

АЛГОРИТМ РОЗРАХУНКУ ФОКАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ ПРОФІЛЬНИХ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ, ЯКІ ФОРМУЮТЬСЯ ГАЗОРОЗРЯДНИМИ ГАРМАТАМИ

І.В. МЕЛЬНИК, А.В. ПОЧИНОК

Анотація. Розглянуто алгоритм розрахунку фокусної відстані порожнистого конусного електронного пучка, який формується електронними гарматами високовольтного тліючого розряду, а також розрахунку діаметра та товщини фокального кільця такого пучка. Запропонований алгоритм оснований на моделі вільного дрейфу електронів в анодній плазмі та сформований на основі законів електронної оптики з використанням методів дискретної математики та мінімаксного аналізу. Отримані результати моделювання дозволили встановити важливі закономірності, що характеризують залежність фокальних параметрів порожнистого конусного електронного пучка, який формується електронними гарматами високовольтного тліючого розряду, від конструктивних параметрів електродної системи електронної гармати.

Ключові слова: мінімаксний аналіз, модель вільного дрейфу електронів, фокальні параметри електронного пучка, високовольтний тліючий розряд.

ВСТУП

Електронні гармати високовольтного тліючого розряду (ВТР) знаходять широке впровадження в різних галузях промисловості, зокрема в електронній промисловості, приладобудуванні, машинобудуванні, металургії, автомобільній та авіаційній промисловості. Це насамперед зумовлено тим, що гармати ВТР мають низку переваг порівняно із традиційними електронними гарматами з розжарюваними катодами за умови роботи в низькому вакуумі в середовищі різних технологічних газів, зокрема інертних та активних [1–6]. Серед цих переваг варто відзначити такі [1, 2, 7]:

- високу стабільність роботи електронних гармат ВТР та довговічність охолоджуваних катодів у діапазоні робочого тиску 0,1–10 Па;
- відносну простоту конструкцій електронних гармат та можливість їх оновлення і ремонту із заміною головних функціональних вузлів, зокрема холодних катодів;
- простоту керування потужністю електронного пучка зміною тиску газу або електричним способом.

Істотним недоліком електронних гармат ВТР вважається відносно мале значення густини струму з поверхні катода, яке за фізичних умов горіння

розрядів низького тиску становить не більше як $0,01 \text{ А/см}^2$, що потребує для досягнення відносно високої потужності технологічних електронних пучків використання катодів з розвинутою емісійною поверхнею [1, 2]. Однак саме з цієї причини виникає можливість формувати з використанням гармат ВТР профільні електронні пучки зі складною просторовою геометрією, зокрема дискові та трубчасті електронні пучки [1, 8]. Спрощену конструктивну схему електродної системи електронної гармати ВТР, яка формує порожнистий конусний електронний пучок з кільцевим фокусом, зображено на рис. 1.

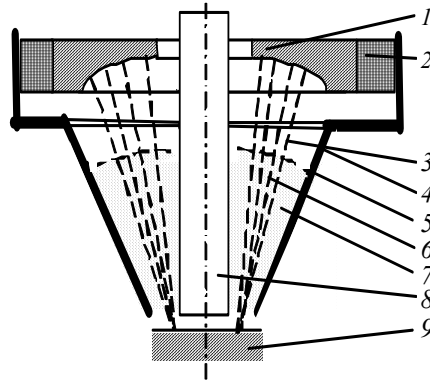


Рис. 1. Конструктивна схема аксіально-симетричної електродної системи ВТР, призначеної для формування порожнистого конусного електронного пучка: 1 — катод; 2 — високовольтний ізолятор; 3 — електронний пучок; 4 — анод; 5 — плазмова межа; 6 — електронний пучок; 7 — анодна плазма; 8 — допоміжний циліндричний електрод; 9 — виріб, який обробляється

Головна перевага електродної системи (рис. 1): кут нахилу α аксіально-симетричного електронного пучка задається до осі симетрії електродної системи, що дозволяє отримувати необхідний розподіл енергії пучка у площині розташування виробу і в такий спосіб оптимізувати технологію термічного оброблення виробів та підвищити їх якість [9].

