ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДІВ ТА ЗАСОБІВ МОДЕЛЮВАННЯ

DOI: <https://doi.org/10.15407/emodel.43.06.076>
УДК 004.942:537.525

І.В. Мельник, д-р техн. наук, **С.Б.Тугай**, канд. техн. наук,
В.О. Кирик, **І.С. Швед**
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний ін-т ім. Ігоря Сікорського»
Україна, 03056, Київ, пр-т Перемоги, 37, корп. 12, 2203,
тел. (044) 406 82 92, (044) 204 95 05, 066 981 70 66;
e-mail: imelnik@phbme.kpi.ua

Моделювання електродних систем газорозрядних гармат з фокусуванням електронного пучка в магнітному полі короткої лінзи

На основі аналізу базових положень теорії високовольтного тліючого розряду (ВТР) запропоновано методику моделювання електродних систем газорозрядних гармат із фокусуванням електронного пучка в полі короткої магнітної лінзи. Для розрахунку електричного поля в електродній системі використано скінченно-різницеve рівняння Пуассона, яке записано у вигляді арифметико-логічного виразу для спрощення його використання у програмному забезпеченні. Аналіз проходження електронного пучка в області вільного дрейфу виконано з використанням системи рівнянь дискретної математики, основаних на моделі розсіювання Резерфорда. Запропоновано алгоритм розрахунку положення фокусу електронного пучка та його фокального діаметра. Для оцінки положення плазмової межі використано метод моделювання, оснований на перерахунку об'єму анодної плазми від одновимірної системи до реальної просторової геометрії електродів. За такої умови розрахунок висоти анодної плазми в реальній електродній системі зводиться до аналітичного розв'язування кубічного рівняння. Розрахунок магнітного поля короткої лінзи виконано з використанням моделі Явора. Для реалізації запропонованих методів моделювання гармат ВТР пропонується використовувати арифметико-логічні вирази та методи матричного програмування. Наведено результати розрахунків граничних траєкторій електронного пучка в полі фокусувальної магнітної лінзи, а також розподілу густини струму в фокальній площині порожнистого електронного пучка з кільцевим фокусом.

К л ю ч о в і с л о в а: технологічні джерела електронів, високовольтний тліючий розряд, анодна плазма, магнітне фокусування.

В металургії, електронній промисловості, приладобудуванні, авіаційній та космічній промисловості наразі широко використовуються електронні гармати на основі високовольтного тліючого розряду (ВТР) [1—9]. Такі

© Мельник І.В., Тугай С.Б., Кирик В.О., Швед І.С., 2021

гармати є надзвичайно перспективними, тому що мають вагомі переваги над традиційними гарматами з розжарюваними катодами [8, 9], а саме:

- простота конструкції та можливість заміни відпрацьованих деталей, зокрема холодного катода гармати;
- робота в широкому діапазоні тиску 0,1—10 Па з різними газами, включаючи інертні та активні, що дозволяє обирати робочий газ відповідно до умов технологічного процесу, враховуючи фізичні особливості роботи гармати ВТР;
- простота та невисока ціна вакуумного електронно-променевого технологічного обладнання;
- можливість формування електронних пучків з лінійним та кільцевим фокусом з використанням відповідної просторової геометрії електродів;
- простота керування струмом електронного пучка як газодинамічним способом через зміну тиску у розрядній камері гармати, так і електричним способом, через запалювання допоміжного розряду, для підвищення концентрації заряджених частинок в анодній плазмі [8].

В роботах [6, 7] показано ефективність використання газорозрядних електронних гармат для вирощування кріогенних напівпровідникових кристалів в технологіях сучасної електронної промисловості. Проте відсутність ефективних засобів моделювання електронних гармат ВТР [9] та складність керування фокальними параметрами технологічного електронного пучка [8] у певній мірі стримують ефективне проектування та впровадження у промисловість електронних гармат на основі ВТР.

Одним з ефективних засобів забезпечення керування фокальними параметрами електронного пучка з кільцевим фокусом є використання фокусувальної магнітної лінзи. Тому метою даного дослідження є формування методики моделювання таких електродних систем електронних гармат ВТР, в яких для фокусування електронного пучка в області вільного дрейфу електронів використовується коротка магнітна фокусувальна лінза.

