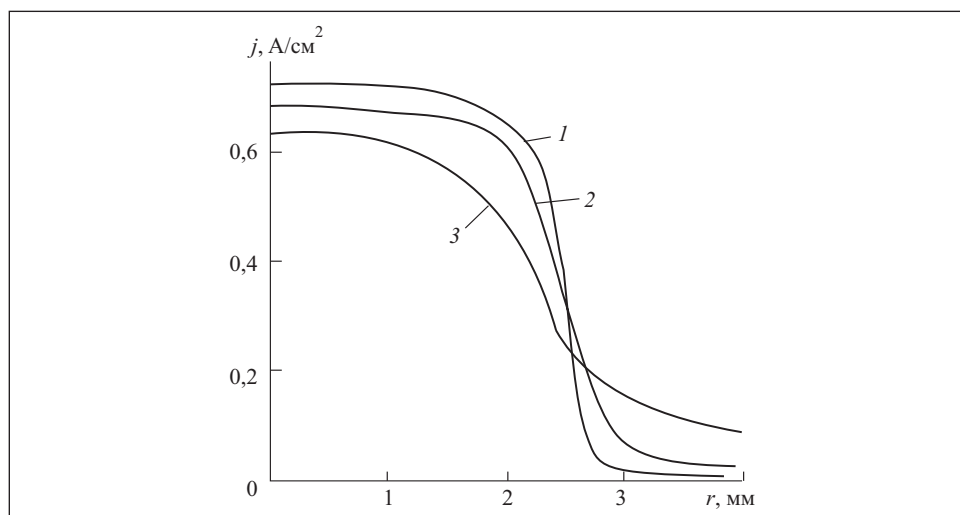


Рис. 4. Распределение плотности тока в фокальной плоскости пучка при ускоряющем напряжении 20 кВ (1), 15 кВ (2), 10 кВ (3)

в работе [19]. Код программы, используемой для моделирования транспортировки электронного пучка, приведен в работе [12].

Анализ полученных результатов и выводы. Разработанная система моделирования источников электронов ВТР использована при конструировании новых типов газоразрядных электронных пушек, внедренных в различных отраслях промышленности для проведения различных технологических операций. На рис. 3 приведены результаты расчета распределения электрического поля в разрядном промежутке, а на рис. 4 — рассчитанное распределение плотности тока в фокальной плоскости пучка.

Результаты сравнения расчетных данных с экспериментальными свидетельствуют о том, что физико-математическая модель, основанная на соотношениях (2)—(14), при правильном подборе эмпирических параметров в соотношениях (11), (13) является достаточно точной и адекватной. Статистический разброс расчетных и экспериментальных данных не превышает 30 %.

Разработанная и реализованная методика аппроксимации вольт-амперных и энергетических характеристик источников электронов на основе ВТР [6, 12] не связана с рассмотренной выше электронно-оптической задачей, однако она в значительной степени упрощает проектирование электронно-лучевого технологического оборудования.

Многолетний опыт работы с данной системой моделирования показал, что она является достаточно эффективной, так как в ней использованы математические и графические возможности системы MatLab, включая

аналитический процессор и графические функции. Она может представлять интерес для проектировщиков электронно-лучевого технологического оборудования — технологов и конструкторов.

The procedure of modeling of technological sources of electrons of high-voltage glow discharge based on the use of mathematical functions and simulation means of the MatLab system has been considered. The potential distribution was calculated by the method of integral equations, and that of a spatial charge by the method of current tubes. Simplified analytical ratios based on the approximation of experimental data were used to calculate the positions and forms of the anode plasma boundary. Modern methods of computer processing of images were used to analyze the photographs of the discharge gap. The paper also deals with the methods of modeling of the process of transporting of the short-focus electron beam from the low to high vacuum in equipotential channel. The developed system may be of interest for designers of the electron-beam technological equipment.