Проблема полягає у тому, що натепер не існує точних, адекватних та простих математичних моделей, які дозволяли б на початковому етапі проектування розраховувати вихідні параметри електронних гармат ВТР, які суттєво впливають на хід проведення технологічного процесу. Насамперед це стосується електродних систем зі складною просторовою геометрією, які формують профільні електронні пучки. Наприклад, математичні моделі, які розглядалися у праці [8], є досить складними і не універсальними, оскільки вони орієнтовані на аналіз електродних систем, які формують трубчасті та дискові електронні пучки.

Мета роботи — розроблення універсального алгоритму для визначення фокальних параметрів конусного порожнистого електронного пучка, який формується в електродній системі ВТР (рис. 1).

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Узагальнену методику розв'язування електронно-оптичної задачі для електродних систем ВТР сформульовано у працях [10, 11]. Ця методика ґрунтується на гіпотезі про те, що межа анодної плазми в електродних системах ВТР розглядається як джерело іонів та як рухомий прозорий для електронів

електрод з потенціалом, близьким до анодного. У праці [2] також обґрунтовано, що для максимальних струмів розряду межа анодної плазми ВТР є паралельною до поверхні катода і не змінює положення зі зміною струму розряду. Крім того, висунуто та обґрунтовано припущення про те, що об'єм, який займає анодна плазма, визначається лише прискорювальною напругою і тиском робочого газу в розрядній камері гармати і не залежить від геометрії електродів. За такої умови у працях [10, 11] запропоновано спосіб розрахунку положення плазмової межі для максимальних значень струму ВТР, оснований на тому, що спочатку визначається її положення в еквівалентній одновимірній системі із плоскими електродами, а потім отримане значення перераховується для реальної геометрії електродів з урахуванням того, що в ній плазма займає такий самий об'єм, а її межа паралельна поверхні катода. За умови малих струмів розряду геометрія плазмової межі визначається через комп'ютерний аналіз фотографій розрядного проміжку як місце межі світлої та темної ділянок розряду. За таких умов для математичного описання положення плазмової межі відносно поверхні катода запропоновано відповідні апроксимаційні співвідношення [12].

БАЗОВА СИСТЕМА РІВНЯНЬ ДЛЯ МОДЕЛІ САМОУЗГОДЖЕНОЇ ЕЛЕКТРОННО-ІОННОЇ ОПТИКИ ЕЛЕКТРОДНИХ СИСТЕМ ВИСОКОВОЛЬТНОГО ТЛЮЧОГО РОЗРЯДУ

За умови відомої геометрії плазмової межі розподіл електричного поля в електродній системі (рис. 1) може бути знайдений через числове розв'язання рівняння Пуассона, поданого у циліндричних координатах, методом скінченних різниць. Відповідні скінченно-різницеві співвідношення записуються таким чином [13]:

$$U^n(i, k) = \omega \left[C_a U^{n-1}(i+1, k) + C_b U^{n-1}(i, k+1) + C_c U^n(i-1, k) + C_d U^n(i, k-1) + \frac{\rho^{n-1}(i, k)}{\epsilon_0} \right] + (1-\omega) U^{n-1}(i, k), \quad (1)$$

де

$$C_a = C_c = \frac{1}{4h_z^2}; \quad C_b = \frac{1 + \frac{1}{2k}}{h_r^2}; \quad C_d = \frac{1 - \frac{1}{2k}}{h_r^2}, \quad (2)$$

для точок, які не лежать на осі z , та

$$C_a = \frac{4h_r^2}{6}; \quad C_c = 0; \quad C_b = C_d = \frac{h_z^2}{6} \quad (3)$$

для точок, які лежать на осі z ; n — номер поточної ітерації за потенціалом; i та k — номери поточних вузлів, які розглядаються, відповідно за поздовжньою та радіальною координатами; ω — числовий параметр, який залежить від геометрії електродної системи і впливає на швидкість збіжності ітераційного процесу за потенціалом; h_r — крок дискретизації по осі r ; h_z — крок дискретизації по осі z ; $\rho^{n-1}(i, k)$ — просторовий заряд у вузлі з номером (i, k) на попередній ітерації.