Постановка задачі. На концептуальному рівні задачу моделювання електронних пристроїв ВТР сформульовано в роботах [8, 9]. Було виділено наступні окремі задачі:

1. Моделювання положення та форми плазмової межі.
2. Моделювання розподілу електричного поля в електродній системі.
3. Моделювання траєкторій заряджених частинок в області катодного падіння потенціалу.
4. Моделювання руху електронів пучка в області вільного дрейфу в анодній плазмі.
5. Визначення фокальних параметрів електронного пучка з використанням методів дискретної математики та мінімаксного аналізу.

Рис. 1. Схема електронно-оптичної системи газорозрядного пристрою з магнітним фокусуванням конусного електронного пучка: 1 — кільцевий катод; 2 — порожнистий анод; 3 — фокусувальна магнітна лінза; 4 — анодна плазма; 5 — межа анодної плазми

Для електродних систем з магнітним фокусуванням електронного пучка окремим завданням є розрахунок магнітного поля фокусувальної лінзи та розрахунок траєкторій електронів в магнітному полі [9—13]. Зокрема, рівняння траєкторій заряджених часток за умови їхнього руху в сумісних електричних та магнітних полях має дещо інший ви-

гляд. У роботі [9] розглянуті основні особливості запису рівнянь для визначення розподілу електричного поля та траєкторій заряджених частинок, а також для розрахунку фокальних параметрів електронного пучка, з використанням методів матричного програмування.

Запропонована методика моделювання технологічних джерел електронів ВТР з магнітним фокусуванням електронного пучка ґрунтується на теоретичних результатах, оприлюднених в роботах [8, 9].

Конструктивна схема електронної гармати ВТР з магнітним фокусуванням електронного пучка зображена на рис. 1. Головними конструктивними параметрами гармати є положення магнітної лінзи відносно катода h , поперечний розмір електродної системи D та кут збіжності електронного пучка α_p , який лежить в межах, $20^\circ < \alpha_p < 90^\circ$ [10—13].

Для забезпечення роботи гармати необхідною умовою є виконання наступного співвідношення між геометричними параметрами електродної системи $h \geq D$ [8, 9]. Іще одним важливим внутрішнім параметром електродної системи, який впливає на самоузгоджену електронно-іонну оптику ВТР, є відстань від поверхні плазмової межі до поверхні катода $d_{к.п.}$ [8, 9, 14—16].

Параметри фізико-топологічної моделі електродної системи електронної гармати ВТР. У роботах [15, 16] розглянуто концептуальну фізико-топологічну модель для системи електродів (див. рис. 1) та визначено її головні топологічні параметри:

висота анодної плазми d_p ;

Рис. 2. Узагальнені топологічні параметри електродної системи ВТР

положення плазмової межі відносно катода $d_{к.п.}$;

товщина катода h_k ;

висота анода h_a ;

максимальний радіус основи конусного анода $r_{a.}$;

мінімальний радіус основи конусного анода $r_{кон.}$, який відповідає області виведення електронного пучка із електронної гармати до технологічної камери;

радіус сфери катода R_k ;

максимальний поперечний розмір сферичної поверхні катода біля анода $r_{к1}$;

мінімальний поперечний розмір сферичної поверхні катода біля циліндричного електрода $r_{к2}$;

радіус циліндра $r_ц$ та його висота $h_ц$;

кут нахилу твірної основи анодного конусу α .

З урахуванням топологічних особливостей електродної системи ВТР, наведеної на рис. 1, вважаємо, що $R_k = \infty$ та $\alpha = 0$. Перехід від параметрів довжини електродів та міжелектродних відстаней до кута нахилу твірної анодної основи відносно осі симетрії електродної системи α спрощує завдання моделювання електродної системи з практичної точки зору. Це пов'язано з тим, що в процесі проектування конструкції гармати більшість розмірних параметрів електродної системи можна розрахувати через кут нахилу α , уникаючи неминучої похибки вимірювання лінійних геометричних розмірів. Головні обмеження на перелічені вище топологічні параметри запропонованої моделі наведено в роботі [16].

