
УДК 621.3.032.266

И.В. Мельник, д-р техн. наук
Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический ин-т»
(Украина, 03056, Киев, пр-т Победы, 37, корп. 12, 2203)
тел. (044) 4068292, (044) 4549505, e-mail: imelnik@edd.ntu-kpi.kiev.ua

Моделирование системы транспортировки импульсного электронного пучка из низкого в высокий вакуум в эквипотенциальном канале

Предложены алгоритм моделирования и методика оптимизации системы транспортировки импульсных электронных пучков, формируемых электронными пушками высоковольтного тлеющего разряда. Показано, что при оптимальном выборе геометрии канала транспортировки электронного пучка и положения фокусирующих магнитных линз потери тока в результате оседания электронов пучка на стенках канала составляют менее 0,1%.

Наведено алгоритм моделювання та методику оптимізації системи транспортування імпульсних електронних пучків, які формуються електронними гарматами високовольтного тліючого розряду. Показано, що при оптимальному виборі геометрії каналу транспортування електронного пучка та положення фокусувальних магнітних лінз втрати струму через осідання електронів пучка на стінках каналу становлять менше ніж 0,1%.

К л ю ч е в ы е с л о в а: электронно-лучевые технологии, электронная пушка, импульсный электронный пучок, высоковольтный тлеющий разряд, ионная фокусировка, рассеяние электронов, пинч-эффект.

Электронные пушки на основе высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) широко применяются в современных электронно-лучевых технологиях при реализации различных термических операций с помощью мощных электронных пучков [1]. Такие электронные пушки имеют ряд технико-экономических преимуществ над традиционными пушками с нагреваемыми катодами, а именно:

возможность работать в низком и среднем вакууме в среде различных газов, включая инертные и активные;

относительная простота и дешевизна пушек и необходимого для их работы вакуумного оборудования;

простота управления током электронного пучка изменением давления в области горения ВТР.

© И.В. Мельник, 2015

Однако, как показали результаты проведенных исследований, газодинамическое управление током формируемого электронного пучка очень инерционно, постоянная времени регулирования обычно превышает единицы секунд и в редких случаях находится в пределах сотен миллисекунд [2]. Поэтому в настоящее время проводятся теоретические и экспериментальные исследования возможности использования электрического управления мощностью электронного пучка, формируемого в ВТР, включая эффективное импульсное управление [3—5].

При электрическом управлении время переключения источника электронов из слаботоочного в сильноточный режим, в зависимости от режимов горения разряда, составляет от десятков до сотен микросекунд [5]. Такое малое время регулирования мощности электронного пучка является приемлемым и позволяет использовать импульсные электронные пушки ВТР в современных электронно-лучевых технологиях. В частности, импульсные электронные пучки могут быть эффективно использованы для вакуумного переплава магнитных материалов [6] и термического электронно-лучевого нанесения сложных покрытий из материалов, имеющих различную температуру испарения [7—13].

Основная техническая проблема состоит в том, что при реализации электронно-лучевого вакуумного переплава и электронно-лучевого нанесения покрытий в низком и среднем вакууме необходимо обеспечивать развязку по давлению между камерой пушки и технологической камерой установки. Давление газа в триодных электронных пушках ВТР при зажигании вспомогательного разряда составляет 10^{-1} —1 Па [3, 4], а давление газа в технологической камере при нанесении покрытий сложного состава должно быть порядка 10^{-1} — 10^{-3} Па [7—13]. Для обеспечения развязки по давлению разработаны системы транспортировки электронных пучков [7—13]. Однако транспортировка импульсных электронных пучков имеет особенности.

Постановка задачи. В работах [14—17] указано, что для обеспечения необходимого перепада давлений между газоразрядной электронной пушкой и технологической камерой необходимо решить задачу транспортировки электронного пучка из низкого в высокий вакуум в эквипотенциальном канале с учетом магнитного поля фокусирующих линз, а также рассмотрен математический аппарат, используемый для решения этой задачи. Была сформирована и решена обобщенная система уравнений, позволяющая решать задачу транспортировки электронного пучка в криволинейном эквипотенциальном канале, поперечное сечение которого описывается соотношением [14]

$$r_{\text{KT}}(z) = A(z + z_0)^\alpha, \quad (1)$$

где $r_{КТ}(z)$ — радиус канала транспортировки (КТ) для заданного продольного сечения; α — показатель степени; A и z_0 — коэффициенты, определяемые аналитически при известном входном и выходном радиусах КТ.

Однако результаты моделирования показали, что в случае использования КТ с нелинейной геометрией можно лишь в незначительной степени уменьшить потери тока электронов пучка на стенках канала и только в том случае, если граничная траектория электронов пучка практически параллельна стенке канала. В целом потери уменьшаются всего на несколько процентов по сравнению с оптимальной геометрией конического или цилиндрического КТ.

Поскольку для использования КТ пучка с нелинейной геометрией должна быть разработана специальная технология их изготовления, что увеличивает стоимость электронной пушки, такие каналы на практике не используются. Однако широкое практическое применение нашли усложненные конструкции КТ, составленные из конических и цилиндрических отрезков различного диаметра, а также тонких диафрагм. Основные принципы построения КТ электронных пучков с такой геометрией описаны в [15, 16].

В целом анализ процесса транспортировки электронного пучка в эквипотенциальном канале при наличии магнитного поля фокусирующих линз состоит из следующих взаимосвязанных задач:

1. Расчет распределения давления вдоль длины КТ пучка для заданных характеристик производительности вакуумной системы и заданной геометрии канала [14, 15].
2. Расчет распределения магнитного поля фокусирующих линз [14—16].
3. Расчет граничной траектории электронов пучка с учетом собственного пространственного заряда, а также пространственного заряда ионов остаточного газа [14—17].
4. Учет разброса начальных скоростей электронов на поверхности катода [17].

Особенность постановки задачи моделирования системы транспортировки электронного пучка для импульсного режима работы электронной пушки ВТР состоит в том, что расчеты следует проводить последовательно для двух режимов: при минимальном и максимальном значениях тока электронного пучка.