Для підвищення ефективності реалізації у системі науково-технічних розрахунків MatLab та для використання можливостей паралельних обчислень на сучасних багатоядерних процесорах і в комп'ютерних мережах співвідношення (1)–(3), відповідно до концепції матричного програмування, були переписані як один арифметико-логічний вираз [14–16]:

$$\begin{aligned}
 m &= (l > 0)(l - 1) + (l = 0) \cdot 1, \quad C_m = 1 + \frac{1}{2m}, \quad D_m = 1 - \frac{1}{2m}; \\
 U_{k,l} &= \left((l > 0) \cdot \frac{\frac{U_{k-1,l} + U_{k+1,l}}{h_r^2} + \frac{D_m U_{k,m} + C_m U_{k,l+1}}{h_z^2}}{\frac{2}{h_r^2} + \frac{2}{h_z^2}} + \right. \\
 &\quad \left. + (l = 0) \cdot \frac{\frac{U_{k-1,l} + U_{k+1,l}}{h_r^2} + \frac{4U_{k,l+1}}{h_z^2}}{\frac{2}{h_r^2} + \frac{4}{h_z^2}} \right) (U_{\text{п}} < U_{k,l} < U_{\text{пр}}) + \\
 &\quad + (U = U_{\text{п}})U_{\text{п}} + (U < U_{\text{п}}) \left(\frac{kh_r(U_{\text{пр}} - U_{\text{п}})}{r_{\text{п}} - r_{\text{а}}} \right) + (U \geq U_{\text{пр}})U_{\text{пр}},
 \end{aligned} \tag{4}$$

де $U_{\text{пр}}$ — прискорювальна напруга; $U_{\text{п}}$ — потенціал анодної плазми; $r_{\text{п}}$ — радіус, який визначає положення плазмової межі; $r_{\text{а}}$ — радіус вихідного анодного отвору.

Для розрахунку траєкторій електронів та іонів в області катодного падіння потенціалу використовувалось відоме електронно-оптичне рівняння [17, 18]:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\left(\frac{\partial U(r, z)}{\partial r} - \frac{\partial U(r, z)}{\partial z} \frac{dr}{dz} \right) \left(1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right)}{\left(\frac{m_s v_s}{2} + 2(U(r, z) - U_e) \right)}, \tag{5}$$

де m_s — маса рухомої частинки; v_s — її швидкість; U_e — потенціал емітера частинок.

Для розрахунку просторового заряду використано метод трубок струму, головні ітераційні співвідношення якого модифіковані для врахування елементарних процесів взаємодії заряджених частинок ВТР, зокрема процесу перезарядження іонів на атомах залишкового газу та взаємодії іонного потоку з поверхнею катода, та наведені у працях [10, 11]:

$$\begin{aligned}
 \Delta N_i &= 2\pi N_A (1 - \xi) U_{\text{сеп}} Q_{\text{in}} \frac{\Delta r l_{\text{тр}} h_z p_0}{\Delta z p_{\text{атм}} r_{\text{тр}}^2}; \quad U_{\text{сеп}} = \frac{U_{k,l} + U_{k-1,l} + U_{k,l-1} + U_{k-1,l-1}}{4}; \\
 \rho_c^{i+1} &= \frac{\rho_c^i{}^2}{\rho_c^i - 2\pi \Delta N_i r_{\text{тр}}^2 \frac{\Delta r l h_z}{\Delta z}}; \quad I_{\text{тр}}^{i+1} = I_{\text{тр}}^i - \frac{\rho_c^i}{\rho_c^i - 2\pi \Delta N_i r_{\text{тр}}^2 \frac{\Delta r l h_z}{\Delta z}},
 \end{aligned} \tag{6}$$

де ΔN_i — зміна концентрації іонів у межах скінченно-різницевої комірки в результаті процесу резонансного перезарядження; N_A — постійна Авогадро; ξ — коефіцієнт питомої іонізації атомів газу; $p_{\text{атм}}$ — атмосферний тиск; Q_{in} — усереднений перетин перезарядження іонів на атомах залишкового газу; $U_{\text{сер}}$ — усереднене значення потенціалу в межах комірки.

За умови відомих траєкторій електронів пучка в ділянці катодного падіння потенціала з урахуванням просторового заряду електронів та іонів, які шукаються ітераційно з використанням співвідношень (1)–(6), положення фокуса електронного пучка та його фокальний діаметр можна знайти, використовуючи модель вільного дрейфу електронів в анодній плазмі з урахуванням їх розсіювання на атомах залишкового газу та просторового заряду, компенсованого іонами газу. Відповідна модель базується на алгоритмах розв'язування екстремальних задач, відомих з методів числового аналізу та основ дискретної математики [19, 20]. Базові співвідношення моделі вільного дрейфу електронних пучків в іонізованому газі розглядалися у працях [17, 18]. У працях [10, 11] були отримані та проаналізовані відповідні ітераційні співвідношення моделі дрейфу електронів в анодній плазмі для аксіально-симетричних систем ВТР, які формують електронні пучки із точковим фокусом. Проте для електродної системи (рис. 1), призначеної для формування порожнистого конусного електронного пучка із кільцевим фокусом, алгоритм пошуку положення просторового фокуса електронного пучка та визначення його фокальних параметрів має бути дещо зміненим та уточненим.