Оцінка положення плазмової межі в електродній системі з плоским кільцевим катодом. Базові геометричні розміри електродної системи ВТР з плоским катодом та магнітним фокусуванням електронного пучка показано на рис. 2. Головними з них є положення плазмової межі відносно поверхні катода $d_{к.п.}$, висота анода h_a та висота анодної плазми $d_п$. Із рис. 2 зрозуміло, що параметри $d_{к.п.}$ та $d_п$ є взаємозалежними: $d_п = h_a - d_{к.п.}$.

Параметри $d_п$ та $d_{к.п.}$ є внутрішніми параметрами моделі, а решта – конструктивними. Тому пошук залежностей $d_п(d_k, h_a, d_{пор}, d_{із})$ є головним завданням моделювання на першому етапі проектування газорозрядних електронних гармат. Це пов'язано з тим, що межа анодної плазми під час моделювання електронних гармат ВТР розглядається як рухомий

Рис. 3. Спрощена схема електронно-оптичної системи газорозрядного пристрою ВТР з плоским катодом для пояснення способу визначення положення плазмової межі: 1 — кільцевий катод; 2 — порожнистий анод; 3 — анодна плазма; 4 — межа анодної плазми; d_k — поперечний розмір емісійної поверхні катоду; $d_{из}$ — довжина ізоляційного проміжку; $d_{пор}$ — розмір кільцевої порожнини

електрод із заданим потенціалом та як джерело іонів, а розташування її відносно поверхні катода залежить від перелічених конструктивних параметрів електродної системи, а також від приведенного тиску у розрядній камері гармати p_{a0} та від прискорювальної напруги $U_{пр}$ [8, 9].

Електродна система, наведена на рис. 3, є окремим випадком електродної системи із тороїдальним катодом та конусним порожнистим анодом, топологію якої наведено на рис. 2.

В роботах [9, 15, 16] показано та обґрунтовано, що при великих струмах розряду плазмова межа паралельна поверхні катода, а об'єм анодної плазми не залежить від геометрії електродної системи. Це дозволяє визначати об'єм плазмової межі у системах ВТР із складною геометрією електродів з використанням простого аналітичного співвідношення [15, 16]: $V_{л} = V_{к}$, де $V_{л}$ — об'єм анодної плазми в еквівалентній лінійній електродній системі; $V_{к}$ — її об'єм в електродній системі (див. рис. 2), враховуючи те, що в лінійній електродній системі об'єм анодної плазми можна розрахувати з використанням співвідношення [9, 15]

$$V_{л} = \pi r_a^2 \left(L - \frac{I_{л}}{Q_{e0}} \left(\chi \gamma + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right) - \frac{5 \mu_{i0} k T_e}{r_k^2 p_{a0}^2 e \sqrt{\frac{m_i}{k T_e}}} \right), \quad (1)$$

де $I_{л}$ — струм розряду в лінійній електродній системі; r_a, r_k, L — геометричні розміри лінійної системи; m_e, m_i — маса електрона та маса іонів залишкового газу відповідно; Q_{e0} — усереднений перетин перезарядження іонів на

атомах газу; χ — середній коефіцієнт подовження траєкторій електронів у ВТР; T_e — температура електронів в плазмі; γ — коефіцієнт відбиття електронів від поверхні анода; μ_{i0} — рухомість електронів в анодній плазмі.

Об'єм, який займає анодна плазма в системі електродів гармати ВТР, схематично наведеної на рис. 3, можна розрахувати як об'єм тіла обертання [15]:

$$V_K = \int_a^b r^2(z) dz, \quad (2)$$

де $r(z)$ — аналітична функція, яка описує геометрію плазмової межі; a, b — межі інтегрування, які визначаються лінійними розмірами електродної системи, наведеними на рис. 2. Якщо плазмова межа вважається паралельною поверхні катода, тоді, згідно із співвідношенням (2), об'єм анодної плазми обчислюється через кут α як об'єм кульового сегмента [15, 16]:

$$V_K = \pi \left(\frac{4}{3} (R_K - d_n)^3 - R_{K1}^3 \right) \sin \left(\frac{\alpha}{2} \right) - r_{\text{ц}}^2 (R_K - d_n) - r_{\text{ц}}^2 \left(\frac{4}{3} \sin \left(\frac{\alpha}{2} \right) + (r_{\text{кон}} - d_n) \right). \quad (3)$$