Оптимизация геометрии КТ проводилась посредством многократного решения задач 1—4 для различных геометрических параметров. При этом критерием оптимальности конструкции считались минимальные потери тока электронного пучка на стенках канала при обеспечении требуемого перепада давлений между разрядной камерой электронной пушки и тех-

нологической камерой установки. В данном случае для минимизации потерь тока пучка использован итерационный параметрический синтез геометрии КТ [18]. При этом поставленная оптимизационная задача решена методом золотого сечения [19]. Для нахождения потерь тока пучка использованы численные методы решения системы алгебро-дифференциальных уравнений [20, 21], которая сформирована в результате комплексного анализа физических процессов, протекающих при ионизации разряженного газа электронным пучком [14—17].

С помощью средств математического моделирования исследуем особенности транспортировки в эквипотенциальных каналах импульсных электронных пучков, формируемых газоразрядными электронными пушками, и уменьшение потерь тока электронного пучка при его транспортировке. Актуальность поставленной задачи моделирования связана с тем, что импульсные газоразрядные электронные пушки могут быть эффективно использованы в современных технологиях нанесения керамических покрытий, включая диэлектрические, термостойкие и упрочняющие покрытия, а также для электронно-лучевого переплава тугоплавких материалов [3, 4, 6].

Моделирование вакуумных характеристик КТ пучка. Рассмотрим отдельно каждую из поставленных задач моделирования. Математическая модель вакуумных характеристик КТ электронного пучка построена на основе уравнений вакуумной техники, в частности, с использованием уравнения Кнудсена для молекулярного режима течения газа и поправочных коэффициентов для анализа работы системы при промежуточном режиме течения газа [14—17]. Для вакуумной проводимости криволинейного КТ с геометрией, описываемой соотношением (1), в работе [14] получены следующие аналитические соотношения:

$$I_{\text{КТ}} = \begin{cases} \frac{2\pi\bar{\nu}r_2^3(1-3\alpha)\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1-\alpha}\right)}{3U\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{\frac{1-3\alpha}{\alpha}}\right)}, & \alpha \neq 1/3, \\ \frac{2\pi\bar{\nu}r_2^3\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1-\alpha}\right)}{3U\left(1-\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)\right)}, & \alpha = 1/3, \end{cases}$$

$$U(z) = \begin{cases} \frac{2\pi\bar{v}r_2^3(1-3\alpha)\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1-\alpha}\right)}{3z\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{\frac{1-3\alpha}{\alpha}}\right)}, & \alpha \neq 1/3, \\ \frac{2\pi\bar{v}r_2^3\left(1-\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1-\alpha}\right)}{3z\left(1-\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)\right)}, & \alpha = 1/3, \end{cases} \quad (2)$$

где $l_{\text{КТ}}$ — длина канала; r_1 и r_2 — входной и выходной радиусы канала; U — вакуумная проводимость канала; α — показатель степени, определяемый из (1). При известных значениях давлений в области пучка $p_{\text{п}}$ и в технологической камере $p_{\text{кам}}$, с учетом того, что $p_{\text{п}} > p_{\text{кам}}$, быстродействие вакуумного насоса $S_{\text{н}}$ можно определить из основного уравнения вакуумной техники [14]:

$$S_{\text{н}} = U \frac{p_{\text{п}} - p_{\text{кам}}}{p_{\text{кам}}}. \quad (3)$$

Для конического КТ пучка можно использовать соотношения (2), полагая $\alpha = 1$, а для цилиндрического КТ с диафрагмой, рассчитанной на основе (2), получены соотношения [14—17]

$$W_{\text{ц}} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{116\pi r_2^2 r_1^2} + \frac{l_{\text{КТ}}}{968 r_2^3}, \quad U_{\text{ц}} = \frac{1}{W_{\text{ц}}}, \quad (4)$$

где $W_{\text{ц}}$ и $U_{\text{ц}}$ — вакуумное сопротивление и вакуумная проводимость цилиндрического КТ пучка. Геометрические параметры рассматриваемых моделей приведены на рис. 1.

При относительно высоком давлении газа в КТ необходимо рассматривать не молекулярный (м), а промежуточный (пр) режим течения газа, для чего вводится поправочный коэффициент J [14—17]:

$$J = \frac{1+202(r_1+r_2)\bar{p}+2653((r_1+r_2)\bar{p})^2}{1+236(r_1+r_2)}, \quad U_{\text{пр}} = JU_{\text{м}}, \quad l_{\text{пр}} = l_{\text{м}}/J, \quad (5)$$

где \bar{p} — усредненное значение давления газа в канале. При моделировании процесса транспортировки импульсного электронного пучка значение давления, полученное из соотношений (2) — (5), использовано для расчета

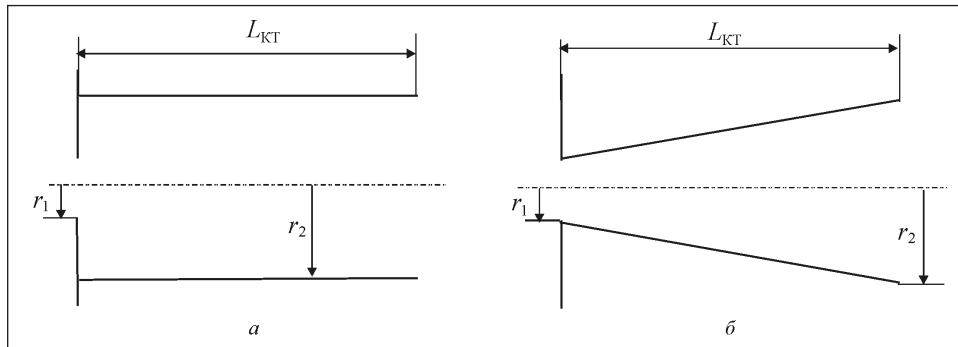


Рис. 1. Геометрические параметры систем транспортировки электронного пучка из низкого в высокий вакуум для цилиндрического КТ с диафрагмой (а) и конического КТ (б)

концентрации ионов, рассеяния электронов пучка на ионах и атомах остаточного газа, а также для определения степени компенсации пространственного заряда.