АЛГОРИТМ ОБЧИСЛЕННЯ ФОКАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ ПОРОЖНИСТОГО КОНУСНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Модель вільного дрейфу електронів пучка в іонізованому газі оснований на тому, що за відсутності електричного поля електрони рухаються між іонами у заданому напрямку і стикаються з ними, а просторовий заряд електронів пучка та іонів залишкового газу безпосередньо впливає на цей рух. За таких фізичних умов головними процесами, які можуть змінити напрямок руху електронів, є розсіювання електронів на атомах залишкового газу та вплив просторового заряду.

У математичній формі модель руху заряджених частинок записується через зміну кута нахилу траєкторій електронів φ . Тоді за допомогою аналізу траєкторій з використанням функцій дискретної математики [19] та методів розв'язування екстремальних задач [20] обчислюються фокальні параметри електронного пучка. Для цього послідовно розраховуються траєкторії електронів через зміну координатів трубки струму r за умови заданого кроку h_z за координатою z , і в такий спосіб визначається положення трубки з максимальним струмом. Тоді положення фокуса пучка $F_{\text{п}}$ відповідає координаті z , для якої значення r для трубки з максимальним струмом є мінімальним.

Аналогічно обчислюються фокальні параметри конусного порожнистого електронного пучка, якими є радіус фокального кільця $R_{\text{ф}}$ та його тов-

щина T_ϕ . Радіус фокального кільця відповідає положенню трубки з максимальним струмом за координатою r у фокальній площині, а його товщина розраховується як різниця положення двох віддалених трубок з мінімальними струмами. Ілюстративно даний мінімаксний алгоритм пошуку положення фокуса електронного пучка та визначення його фокальних параметрів показано на рис. 2 і 3. Математичні співвідношення, які відповідають описаному алгоритму, записуються у вигляді

$$\Omega_k = \{k | k = \overline{1, \dots, K}, k \in N\}; \quad M = [D/h]; \quad \Omega_i = \{i | i = \overline{1, \dots, L}, i \in N\}; \quad (7)$$

$$r(i, k) = r(i, k - 1) + h_z \operatorname{tg}(\varphi(i, k));$$

$$j_\Pi^{\max}(k) = \max_{i \in \Omega_i} [j_\Pi(i, k)]; \quad r_\Pi^{\max}(k) = \arg(j_\Pi^{\max}); \quad F_\Pi = d_{d\Pi} + h_z \arg \min_{k \in \Omega_k} [r_\Pi^{\max}(k)];$$

$$r_{\Pi 1}^{\min}(k) = \arg(0, 1 j_\Pi^{\max}) \Big|_{z=F_\Pi, r_\Pi < r_\Pi^{\max}};$$

$$r_{\Pi 2}^{\min}(k) = \arg(0, 1 j_\Pi^{\max}) \Big|_{z=F_\Pi, r_\Pi > r_\Pi^{\max}};$$

$$R_\phi = r_\Pi^{\max}(k) \Big|_{z=F_\Pi}; \quad T_\phi = (r_{\Pi 2}^{\min}(k) - r_{\Pi 1}^{\min}(k)) \Big|_{z=F_\Pi},$$

де Ω_k — область значень змінної k ; Ω_i — область значень змінної i ; $r(i, k)$ — поточна поперечна координата r , яка характеризує положення трубки струму з номером i ; D — довжина обчислювальної ділянки; h — крок дискретизації ділянки; $r_\Pi(k)$ — радіус пучка для поточної координати z , заданої відліковою точкою k ; $j_\Pi^{\max}(k)$ — максимальне значення струму в поперечному перетині електронного пучка; R_ϕ — радіус фокального кільця електронного пучка; F_Π — його фокусна відстань; T_ϕ — товщина фокального кільця.