Прирівнюючи співвідношення (1) і (3), отримуємо

$$\begin{aligned} & \frac{4}{3} \sin \left(\frac{\alpha}{2} \right) d_n^3 - 4R_K \sin \left(\frac{\alpha}{2} \right) d_n^2 - \left(4R_K^2 \sin \left(\frac{\alpha}{2} \right) - r_{\text{кон}}^2 \right) d_n - \\ & - \frac{4}{3} R_K^2 \sin \left(\frac{\alpha}{2} \right) + r_{\text{ц}}^2 (R_K - r_{\text{кон}}) + \frac{4}{3} r_{\text{кон}}^3 + (r_{K1} - r_{K2})^2 \times \\ & \times \left(L - \frac{I_{\text{л}}}{Q_{e0}} \left(\chi \gamma + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right) - \frac{5\mu_{i0} k T_e}{r_{\text{к}}^2 p_{a0}^2 e \sqrt{\frac{m_i}{k T_e}}} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Рівняння (4) є кубічним відносно параметру d_n і його можна розв'язати аналітично з використанням формул Кордано. Аналітичний розв'язок цього рівняння має вигляд [15]

$$p = \frac{3abc - b^2}{3a^2}; \quad q = \frac{2b^3 - 9abcb^2 + 27da^2}{3a^3};$$

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{4}{3} \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right); \quad b = 4R_K^2 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right); \quad c = r_{\text{кон}}^2 - 4R_K^2 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right); \\
 d &= r_{\text{ц}}^2(R_K - r_{\text{кон}}) + \frac{4}{3} r_{\text{кон}}^3 + (r_{\text{к1}} - r_{\text{к2}})^2 \times \\
 &\quad \times \left(L - \frac{I_{\text{л}}}{Q_{e0}} \left(\chi\gamma + \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right) - \frac{5\mu_{i0} k T_e}{r_{\text{к}}^2 p_{a0}^2 e \sqrt{\frac{m_i}{k T_e}}} \right); \\
 L &= R_K - \frac{r_{\text{кон}}}{1 - \tan(\alpha)}; \quad d_{\text{п}} = y - \frac{b}{3a}; \quad D = \left(\frac{p}{3}\right)^3 + \left(\frac{q}{2}\right)^2; \\
 u &= \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{D}}; \quad v = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{D}}; \quad y = u + v; \quad d_{\text{к.п}} = R_K - d_{\text{к.п}},
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

де a, b, c, d — коефіцієнти початкового кубічного рівняння (4); p, q — коефіцієнти модифікованого кубічного рівняння $y^3 + py + q = 0$; D — дискримінант цього рівняння, u, v, y — допоміжні змінні [15].

Числові розрахунки з використанням співвідношень (5) були виконані для наступних параметрів електродної системи ВТР: матеріал катода — алюміній; робочий газ — азот; $\gamma = 4,6$; $\chi = 4,3$; $Q_{e0} = 5,3 \cdot 10^{-19} \text{ м}^{-2}$; $T_e = 800 \text{ К}$; $h_{\text{кон}} = 0,01 \text{ м}$; $r_{\text{к1}} = 0,25 \text{ м}$; $r_{\text{к2}} = 0,15 \text{ м}$; $r_{\text{ц}} = 0,15 \text{ м}$; $h_a = 0,5 \text{ м}$; $U_{\text{пр}} = 15 \text{ кВ}$.

З урахуванням топологічних особливостей електродної системи ВТР (див. рис. 3) будемо вважати, що в системі рівнянь (5) $R_K = \infty$, $\alpha = 0$.

Можливість використання такого підходу обумовлена універсальністю фізико-топологічної моделі електродної системи джерел електронів ВТР, запропонованої в роботах [15, 16] (див. рис. 2).