Моделирование магнитного поля фокусирующих линз. Для обеспечения фокусировки электронного пучка и уменьшения энергетических потерь, возникающих в результате оседания электронов на стенках канала, в системе транспортировки пучка устанавливается соответствующее число фокусирующих магнитных линз. В разработанной системе моделирования предусмотрена возможность установки четырех линз, однако в реальных системах транспортировки обычно ограничиваются двумя линзами. Для вычисления составляющих магнитной индукции B_r и B_z симметричной магнитной линзы, если немагнитный зазор меньше ее внутреннего диаметра, можно использовать аппроксимацию Глазера [14, 15]:

$$B_{\max} = \frac{\mu_0 I_L N_L}{L}, \quad d = 0,48L, \quad L = \sqrt{S^2 + 0,45D_L^2}, \quad a = z_L + 0,5S_L, \quad c = \frac{z-a}{d},$$

$$B_{z0} = \frac{B_{\max}^2}{1+c^2}, \quad B_r = -\frac{r}{2}B'_{z0} + \frac{r^3}{16}B'''_{z0}, \quad B_z = B_{z0} - \frac{r^2}{4}B''_{z0}, \quad (6)$$

где S_L — величина немагнитного зазора линзы; D_L и I_L — диаметр и ток линзы; B_{\max} — максимальная индукция магнитного поля на оптической оси линзы; N_L и d — число витков линзы и ее толщина; z_L — положение оси линзы относительно входного отверстия канала; a , c , d , L — геометрические параметры линзы, связанные с величинами S_L и D_L ; μ_0 — магнитная постоянная; r и z — радиальная и поперечная координаты.

Основные геометрические параметры симметричной магнитной линзы, используемой для фокусировки электронного пучка в КТ, приведены

на рис. 2. Соотношения (6) для короткой симметричной магнитной линзы справедливы при выполнении условия

$$0,5 \leq D_{\text{Л}} / S_{\text{Л}} \leq 2 \quad (7)$$

и в случае отсутствия магнитного насыщения материала [9, 10, 17]. При выполнении условия

$$D_{\text{Л}} / S_{\text{Л}} < 1 \quad (8)$$

для расчета распределения магнитного поля на оси симметрии линзы можно использовать более точное соотношение [14, 15]:

$$B_{z0} = \frac{1,257 \cdot 10^{-4} I_{\text{Л}} N_{\text{Л}}}{2S_{\text{Л}}} \left(\frac{z_{\text{Л}} + \frac{S_{\text{Л}}}{2}}{\sqrt{\left(\frac{D_{\text{Л}}}{3}\right)^2 + \left(z_{\text{Л}} + \frac{S_{\text{Л}}}{2}\right)^2}} - \frac{z_{\text{Л}} - \frac{S_{\text{Л}}}{2}}{\sqrt{\left(\frac{D_{\text{Л}}}{3}\right)^2 + \left(z_{\text{Л}} - \frac{S_{\text{Л}}}{2}\right)^2}} \right), \quad (9)$$

где $z_{\text{Л}}$ — положение линзы относительно диафрагмы.

Значения индукции магнитного поля, полученные с помощью соотношений (6)—(9) использованы для расчета граничной траектории пучка при его прохождении через КТ. В разработанной системе моделирования возможно изменение положения магнитных линз и их параметров для обеспечения минимальных потерь тока пучка. При этом параметры линзы можно изменять как в ручном, так и в автоматическом режиме, в процессе решения задачи оптимизации.

Моделирование процессов взаимодействия электронного пучка с остаточным газом и расчет его граничной траектории. Среди взаимосвязанных физических эффектов, определяющих состояние остаточного газа при прохождении через него электронного пучка и имеющих важное значение при его транспортировке в эквипотенциальном канале, следует выделить компенсацию и перекомпенсацию пространственного заряда электронов пучка ионами остаточного газа, магнитную фокусировку пучка в газе, или пинч-эффект, и рассеяние электронов пучка на атомах остаточного газа в соответствии с моделью Резерфорда [14—17]. Из-

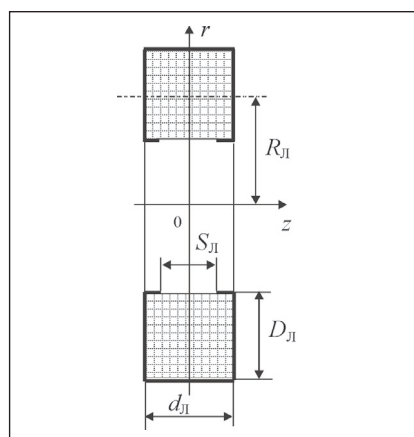


Рис. 2. Геометрические параметры симметричной магнитной линзы

вестно, что для модели рассеяния Резерфорда средний угол рассеяния ускоренных частиц при их взаимодействии с веществом определяется из следующих соотношений [16, 17]:

$$\operatorname{tg}(\theta_{\min}/2) = \frac{10^{-4} Z_a^{4/3}}{2\gamma\beta^2}, \operatorname{tg}(\theta_{\max}/2) = \frac{Z_a^{3/2}}{2\gamma\beta^2}, \bar{\theta}^2 = \frac{8\pi r_{\Pi}^2 n Z_a^2 z}{\beta^4 \gamma^2} \ln(\theta_{\max}/\theta_{\min}), \quad (10)$$

где θ_{\min} и θ_{\max} — минимальный и максимальный углы рассеяния; Z_a — заряд атомного ядра остаточного газа; $\beta = v/c$ — отношение скорости электронов к скорости света; r_{Π} — радиус электронного пучка; n — концентрация атомов газа; $\bar{\theta}$ — средний угол рассеяния.

При моделировании влияния остаточного газа на процесс транспортировки электронного пучка с помощью (10) вычисляется изменение угла наклона граничной траектории пучка [16, 17]:

$$\theta_p = \bar{\theta} = dr/dz. \quad (11)$$

Влияние ионной фокусировки на траектории электронов пучка непосредственно зависит от давления газа и определяется концентрацией ионов на данном участке КТ [16, 17]:

$$n_{i0} = \sqrt{\pi} r_{\Pi}^2 B_i p n_e \sqrt{\frac{M \epsilon_0 n_e}{m_e U_k} \exp\left(-\frac{U_k}{\epsilon_0 n_e r_{\Pi}^2}\right)}, \quad (12)$$

где n_{i0} — концентрация ионов на оси симметрии системы; B_i и p — степень ионизации и давление газа; n_e — концентрация электронов в пучке; m_e — масса электрона; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; U_k — ускоряющее напряжение на катоде. Тогда с учетом соотношений (2)–(12) уравнения для расчета граничной траектории пучка, в котором учтены распределение давления вдоль длины канала, магнитное поле фокусирующих линз, пространственный заряд (пинч-эффект) и рассеяние электронов на атомах остаточного газа, записываем в виде [14–17]

$$f = \frac{n_e}{n_{i0} - n_e}, C = \frac{I_{\Pi}(1-f-\beta^2)}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e} U_k^{3/2}}}, \frac{d^2 r_{\Pi}}{dz^2} = \frac{C}{r_{\Pi}} - \frac{e r_{\Pi} B_{z0}^2}{8mU_0} + \frac{d\theta_p}{dz}, \quad (13)$$

где f — степень компенсации пространственного заряда пучка ионами остаточного газа.