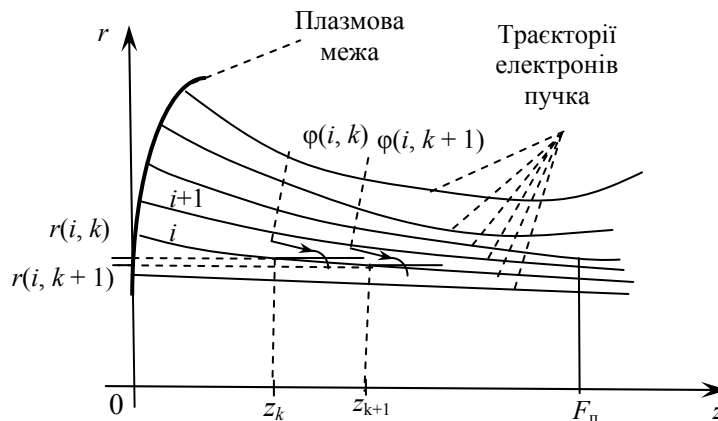


Рис. 2. Ілюстрація способу обчислення положення фокуса електронного пучка з використанням моделі вільного дрейфу електронів в анодній плазмі

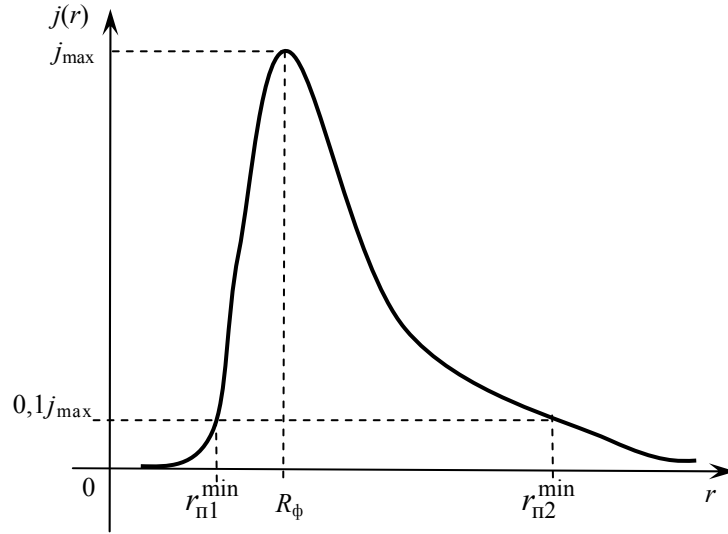


Рис. 3. Ілюстрація способу обчислення фокальних параметрів електронного пучка

Ітераційні розрахунки з використанням співвідношень (7) виконуються доти, доки не буде виконано співвідношення

$$r_{\pi}^{\max}(k) > r_{\pi}^{\max}(k-1). \quad (8)$$

Якщо умову (8) виконано, можна вважати, що єдиний мінімум, який має функція $r_{\pi}^{\max}(k)$, знайдено і $F_{\pi} = d_{\text{кп}} + h_z(k-1)$.

Для врахування впливу на формування електронного пучка процесу розсіювання електронів на іонах та нейтральних атомах залишкового газу необхідно обчислювати кути їх розсіювання. Для умов горіння ВТР точною та адекватною є модель багатократного пружного розсіювання Резерфорда. Відповідна система рівнянь подається так [17, 18]:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(0,5\theta_{\min}) &= \frac{10^{-4}Z^{4/3}}{2\gamma_p\beta^2}; & \operatorname{tg}(0,5\theta_{\max}) &= \frac{Ze^2}{m_e v^2 r_{\pi}(i)}; & v_e &= \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}; \\ dL &= h_z \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2(\varphi)}; & d\theta &= \frac{4Z(Z+1)r_e^2\gamma_p^2}{(\gamma_p^2-1)^2} n_0 dL \ln\left(\frac{\theta_{\min}}{\theta_{\max}}\right); \end{aligned} \quad (9)$$

$$\varphi(i, k) = \varphi(i, k-1) + d\theta,$$

де m_e — маса електрона; Z — заряд ядра атомів робочого газу; r_e — радіус електрона відповідно до моделі Бора; φ — кут вльоту електронів; γ_p — релятивістський фактор, де θ_{\min} — мінімальний кут розсіювання; θ_{\max} — максимальний кут розсіювання; $\beta = v_e/c$ — відношення швидкості електронів пучка до швидкості світла; r_{π} — радіус електронного пучка на ітерації; n — концентрація атомів газу; $\bar{\theta}$ — середній кут розсіювання.