На рис. 4 наведено графіки залежності відстані $d_{\text{к.п}}$ від струму розряду I_p , отримані в результаті комп'ютерного моделювання при різних значеннях тиску у розрядній камері p . Як бачимо на рис. 4, значення $d_{\text{к.п}}$ зменшується при збільшенні струму розряду I_p та робочого тиску в розрядній камері p_{a0} . Це пов'язано із зростанням об'єму, який займає анодна плазма.

Зростання об'єму анодної плазми при збільшенні струму розряду насамперед обумовлено збільшенням степеня іонізації залишкового газу прискореними електронами пучка [8, 15, 16]. При збільшенні тиску газу

Рис. 4. Графіки залежності відстані від плазмової межі до поверхні катода при різному тиску в розрядній камері пристрою, отримані з використанням співвідношень (6): 1 — $p = 1$ Па; 2 — $p = 2$ Па; 3 — $p = 3$ Па; 4 — $p = 4$ Па; 5 — $p = 5$ Па

збільшення об'єму анодної плазми обумовлено зростанням концентрації нейтральних атомів, які іонізуються електронним пучком [8, 9].

Як свідчить рис. 4, отримані залежності $d_{к.п}(I_p)$ є не рівномірно спадаючими, а асимптотичними. З теоретичної точки зору це можна пояснити тим, що за фізичних умов горіння ВТР при зростанні струму розряду положення плазмової межі завжди стабілізується і подальше збільшення струму обумовлене лише зростанням степені іонізації газу [9].

Аналогічні залежності $d_{к.п}(I_p)$ для пристроїв ВТР із сферичним катодом та конусним анодом, які формують електронні пучки з точковим фокусом, отримано в роботах [8, 9, 14]. Для пристроїв ВТР із просторовою геометрією електродів, які формують трубчасті та дискові електронні пучки, аналогічні залежності $d_{к.п}(I_p)$ отримано в роботах [15, 16].

Розрахунок розподілу електричного поля. За умови відомої геометрії плазмової межі розподіл електричного поля в електродній системі ВТР можна знайти за допомогою чисельного розв'язування рівняння Пуассона, записаного у циліндричних координатах, методом скінченних різниць.

З метою підвищення ефективності реалізації у сучасних системах комп'ютерних розрахунків, а також для використання можливостей проведення паралельних обчислень на сучасних багатоядерних процесорах та в розподілених комп'ютерних мережах, скінченно-різницею співвідношення для рівняння Пуассона, відповідно до концепції матричного програмування, запишемо у вигляді арифметико-логічного виразу [14, 17, 18]:

$$U_{k,l} = \left((l > 0) \frac{\frac{U_{k-1,l} + U_{k+1,l}}{h_r^2} + \frac{D_m U_{k,m} + C_m U_{k,l+1}}{h_z^2}}{\frac{2}{h_r^2} + \frac{2}{h_z^2}} + \right. \\ \left. + (l = 0) \frac{\frac{U_{k-1,l} + U_{k+1,l}}{h_r^2} + \frac{4U_{k,l+1}}{h_z^2}}{\frac{2}{h_r^2} + \frac{4}{h_z^2}} \right) (U_{\Pi} < U_{k,l} < U_{\Pi\Pi}) +$$

$$+ (U_{k,l} = U_{\text{п}}) U_{\text{п}} + (U_{k,l} < U_{\text{п}}) \frac{kh_r U_{\text{п}}}{r_{\text{п}} - r_{\text{а}}} + (U_{k,l} > U_{\text{пр}}) U_{\text{пр}}, \quad (6)$$

$$m = (l > 0)(l - 1) + (l = 0)1; \quad C_m = 1 + \frac{1}{2m}, \quad D_m = 1 - \frac{1}{2m},$$

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.