Моделирование потерь тока электронного пучка при его транспортировке по лучепроводу. В работах [14–17] показано, что при использовании электронных пушек ВТР на практике давление в КТ пучка составляет 10^{-2} — 10 Па. В этом случае определяющими являются процессы рассеяния электронов пучка на атомах остаточного газа. Угол их

отклонения рассчитываем с помощью (10). Тогда с вероятностью, близкой к единице, можно полагать, что распределение тока электронного пучка в поперечном сечении подчиняется закону Гаусса, т.е.

$$j(r) = j_0 \exp(-r^2 / \beta_{\pi}^2), \quad (14)$$

где $j(r)$ — функция распределения тока пучка; j_0 — плотность тока на оси симметрии пучка; β_{π} — параметр распределения Гаусса.

Очевидно, что при использовании соотношения (14) для расчета потерь тока электронного пучка необходимо согласовать параметры функции распределения плотности тока j_0 и β_{π} с параметрами траекторного анализа, в частности с радиусом пучка r_{π} , который определяется численным интегрированием соотношений (2)—(13).

Алгоритм решения этой задачи предложен в работе [8]. Если предположить, что плотность тока пучка $j(r_{\pi}/2)$, определяемая из (14), равна плотности тока в случае равномерного распределения, легко установить связь между параметрами распределения Гаусса и радиусом транспортируемого электронного пучка, которая описывается системой нелинейных уравнений

$$\beta_{\pi} = \sqrt{I_{\pi} / (2\pi j_0)}, \quad I_{\pi} / (\pi r_{\pi}^2) = j_0 \exp(r_{\pi}^2 / \beta_{\pi}^2). \quad (15)$$

Система уравнений (15) в разработанной программе, предназначенной для моделирования процесса транспортировки электронного пучка, численно решена методом Стефенсона в работе [14], где в качестве начального приближения для переменной j_0 выбрана величина

$$j_0 = I_{\pi} / (\pi r_{\pi}^2). \quad (16)$$

Выбор удачного начального приближения в соответствии с (16) позволяет достичь сходимости итерационных процедур метода Стефенсона для жесткой системы (15) не более чем за пять итераций.

В работах [14—17] показано, что в случае распределения плотности тока транспортируемого электронного пучка по закону Гаусса (14) потери тока пучка в результате оседания электронов на стенках КТ можно вычислить с помощью соотношения

$$dI_{\pi} = \pi \beta_{\pi}^2 j_0 \left\{ \exp \left[- \left(\frac{r_{\pi} - \beta_{\pi}}{2} \right)^2 \right] - \exp [- (r_{\pi} / 2)^2] \right\}. \quad (17)$$

Тогда ток пучка определяется в результате последовательных итераций по координате z [14]:

$$I_{\pi}^n = I_{\pi}^{n-1} - dI_{\pi}^n, \quad (18)$$

где n — номер текущей итерации.

В работах [16, 17] предложен модифицированный алгоритм решения системы уравнений (13)—(17), который позволил учесть влияние разброса тепловых скоростей электронов t_3 на потери тока пучка в процессе его транспортировки. В этом случае

$$\Delta t_3 = \frac{r_{\text{п}}}{r_{\text{нач}}} \int_{t_{\text{нач}}}^t (r_{\text{нач}} / r_{\text{п}})^2 dt, \quad \beta_{\text{п}} = \Delta t_3 \sqrt{2kT_e / m_e}, \quad (19)$$

где $r_{\text{нач}}$ — координата граничной траектории пучка в области входной диафрагмы в начальный момент времени; k — постоянная Больцмана; T_e — температура электронного газа на поверхности катода. Для условий горения ВТР $kT_e \approx 4$ эВ [4, 17].

Алгоритм моделирования процесса транспортировки импульсного электронного пучка и особенности его программной реализации. Моделирование процесса транспортировки электронного пучка и расчет потерь тока в эквипотенциальном канале проводились по следующему алгоритму.

1. Ввод и проверка следующих начальных данных: давления газа в области формирования пучка $p_{\text{п}}$ и в технологической камере $p_{\text{кам}}$; быстродействия вакуумного насоса $S_{\text{н}}$; числа витков $N_{\text{л}}$ и тока $I_{\text{л}}$ магнитной линзы; ускоряющего напряжения на катоде $U_{\text{к}}$; начального угла влета пучка $\theta_{\text{нач}}$ и его начального радиуса $r_{\text{нач}}$ для максимального и минимального токов пучка; радиусов входного и выходного отверстий канала r_1 и r_2 ; положения фокусирующих магнитных линз $z_{\text{л}}$. Угол влета пучка и его радиус при максимальном и минимальном токах разряда определяется в результате решения самосогласованной электронно-оптической и ионно-оптической задач для триодной электродной системы ВТР [4]. Параметры r_1 , r_2 и $z_{\text{л}}$ изменяются в процессе оптимизации геометрии моделируемой системы.

2. Из соотношений (15)—(19) определяется изменение тока пучка на текущей итерации.

3. Из (1)—(5) определяется давление газа на текущей итерации.

4. Из (6)—(9) определяются составляющие индукции магнитного поля.

5. С учетом вычисленного в п. 3 значения давления газа из (12) определяется концентрация ионов на оси симметрии системы.

6. В результате численного интегрирования системы алгебро-дифференциальных уравнений (10), (11), (13) определяется значение радиуса пучка и текущей координаты z (с использованием метода Рунге—Кутты четвертого порядка) [14].

7. В результате численного решения системы нелинейных уравнений (14)—(19) методом Стефенсона определяются потери тока пучка на текущей итерации.