Іншим важливим фізичним ефектом, який визначає ступінь компресії електронного пучка та його фокальний діаметр, є іонне фокусування. Вплив іонного фокусування на траєкторії електронів пучка залежить безпосередньо від тиску газу в порожнині конусного анода і визначається концентрацією іонів, яка для заданого значення тиску та прискорювальної напруги розраховується через співвідношення [17, 18]:

$$n_{i0} = \sqrt{\pi} r_{\text{п}}^2 B_i p n_e \sqrt{\frac{m_i \epsilon_0 n_e}{m_e U_{\text{пр}}}} \exp\left(-\frac{U_{\text{пр}}}{\epsilon_0 n_e r_{\text{п}}^2}\right), \quad (10)$$

де n_{i0} — концентрація іонів; B_i — ступінь іонізації газу; p — тиск газу; n_e — концентрація електронів; m_i — молекулярна маса іонів газу; ϵ_0 — діелектрична стала. Тоді для елементарної трубки струму можна записати систему алгебро-диференціальних рівнянь [17, 18]:

$$f = \frac{n_e}{n_{i0} - n_e}; \quad C = \frac{I_{\text{тр}}(1 - f - \beta^2)}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e} U_{\text{пр}}^{3/2}}}; \quad \frac{d^2 r_{\text{тр}}}{dz^2} = \frac{C}{r_{\text{тр}}} + \frac{d\theta_p}{dz}, \quad (11)$$

де f — рівень компенсації просторового заряду електронного пучка іонами залишкового газу. Диференціальне рівняння системи (11) на кожній ітерації розв'язувалось чисельно з використанням методу Рунге–Кутта четвертого порядку [14, 15, 21].

Блок-схему алгоритму обчислення фокальних параметрів порожнисто-го конусного електронного пучка, заданого співвідношеннями (7)–(11), зображено на рис. 4.

РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ ТА ЇХ АНАЛІЗ

Із використанням співвідношень (4)–(7) та урахуванням (8)–(11) отримано залежності розподілу струму електронного пучка у фокальній площині і згідно з алгоритмом, блок-схему якого зображено на рис. 4, знайдено радіус і товщину фокального кільця. Отримані результати для розподілу густини струму електронного пучка вздовж поперечної координати подано у вигляді рис. 4. Розрахунки виконувались для прискорювальної напруги $U_{\text{пр}} = 15$ кВ; робочий газ — азот, тиск газу у розрядній камері $p = 4,5$ Па. Радіус сфери катода $R_{\text{к}}$ становив 70 мм, а кут нахилу твірної конусної поверхні анода до осі симетрії електродної системи $\alpha = 15^\circ$. За таких умов фокальна площина електронного пучка розміщувалась на відстані $F_{\text{р}} = 64,85$ мм від поверхні катода вздовж осі симетрії системи, а відстань від поверхні катода до межі анодної плазми, обчислена на основі гіпотези про те, що межа анодної плазми паралельна поверхні катода [2], складала $d_{\text{кп}} = 38,42$ мм.

Як видно із графічної залежності, показаної на рис. 4, за таких умов радіус фокального кільця $R_{\text{ф}} = 8,7$ мм, а його товщина $T_{\text{ф}} = 12 - 7,6 = 5,4$ мм.

Отримані результати моделювання дозволили зробити такі висновки.