Розрахунок траєкторій заряджених частинок електронів та іонів в прикатодній області з урахуванням магнітного поля фокусувальної лінзи виконуємо, використовуючи відоме електронно-оптичне рівняння [10—13]:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\left(\frac{\partial Q(r, z)}{\partial r} - \frac{\partial Q(r, z)}{\partial z} \right) \left(1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right)}{2Q(r, z)};$$

$$Q(r, z) = \Theta(r, z) + \frac{q_s (\Theta(r, z) - \Theta_{\text{к}})^2}{8\pi^2 m_s r^2},$$

$$\Theta(r, z) = U(r, z) + \frac{4\pi I_{\text{л}}}{c};$$

$$B_r = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial Q(r, z)}{\partial r}; \quad B_z = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial Q(r, z)}{\partial z}.$$

де B_r і B_z — радіальна і повздовжня складові магнітної індукції; $\Theta(r, z)$ — узагальнене значення потенціалу в точці проведення розрахунків з урахуванням магнітного потоку; $I_{\text{л}}$ — еквівалентний струм, який створює магнітна лінза у заданій точці з координатами (r, z) ; $\Theta_{\text{к}}$ — магнітний потік на поверхні катода.

Для конструкції, схема якої показана на рис. 1, де магнітна лінза розташована за межами області прискорення заряджених часток в електричному полі, можна використовувати спрощений варіант електронно-оптичного рівняння, враховуючи лише розподіл електричного потенціалу $U(r, z)$ [9—13]:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{\left(\frac{\partial U(r, z)}{\partial r} - \frac{\partial U(r, z)}{\partial z} \right) \left(1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right)}{\frac{m_s v_s^2}{2} + 2Q(r, z) - U_{\text{е}}} =$$

$$= \frac{\left(\frac{\partial U(r, z)}{\partial r} - \frac{\partial U(r, z)}{\partial z} \right) \left(1 + \left(\frac{dr}{dz} \right)^2 \right)}{\sqrt{\frac{q_s (U(r, z) - U_e)}{2m_s} \frac{m_s v_s^2}{2} + 2Q(r, z) - U_e}}, \quad (7)$$

де m_s — маса частинки, яка рухається; v_s — її швидкість; q_s — її заряд; U_e — потенціал емітера частинок.

У роботі [14] розглянуто спосіб розв'язування рівняння (7) з використанням методу Рунге—Кутта четвертого порядку [17, 18] через формування рекурентної матриці та вектор-функції для обчислення її елементів. Проте, оскільки всі зв'язки між елементами сформованої матриці є рекурентними, розпаралелювання алгоритму розрахунку однієї траєкторії зарядженої частинки на стандартних багатоядерних процесорах або кластерах є неможливим. Однак надзвичайно ефективним є розпаралелювання таких алгоритмів для розрахунку кількох траєкторій із різних стартових точок емітера [14].

Моделювання розподілу поля фокусувальної магнітної лінзи. На даний час найбільш точною вважається апроксимація значення індукції магнітного поля короткої фокусувальної лінзи за Явором [10—13]. У роботах [10—13] показано, що така апроксимація завжди є адекватною у разі відсутності ефекту насичення феромагнітного матеріалу та виконання наступної умови щодо просторових розмірів лінзи:

$$0,5 \leq D_{\text{л}} / S_{\text{л}} \leq 2, \quad (8)$$

де $S_{\text{л}}$ — ширина немагнітного зазору; $D_{\text{л}}$ — товщина області намотаного дроту.

Згідно з апроксимацією за Явором, при виконанні співвідношення (8) та відсутності ефекту насичення феромагнітного матеріалу індукція магнітного поля на осі симетрії лінзи B_{z0} , з точністю до кількох відсотків, описується наступним аналітичним співвідношенням [10—13]:

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

де $I_{\text{м.л}}$ — струм магнітної лінзи; $N_{\text{л}}$ — кількість витків магнітної лінзи. Точність оцінок з використанням співвідношення (9) зазвичай становить 5—7 % [10—13].

За умови відомого розподілу магнітного поля на осі симетрії лінзи $B_{z0}(z)$, яке розраховується з використанням співвідношення (9), можна знайти індукцію магнітного поля у будь-якій точці електродної системи газорозрядного пристрою через розкладання до ряду Тейлора складових магнітної індукції B_r та B_z [10—13]:

$$B_r = -\frac{r}{2}B_{z0}' + \frac{r^3}{16}B_{z0}''' + \dots; \quad B_z = -\frac{r}{2}B_{z0} - \frac{r^2}{4}B_{z0}'' + \dots \quad (10)$$

Рівняння (9), (10) використовуються для розрахунку траєкторій електронів пучка в області вільного дрейфу в полі фокусувальної лінзи.