8. При $p < p_{\text{кам}}$ переходим к п. 3, а при $p \geq p_{\text{кам}}$ — к п. 9.

9. Находим длину КТ из соотношения $l_{\text{КТ}} = z$.

10. Конец решения задачи для заданных геометрических параметров системы транспортировки пучка r_1 , r_2 и $z_{\text{Л}}$.

11. Решение оптимизационной задачи посредством поиска минимальных потерь тока электронного пучка при его максимальной мощности, $I_{\text{пот}}(r_1, r_2, z_{\text{Л}})$.

12. Оценка средних потерь тока электронного пучка в процессе его транспортировки за большой промежуток времени:

$$\overline{I_{\text{пот}}} = \frac{I_{\text{пот}}^{\text{max}} \tau_{\text{и}}}{T_{\text{и}}} + \frac{I_{\text{пот}}^{\text{min}} (T_{\text{и}} - \tau_{\text{и}})}{T_{\text{и}}} = \eta_{\text{и}} I_{\text{пот}}^{\text{max}} + (1 - \eta_{\text{и}}) I_{\text{пот}}^{\text{min}}, \quad \eta_{\text{и}} = \tau_{\text{и}} / T_{\text{и}}, \quad (20)$$

где $I_{\text{пот}}^{\text{max}}$ и $I_{\text{пот}}^{\text{min}}$ — потери тока электронного пучка при максимальной и минимальной мощности пушки, рассчитанные из соотношений (1)—(20); $\tau_{\text{и}}$ — длительность управляющего импульса; $T_{\text{и}}$ и $\eta_{\text{и}}$ — период следования и скважность управляющих импульсов.

13. Конец расчетов и вывод результатов моделирования.

Приведенный алгоритм реализован с использованием средств программирования системы научно-технических расчетов MatLab [21]. Основные особенности его реализации следующие.

В общем случае геометрия канала задана степенной функцией (1), при этом обеспечена возможность задавать геометрию канала на отдельных отрезках. Для расчета проводимости цилиндрического канала с тонкой входной диафрагмой использованы соотношения (4), а в остальных случаях — соотношения (2). Для расчета производительности вакуумного насоса использовано соотношение (3).

При описании параметров моделируемой системы транспортировки электронного пучка важным является определение числа и места расположения фокусирующих магнитных линз. На практике обычно достаточно двух фокусирующих магнитных линз при их оптимальном расположении. Наличие большого числа линз усложняет настройку электронно-лучевого оборудования.

Давление газа в разрядной камере пушки и напряжение горения вспомогательного разряда, а также ток электронного пучка, его радиус и наклон его граничной траектории на входе в канал транспортировки пучка определены в результате решения самосогласованной электронно-оптической задачи для триодных электродных систем ВТР [10]. Задачи формирования и транспортировки импульсного электронного пучка взаимосвязаны, поэтому они были реализованы в едином программном комплексе и

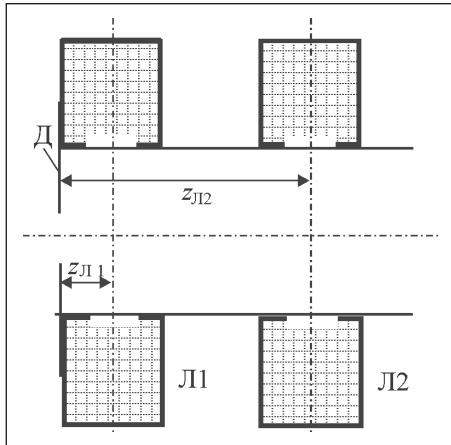


Рис. 3. Упрощенная схема системы транспортировки импульсного электронного пучка: Д — тонкая диафрагма; Л1 и Л2 — первая и вторая магнитные линзы

предусмотрена возможность эффективной передачи данных между соответствующими программными модулями. Давление в технологической камере и ускоряющее напряжение определялись в соответствии с требованиями технологического процесса. Для известных значений давления в

разрядной камере пушки и в технологической камере в процессе компьютерной оптимизации системы транспортировки пучка подбирались геометрические параметры КТ и электрические параметры фокусирующих магнитных линз. Геометрические параметры электронного пучка на входе в канал транспортировки зависят от положения и формы границы анодной плазмы, которая для моделируемых электродных систем ВТР определяется экспериментально с использованием компьютерных методов яркостного анализа фотографий разрядного промежутка [22]. Поэтому все разработанные программные средства, предназначенные для моделирования технологических электронных пушек ВТР, можно рассматривать как единый программный комплекс.

Основное преимущество разработанных программных средств моделирования состоит в том, что их легко приспособить для многоступенчатых расчетов. Практически добавлена только одна функция, позволяющая вводить и проверять исходные данные для системы транспортировки импульсного пучка, которые могут быть переданы из программы моделирования самосогласованной электронно-ионной оптики триодных систем ВТР.

Анализ результатов моделирования. На рис. 3 представлена схема моделируемой системы транспортировки импульсного электронного пучка, состоящая из цилиндрического КТ с входной диафрагмой Д и двух фокусирующих магнитных линз. Линза Л1 установлена на входе в КТ, а положение линзы Л2 определено минимизацией потерь тока пучка. Входные параметры модели следующие:

ток электронного пучка в импульсе — $I_{\text{п}}^{\text{max}} = 1 \text{ А}$, в паузе — $I_{\text{п}}^{\text{min}} = 1 \text{ мА}$;

ускоряющее напряжение — $U_{\text{к}} = 15 \text{ кВ}$;

давление в электронной пушке — $p_{\text{п}} = 0,5 \text{ Па}$, в технологической камере — $p_{\text{кам}} = 10^{-2} \text{ Па}$;