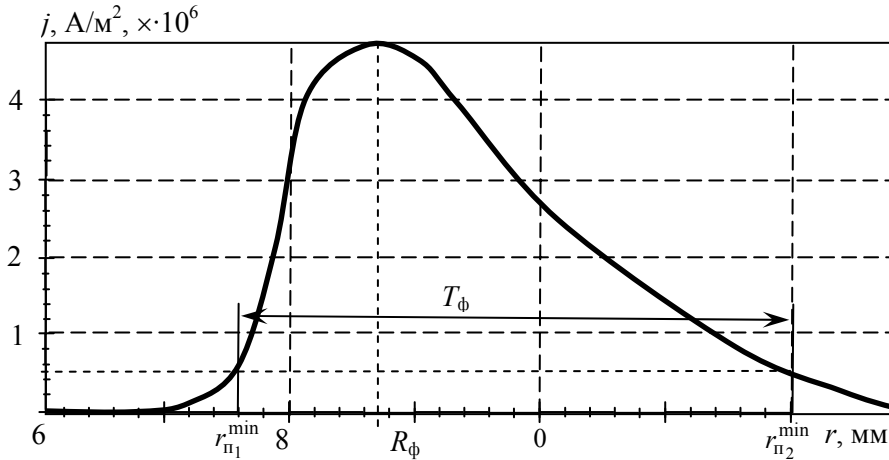


Рис. 4. Розподіл густини струму електронного пучка у його фокальній площині, отриманий в результаті моделювання електродної системи ВТР

1. Площина, у якій міститься фокальне кільце електронного пучка, розташовується на рівні, близькому до $R_k \cos(\beta)$, де R_k — радіус сфери катода; β — кут нахилу площини симетрії катода до осі симетрії електродної системи. Зазвичай значення F_π є дещо меншим за визначену величину $R_k \cos(\beta)$, що зумовлено фокусувальними властивостями анодної плазми та просторовим зарядом іонів. Тобто

$$F_\pi < \approx R_k \cos(\beta).$$

Відповідні конструктивні параметри електродної системи та їх зв'язок із фокальними параметрами порожнистого конусного електронного пучка показано на рис. 6.

2. Радіус фокального кільця R_ϕ близький до величини $r_k - R_k \sin(\beta)$, де r_k — положення центральної лінії сферичної поверхні катода відносно осі симетрії електродної системи (рис. 5). Як показали результати моделювання, радіус фокального кільця електронного пучка також менший за визначену граничну величину, що зумовлено іонним фокусуванням електронів пучка у плазмі. Тобто

$$R_\phi < \approx r_k - R_k \sin(\beta).$$

3. Результати моделювання показали, що для фізичних умов горіння ВТР, згідно із моделлю вільного дрейфу, вплив іонного фокусування більший, ніж вплив

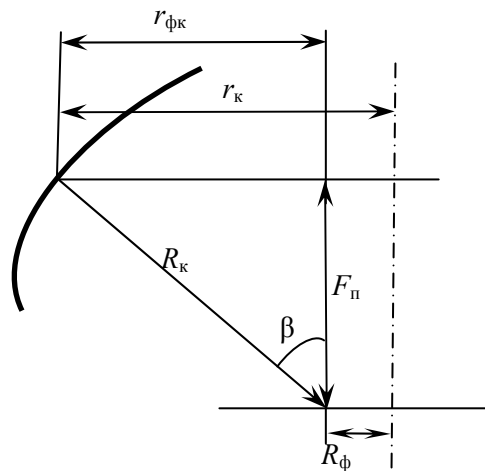


Рис. 5. Залежність фокальних параметрів порожнистого конусного електродного пучка від конструктивних параметрів електродної системи відповідно до законів геометричної оптики

розсіювання електронів пучка на атомах залишкового газу та власного просторового заряду електронів пучка.

4. Товщина фокального кільця порожнистого конусного електронного пучка залежить від його струму, визначається головним чином власним просторовим зарядом електронів і становить близько кількох міліметрів.

ВИСНОВКИ

У роботі проведено комплексне моделювання електродних систем ВТР, які формують профільні електронні пучки з кільцевим фокусом, і на основі моделі вільного дрейфу електронів в анодній плазмі визначено фокальні параметри електронного пучка. Запропонована модель вільного дрейфу електронів ґрунтується на алгоритмі пошуку екстремальних величин у заданій вибірці даних. З використанням методів комп'ютерного моделювання знайдено важливі закономірності, які описують залежність фокальних параметрів електронного пучка з кільцевим фокусом від геометрії електродів та від конструктивних параметрів електродної системи. Отримані залежності, основані на законах геометричної та фізичної оптики, мають важливе практичне значення для спеціалістів, які займаються проектуванням технологічного електронно-променевого обладнання.