1. *Плазменные процессы в технологических электронных пушках* // Завьялов М. А., Крейнделъ Ю. Е., Новиков А. А., Шантурин Л. П. — М. : Атомиздат, 1989. — 256 с.
2. *Денбновецкий С. В., Мельник В. И., Мельник И. В., Тугай Б. А.* Газоразрядные электронные пушки и их применение в промышленности // *Электроника и связь. Тем. вып. «Проблемы электроники»*. Ч. 2. — 2005. — С. 84—87.
3. *Мельник І. В.* Теоретичні та експериментальні основи проектування технологічних газорозрядних джерел електронів: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. — Київ, Національний технічний ун-т України «Київський політехнічний ін-т», 2008. — 40 с.
4. *Denbnovetsky S. V., Felba J., Melnik V. I., Melnik I. V.* Model Of Beam Formation In a Glow Discharge Electron Gun with a Cold Cathode // *Applied Surface Science*. — 1997. — **111**. — P. 288—294.
5. *Мельник И. В.* Численное моделирование распределения электрического поля и траекторий частиц в источниках электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда // *Изв. вузов. Радиоэлектроника*. — 2005. — **48**, № 6. — С. 61—71.
6. *Мельник И. В.* Теоретические оценки влияния нагрева электродов и рабочего газа на энергетические параметры источников электронов высоковольтного тлеющего разряда. — *Электроника и связь*. — 2004. — **9**, № 21. — С. 14—16.
7. *Мельник И. В.* Исследование электронно-ионной оптики электродных систем высоковольтного тлеющего разряда с использованием методов компьютерного анализа изображений // *Электрон. моделирование*. — 2007. — **29**, № 1. — С. 45—58.
8. *Денбновецкий С. В., Мельник В. И., Мельник И. В., Тугай Б. А.* Аппроксимация положения и формы границы анодной плазмы в источниках электронов высоковольтного тлеющего разряда // *Электроника и связь. Тем. вып. «Электроника и нанотехнологии»*. Ч. 1. — 2009. — С. 83—88.
9. *Мельник И. В.* Моделирование транспортировки электронных пучков из области низкого в область высокого вакуума в эквипотенциальном канале // *Электрон. моделирование*. — 2001. — **23**, № 4. — С. 82—92.
10. *Денбновецкий С. В., Мельник В. И., Мельник И. В., Тугай Б. А.* Моделирование транспортировки короткофокусных электронных пучков из низкого в высокий вакуум с учетом разброса тепловых скоростей электронов // *Прикладная физика*. — 2010. — № 3. — С. 84—90.
11. *Мельник І. В.* Система науково-технічних розрахунків MatLab та її використання для розв'язання задач із електроніки: Навч. посібник. Т. 1. Основи роботи та функції системи. — К. : Університет «Україна», 2009. — 507 с.

12. Мельник *И. В.* Система науково-технічних розрахунків MatLab та її використання для розв'язання задач із електроніки: Навч. посібник. Т. 2. Основи програмування та розв'язання прикладних задач. — К.: Університет «Україна», 2009. — 327 с.
13. Мельник *И. В.* Моделирование технологических источников электронов высоковольтного тлеющего разряда с использованием средств системы MatLab // Труды XX Международн. сов. «Радиационная физика твердого тела». Севастополь, 5—10 июля 2010 г. Под ред. Бондаренко Г.Г. — М.: ГНУ «НИИ ПМТ», 2010. Т. 2. — С. 571—577.
14. Ильин *В. П.* Численные методы решения задач электрофизики. — М.: Наука, 1985. — 334 с.
15. Молоковский *С. И.*, Сушков *Д. И.* Интенсивные электронные и ионные пучки. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 304 с.
16. Самарский *А. А.*, Гулин *А. В.* Численные методы: Учеб. пособие для вузов. — М.: Наука, 1989. — 432 с.
17. Силады *М.* Электронная и ионная оптика. — М.: Мир, 1990. — 640 с.
18. Мельник *И. В.* Аналитическая оценка положения границы плазмы в электродных системах высоковольтного тлеющего разряда с коническим анодом // Электроника и связь. — 2000. — 1, №8. — С. 107—109.
19. Мельник *И. В.* Методика моделирования транспортировки короткофокусных электронных пучков в эквипотенциальном канале с учетом разброса тепловых скоростей электронов // Там же. — 2010. — 55, № 2. — С. 38—44.

Поступила 30.08.10

МЕЛЬНИК Игорь Витальевич, д-р техн. наук, доцент кафедры электронных приборов и устройств Национального технического университета Украины «Киевский политехнический ин-т». В 1989 г. окончил Киевский политехнический ин-т. Область научных исследований — моделирование электронно-лучевых технологических устройств, теория газового разряда, программирование и теория алгоритмов.

ТУГАЙ Сергей Борисович, аспирант кафедры электронных приборов и устройств Национального технического университета Украины «Киевский политехнический ин-т», который окончил в 2002 году. Область научных исследований — моделирование и проектирование электронно-лучевых технологических устройств, системы управления электронно-лучевым технологическим оборудованием.