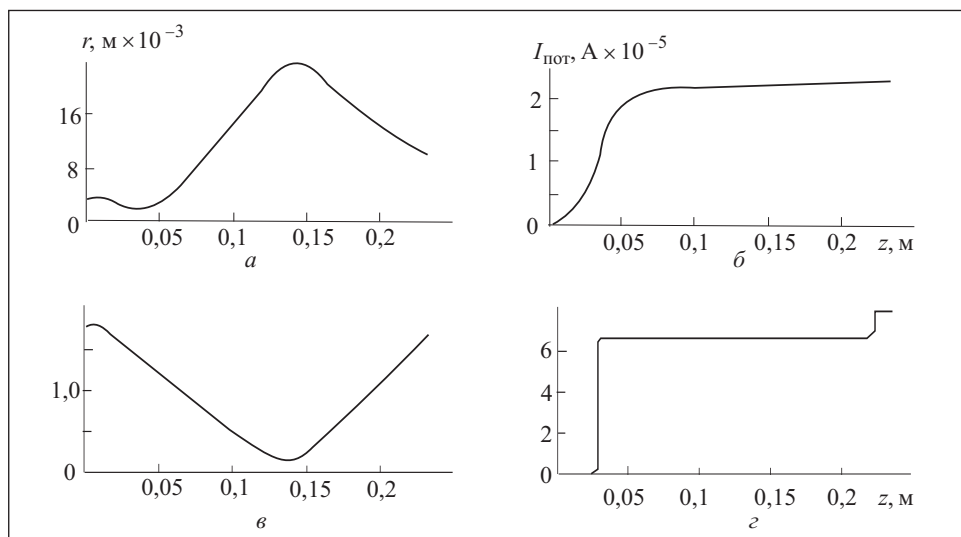


Рис. 4. Граничные траектории электронного пучка в КТ (а) и потери тока пучка (б) для режима максимального (а, б) и минимального (в, з) токов разряда

быстродействие вакуумного насоса — $S_n = 100$ л/с;

начальный радиус электронного пучка при максимальном токе — $r_{п0}^{\max} = 4$ мм, при минимальном токе — $r_{п0}^{\min} = 2$ мм;

начальный угол влета электронного пучка при максимальном токе — $\theta_0^{\max} = 2^\circ$, при минимальном токе — $\theta_0^{\min} = 5^\circ$.

В процессе моделирования получены следующие оптимальные параметры системы транспортировки импульсного электронного пучка:

положение второй магнитной линзы — $z_{Л2} = 0,12$ мм;

входной радиус диафрагмы — $r_1 = 0,006$ м;

выходной радиус КТ — $r_2 = 0,03$ м;

длина КТ — $l_{ЛП} = 0,25$ м.

Токи на магнитных линзах, число витков и величины немагнитных зазоров были заданы на начальном этапе моделирования как входные параметры модели и не изменялись в процессе решения оптимизационной задачи. В случае необходимости эти параметры можно изменить вручную: $I_{Л1} = 0,7$ А, $I_{Л2} = 0,4$ А; число витков $N_{Л1} = 1000$, $N_{Л2} = 1200$; $S_{Л1} = S_{Л2} = 0,03$ м; $D_{Л1} = D_{Л2} = 0,04$ м.

Полученные результаты моделирования для тока электронного пучка в импульсе и в паузе приведены на рис. 4. Как видно из рис. 4, а, б, положение магнитной линзы Л2 выбрано правильно, поскольку она обеспечивает дополнительную фокусировку транспортируемого электронного

пучка в области его расходимости. Достигнутый угол сходимости пучка составляет приблизительно $0,1^\circ$. Это свидетельствует о том, что с помощью триодных электронных пушек ВТР можно получать ламинарные импульсные электронные пучки и транспортировать их в вакууме на большие расстояния, что очень важно для современных электронно-лучевых технологий [3, 6, 7], в частности для термического плавления и испарения керамических материалов. При этом потери тока пучка вследствие оседания на стенках канала были незначительные. Суммарные потери, вычисленные по формуле (20), составили $\overline{I}_{\text{пот}} = 6,35 \cdot 10^{-5}$ А при скважности импульсов $\eta_{\text{и}} = 30\%$ и $\overline{I}_{\text{пот}} = 4,15 \cdot 10^{-5}$ А при $\eta_{\text{и}} = 70\%$.

Незначительное увеличение потерь тока электронного пучка в паузе между импульсами обусловлено изменением условий фокусировки и увеличением угла расходимости. В этом случае на выходе из магнитных линз наблюдается скачкообразное увеличение потерь тока транспортируемого электронного пучка (см. рис. 4, з). Однако поскольку в паузе между импульсами величина тока пучка незначительна, эти потери также являются незначительными. Суммарные потери тока пучка при его транспортировке составляют менее $0,1\%$ его максимального значения. С учетом того, что КПД триодных электронных пушек ВТР составляет $85\text{—}90\%$ [4], при оценках энергетической эффективности электронно-лучевого технологического оборудования потерями энергии при транспортировке электронного пучка можно пренебречь.

Высокая эффективность решения оптимизационной задачи в данном случае связана с тем, что при оптимизации геометрии системы транспортировки пучка радиус входной диафрагмы и радиус КТ изменялись в достаточно узких пределах. При написании программы на эти параметры были наложены такие ограничения:

$$2r_{\text{п}0} < r_1 < 4r_{\text{п}0}, 1,2r_{\text{п}}^{\text{max}} < r_2 < 2r_{\text{п}}^{\text{max}}, \quad (21)$$

где $r_{\text{п}0}$ — радиус пучка на входе в КТ в плоскости тонкой диафрагмы; $r_{\text{п}}^{\text{max}}$ — максимальный радиус пучка в КТ; параметры $r_{\text{п}0}$ и $r_{\text{п}}^{\text{max}}$ рассматривались для максимального тока пучка в импульсе. При таком подборе параметров КТ оптимизационная задача решалась за несколько десятков итераций.

Как показали проведенные вычислительные эксперименты, при выходе величин r_1 и r_2 за пределы нижней границы указанного диапазона, определяемого соотношениями (21), возрастают потери тока электронного пучка на входе канала, в частности возле входной диафрагмы и в области расположения магнитной линзы Л2. В случае, если параметры r_1 и

r_2 выходят за пределы верхней границы указанного диапазона, возрастают потери тока транспортируемого электронного пучка на выходе КТ пучка, так как обеспечение требуемого перепада давлений возможно только при большой длине канала. Таким образом, использование соотношений (21) позволяет упростить решение задачи уменьшения потерь тока электронного пучка при обеспечении требуемого перепада давлений между камерой электронной пушки и технологической камерой.