ЛІТЕРАТУРА

1. Новиков А.А. Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой / А.А. Новиков. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 96 с.
2. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов, Ю.Е. Крейндел, А.А. Новиков, Л.П. Шантурин. — М.: Атомиздат, 1989. — 256 с.
3. Ладохин С.В. Электронно-лучевая плавка в литейном производстве / С.В. Ладохин, Н.И. Левитский, В.Б. Чернявский и др. — К.: Сталь, 2007. — 605 с.
4. Feinaeugle P. A new generation of plasma-based electron beam sources with high power density as a novel tool for high-rate PVD / P. Feinaeugle, G. Mattausch, S. Schmidt, F.H. Roegner // Society of Vacuum Coaters, 54-th Annual Technical Conference Proceedings, Chicago. — 2011. — P. 202–209.
5. Mattausch G. Gas discharge electron sources – proven and novel tools for thin-film technologies / G. Mattausch, B. Zimmermann, F. Fietzke et al. // Elektrotechnica and Electronica (E+E). — 2014. — Vol. 49, N 5–6. — P. 183–195.
6. Grechanyuk M.I. Modern electron beam technologies and equipment for melting and physical vapor deposition of different materials / M.I. Grechanyuk, A.G. Melnyk, I.M. Grechanyuk et al. // Elektrotechnica and Electronica (E+E). — 2014. — Vol. 49, N 5–6. — P. 115–121.
7. Denbnovetsky S.V. High voltage glow discharge electron sources and possibilities of its application in industry for realising of different technological operations / S.V. Denbnovetsky, V.G. Melnyk, I.V. Melnyk // IEEE Transactions on plasma science. — 2003. — Vol. 31, N 5. — P. 987–993.
8. Melnik I.V. Simulation of geometry of high voltage glow discharge electrodes' systems, formed profile electron beams / I.V. Melnik // Proceedings of SPIE, Vol. 6278, Seventh Seminar on Problems of Theoretical and Applied Electron and Ion Optics. — P. 627809-1 – 627809-13.
9. Рыкалин Н.Н. Основы электронно-лучевой обработки материалов / Н.Н. Рыкалин, И.В. Зуев, А.А. Углов. — М.: Машиностроение, 1978. — 239 с.

10. Мельник *И.В.* Численное моделирование распределения электрического поля и траекторий частиц в источниках электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда / И.В. Мельник // Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника. — 2005. — Т. 48. — № 6. — С. 61–71.
11. Мельник *И.В.* Методика моделирования технологических источников электронов высоковольтного тлеющего разряда / И.В. Мельник, С.Б. Тугай // Электронное моделирование. — 2010. — Т. 32. — № 6. — С. 31–43.
12. Мельник *И.В.* Исследование электронно-ионной оптики электродных систем высоковольтного тлеющего разряда с использованием методов компьютерного анализа изображений / И.В. Мельник // Электронное моделирование. — 2007. — Т. 29, № 1. — С. 45–58.
13. Ильин *В.П.* Численные методы решения задач электрофизики / В.П. Ильин. — М.: Наука, 1985. — 336 с.
14. Мельник *И.В.* Система науково-технічних розрахунків MatLab та її використання для розв'язання задач із електроніки: навч. посіб.; у 2-х т. / І.В. Мельник // Т. 1. Основи роботи та функції системи. — К.: Ун-т «Україна», 2009. — 507 с.
15. Мельник *И.В.* Система науково-технічних розрахунків MatLab та її використання для розв'язання задач із електроніки: навч. посіб.; у 2-х т. / І.В. Мельник // Т. 2. Основи програмування та розв'язання прикладних задач. — К.: Ун-т «Україна», 2009. — 327 с.
16. Мельник *И.В.* Использование параллельных вычислений для моделирования технологических газоразрядных источников электронов / И.В. Мельник, А.О. Лунтовский // Электронное моделирование. — 2016. — Т. 38. — № 3. — С. 5–21.
17. Молоковский *С.И.* Интенсивные электронные и ионные пучки / С.И. Молоковский, Д.И. Сушков. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 304 с.
18. Силадьи *М.* Электронная и ионная оптика / М. Силадьи. — М.: Мир, 1990. — 640 с.
19. Андерсон *Д.* Дискретная математика и комбинаторика / Д. Андерсон. — М.: Издательский дом «Вильямс», 2004. — 960 с.
20. Васильев *В.П.* Численные методы решения экстремальных задач: учеб. пособие для вузов / В.П. Васильев. — М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1988. — 552 с.
21. Самарский *А.А.* Численные методы / А.А. Самарский, А.В. Гулин. — М.: Наука, 1989. — 432 с.

Надійшла 18.12.2018