Результаты проведенных экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что потери тока пучка в КТ с оптимизированными параметрами являются незначительными. Расхождение расчетных и экспериментальных данных составляет 15—20 %, что объясняется сложностью и многообразием физических процессов, протекающих при транспортировке импульсных электронных пучков в разряженном газе [15].

Выводы

В результате моделирования установлено, что при транспортировке импульсных электронных пучков с максимальным током 1 А из области низкого в область высокого вакуума удачный выбор геометрии КТ и расположения фокусирующих магнитных линз позволяет минимизировать потери тока, обусловленные оседанием электронов пучка на стенках канала до уровня 0,1 %, и обеспечить при этом перепад давлений между пушкой и технологической камерой на 1—2 порядка. Соотношения (21) позволили уменьшить вычислительные затраты на решение задачи минимизации потерь тока пучка посредством оптимизации геометрии канала.

Из полученных результатов моделирования видно, что отличительной чертой импульсных электронных пучков, формируемых пушками на основе ВТР, является малый угол их сходимости, составляющий менее одного градуса, что упрощает задачу транспортировки таких длиннофокусных пучков на большие расстояния в условиях низкого и среднего вакуума.

Полученные результаты моделирования могут быть использованы при проектировании импульсных технологических электронных пушек ВТР с учетом заданных параметров технологического процесса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Denbnovetsky S.V., Melnyk V.I., Melnyk I.V., Tugay B.A. Model of control of glow discharge electron gun current for microelectronics production applications // Proc. of SPIE. Sixth International Conference on «Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics». — 2003. — Vol. 5065. — P. 64—76.

3. *Denbnovetskiy S.V., Melnyk V.G., Melnyk I.V. et al.* Investigation of Electron-Ion Optics of Pulse Technological Glow Discharge Electron Guns // XXXIII IEEE Intern. Scientific Conf. «Electronic and Nanotechnology» (ELNANO). — Kyiv, Ukraine, April 16-19, 2013. — P. 420—424.
4. *Мельник И.В.* Обобщенная методика моделирования триодных источников электронов высоковольтного тлеющего разряда // Электрон. моделирование. — 2013. — **35**, № 4. — С. 93—107.
5. *Мельник И.В.* Оценка времени увеличения тока высоковольтного тлеющего разряда в триодной электродной системе при подаче управляющих импульсов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. — 2013. — **56**, № 12. — С. 51—61.
6. *Ладохин С.В., Левицкий Н.И., Чернявский В.Б. и др.* Электронно-лучевая плавка в литейном производстве. — Киев: «Сталь», 2007. — 605 с.
7. *Grechanyuk M.I., Melnyk A.G., Grechanyuk I.M. et al.* Modern electron beam technologies and equipment for melting and physical vapor deposition of different materials // Elektrotechnica and Electronica (E+E). — 2014. — Vol. 49, № 5-6. — P. 115—121.
8. *Mattausch G., Zimmermann B., Fietzke F. et al.* Gas discharge electron sources — proven and novel tools for thin-film technologies. // Ibid. — 2014. — Vol. 49, № 5-6. — P. 183—195.
9. *Feinaeugle P., Mattausch G., Schmidt S., Roegner F.H.* A new generation of plasma-based electron beam sources with high power density as a novel tool for high-rate PVD // Society of Vacuum Coaters, 54-th Annual Technical Conference Proceedings. Chicago, 2011. — P. 202—209.
10. *Yarmolich D., Nozar P., Gleizer S. et al.* Characterization of deposited films and the electron beam generated in the pulsed plasma deposition gun // Japanese Journal of Applied Physics. — 2011. — Vol. 50. — 08JD03.
11. *Mattausch G., Scheffel B., Zywitzki O. et al.* Technologies and tools for the plasma-activated EB high-rate deposition of Zirconia // Elektrotechnica and Electronica (E+E). — 2012. — Vol. 47, № 5-6. — P. 152—158.
12. *Toaler D., Oane M., Mihaleusku I. et al.* Beam dynamics: a new computational approach // Ibid. — 2012. — Vol. 47, № 5-6. — P. 33—35.
13. *Reisgen U., Olschok S., Ufer S.* Accurate diagnostic of electron beam characteristics // Ibid. — 2014. — Vol. 49, № 5-6. — P. 40—45.
14. *Мельник И.В.* Моделирование транспортировки электронных пучков из области низкого в область высокого вакуума в эквипотенциальном канале // Электронное моделирование. — 2001. — **23**, № 4. — С. 82—92.
15. *Денбновецкий С.В., Мельник В.И., Мельник И.В.* Особенности моделирования транспортировки короткофокусных электронных пучков из низкого в высокий вакуум в фокусирующем поле коротких магнитных линз // Электроника и связь. Тем. вып. «Проблемы электроники». Ч. 1. — 2008. — С. 108—113.
16. *Мельник И.В.* Методика моделирования транспортировки короткофокусных электронных пучков в эквипотенциальном канале с учетом разброса тепловых скоростей электронов // Электроника и связь. — 2010. — № 2 (55). — С. 38—44.
17. *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.
18. *Норенков И.П., Маничев В.Б.* Основы теории и проектирования САПР. — М.: Высшая школа. — 1990. — 336 с.
19. *Васильев В.П.* Численные методы решения экстремальных задач. Учеб. пособие для вузов. — М.: Наука, 1988. — 552 с.
20. *Самарский А.А., Гулин А.В.* Численные методы. Учеб. пособие для вузов. — М.: Наука, 1989. — 432 с.

21. Мельник И.В. Система науково-технічних розрахунків MatLab та її використання для розв'язання задач із електроніки. Навч. посібник у 2-х томах. Т. 2. Основи програмування та розв'язання прикладних задач. — Київ: Університет «Україна», 2009. — 327 с.
22. Мельник И.В., Тугай С.Б. Моделирование геометрии границы анодной плазмы в триодных электродных системах высоковольтного тлеющего разряда // Электронное моделирование. — 2012. — 34, — №1. — С. 15—28.

I.V. Melnyk

SIMULATION OF GUIDING SYSTEM OF PULSED ELECTRON BEAM FROM THE LOW TO HIGH VACUUM IN EQUIPOTENTIAL CHANNEL

The algorithm of simulation and the method of optimization of the guiding system of impulse electron beam, formed by the glow discharge electron guns, are presented in the article. It is shown that for optimized choice of guiding channel geometry and position of focusing magnetic lenses the beam current loss, caused by the settlement of beam electrons on the channels' walls is lower, than 0.1%.

К е у о р д s: electron-beam technologies, electron gun, impulse electron beam, high voltage glowing charge, ion focusing, scattering of electrons, pinch effect.

REFERENCES

1. Denbnovetsky, S.V., Melnyk, V.I., Melnyk, I.V. and Tugay, B.A. (2005), "Gas discharge electron guns and their use in industry", *Elektronika i svyaz, Them. iss. Problemy elektroniki*, Part 2, pp. 84-87.
2. Denbnovetsky, S.V., Melnyk, V.I., Melnyk, I.V. and Tugay, B.A. (2003), "Model of control of glow discharge electron gun current for microelectronics production applications", *Proceedings of SPIE. Sixth International Conference on Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics*, Vol. 5065, pp. 64-76.
3. Denbnovetskiy, S.V., Melnyk, V.G., Melnyk, I.V. et al. (2013), "Investigation of electron-ion optics of pulsed technological glow discharge electron guns", *XXXIII IEEE International Scientific Conference «Electronics and Nanotechnology» (ELNANO)*, Kyiv, April 16-19, 2013, pp. 420-424.
4. Melnyk, I.V. (2013), "Generalized procedure of modeling of triode electron sources of high voltage glow discharge", *Elektronnoe modelirovanie*, Vol. 35, no. 4, pp. 93-107.
5. Melnyk, I.V. (2013), "Estimation of time of increase of high voltage glow discharge current in the triode electron system under supply of control impulse", *Izvestiya vuzov. Radioelektronika*, Vol. 56, no. 12, pp. 51-61.
6. Ladokhin, S.V., Levitsky, N.I., Chernyavsky, V.B. et al. (2007), *Elektronno-luchevaya plavka v liteinom proizvodstve* [Electron-beam melting in foundry], Stal, Kiev, Ukraine.
7. Grechanyuk, M.I., Melnyk, A.G., Grechanyuk, I.M. et al. (2014), "Modern electron beam technologies and equipment for melting and physical vapor deposition of different materials", *Elektrotekhnika i elektronika (E+E)*, Vol. 49, no. 5-6, pp. 115-121.
8. Mattausch, G., Zimmermann, B., Fietzke, F. et al. (2014), "Gas discharge electron sources – proven and novel tools for thin-film technologies", *Elektrotekhnika i elektronika (E+E)*, Vol. 49, no. 5-6, pp. 183-195.
9. Feinaeugle, P., Mattausch, G., Schmidt, S. and Roegner, F.H. (2011), "A new generation of plasma-based electron beam sources with high power density as a novel tool for high-rate PVD", *Society of Vacuum Coaters, 54-th Annual Technical Conference Proceedings*, Chicago, 2011, pp. 202-209.

10. Yarmolich, D., Nozar, P., Gleizer, S. et al. (2011), "Characterization of deposited films and the electron beam generated in the pulsed plasma deposition gun", *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 50, 08JD03.
11. Mattausch, G., Scheffel, B., Zywitzki, O. et al. (2012), "Technologies and tools for the plasma-activated EB high-rate deposition of zirconium", *Elektrotehnika i elektronika (E+E)*, Vol. 47, no. 5-6, pp. 152-158.
12. Toaler, D., Oane, M., Mihaleusku, I. et al. (2012), "Beam dynamics: a new computational approach", *Elektrotehnika i elektronika (E+E)*, Vol. 47, no. 5-6, pp. 33-35.
13. Reisinger, U., Olschok, S., Ufer, S. (2014), "Accurate diagnostic of electron beam characteristics", *Elektrotehnika i elektronika (E+E)*, Vol. 49, no. 5-6, P. 40-45.
14. Melnyk, I.V. (2001), "Modeling of guiding of electron beams from the range of low vacuum to the range of high one in equipotential channel", *Elektronnoe modelirovanie*, Vol. 23, no. 4, pp. 82-92.
15. Denbnovetskiy, S.V., Melnyk, V.I. and Melnyk, I.V. (2008), "Peculiarities of modeling guidance of short focus electron beams from low to high vacuum in focusing field of short magnetic lenses", *Elektronika i svyaz, Them. iss. Problemy elektroniki*, Part 1, pp. 108-113.
16. Melnyk, I.V. (2010), "Method of modeling guidance short-focus electron beams in equipotential channel with allowance for spread of thermal electron velocity", *Elektronika i svyaz*, no. 2 (55), pp. 38-44.
17. Denbnovetskiy, S.V., Melnyk, V.I., Melnyk, I.V. and Tugay, B.A. (2010), "Method of modeling guidance short-focus electron beams from low to high vacuum with allowance for spread of thermal electron velocity", *Prikladnaya fizika*, no. 3, pp. 84-90.
18. Norenkov, I.P. and Manichev, V.B. (1990), *Osnovy teorii i proektirovaniya SAPR* [Grounds of theory and design ACPS], Vysshaya shkola, Moscow, Russia.
19. Vasiliev, V.P. (1988), *Chislennye metody resheniya ekstremalnykh zadach: Uchebnoe posobie dlya vuzov* [Numerical methods of solving extremal problems. Manual for Higher Educational Institutions], Nauka, Moscow, Russia.
20. Samarsky, A.A. and Gulin, A.V. (1989), *Chislennye metody. Uchebnoe posobie dlya vuzov* [Numerical methods. Manual for Higher Educational Institutions], Nauka, Moscow, Russia.
21. Melnyk, I.V. (2009), *Systema naukovu-tekhnichnykh rozrakhunkiv MatLab ta ii vykorystannya dlya rozvyazannya zadach iz elektroniki. Navchalny posibnyk u 2 tomakh. T. 2. Osnovy programuvannya ta rozvyazannya prykladnykh zadach* [System of scientific and technical calculations MatLab and its use for solving problems in electronics. Manual in 2 volumes. Vol. 2, Grounds of programming and solution of applied problems], Universytet "Ukraina", Kiev, Ukraine.
22. Melnyk, I.V. and Tugay, S.B. (2009), "Modeling of geometry of anode plasma boundary in triode electrode systems of high-voltage glow charge", *Elektronnoe modelirovanie*, Vol. 34, no. 1, pp. 15-28.

Поступила 24.11.14

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.