Розрахунок траєкторій електронів пучка в області вільного дрейфу та визначення фокальних параметрів пучка. За умови відомих траєкторій електронів пучка в області катодного падіння потенціалу з урахуванням просторового заряду електронів та іонів 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 власного просторового заряду електронів пучка, компенсованого іонами газу. Відповідна математична модель базована на алгоритмах розв'язування екстремальних задач, відомих із методів чисельного аналізу, та основ дискретної математики [18, 19].

Базові співвідношення моделі вільного дрейфу електронних пучків в іонізованому газі розглянуто у роботах [8, 9]. У роботі [9] 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, наведеної на рис. 1, яка призначена для формування порожнистого конусного електронного пучка із кільцевим фокусом в магнітному полі, алгоритм пошуку положення просторового фокусу електронного пучка та визначення його фокальних параметрів має бути дещо зміненим та уточненим.

Модель вільного дрейфу електронів пучка у іонізованому газі основана на тому, що за відсутності електричного та магнітного полів електрони рухаються між іонами у заданому напрямку та зіштовхуються 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 часток записується через зміну кута нахилу траєкторій електронів φ . Тоді через аналіз траєкторій електронів з використанням функцій дискретної математики [18] та

методів розв'язування екстремальних задач [19] обчислюються фокальні параметри електронного пучка. Для цього слід послідовно розрахувати траєкторії електронів через зміну координати трубки струму r за умови заданого кроку h_z за координатою z . У такий спосіб визначається положення трубки із максимальним струмом. Тоді положення фокуса пучка F_{Π} відповідає координаті z , для якої значення r для трубки із максимальним струмом є мінімальним.

Аналогічно обчислюються фокальні параметри порожнистого конусного електронного пучка, якими є радіус фокального кільця R_{Φ} та його товщина T_{Φ} . Радіус фокального кільця відповідає положенню трубки із максимальним струмом за координатою r у фокальній площині, а його товщина розраховується як різниця положення двох віддалених трубок із мінімальними струмами. Відповідний алгоритм пошуку фокальних параметрів електронного пучка розглянуто в роботах [15, 16].

Співвідношення дискретної математики, які відповідають цьому алгоритму, мають наступний вигляд [9, 15, 16]:

$$\begin{aligned}\Omega_k &= \{k \mid 1 \dots K, k \in N\}; \quad M = \lceil D/h_r \rceil; \quad \Omega_i = \{i \mid 1 \dots M, k \in N\}; \\ r(i, k) &= r(i, k-1) + h_z \operatorname{tg}(\varphi(i, k)); \quad j_{\Pi}^{\max}(k) = \max_{i \in \Omega_i} [j_{\Pi}(i, k)]; \\ r_{\Pi}^{\max}(k) &= \max_{i \in \Omega_i} [r_{\Pi}(i, k)]; \\ F_{\Pi} &= d_{\kappa, \Pi} + h_z \arg \min_{i \in \Omega_i} (r_{\Pi}^{\max}); \\ r_{\Pi, 1}^{\min}(k) &= \arg [0, 1 j_{\Pi}^{\max}(k)] \Big|_{z=F_{\Pi}, r_{\Pi} < r_{\Pi}^{\max}}; \\ r_{\Pi, 2}^{\min}(k) &= \arg [0, 1 j_{\Pi}^{\max}(k)] \Big|_{z=F_{\Pi}, r_{\Pi} > r_{\Pi}^{\max}}; \\ r_{\Pi}^{\max}(k) T_{\Phi} &= (r_{\Pi, 2}^{\min}(k) - r_{\Pi, 1}^{\min}(k)) \Big|_{z=F_{\Pi}},\end{aligned} \tag{11}$$

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 області, яка розраховується; h_z — крок дискретизації області, що розраховується; $r_{\Pi}(k)$ — радіус пучка для поточної координати z , заданої відліковою точкою k ; $j_{\Pi}^{\max}(k)$ — максимальне значення струму у поперечному перетині електронного пучка, що розглядається; R_{Φ} — радіус фокального кільця електронного пучка; F_{Π} — його фокусна відстань; T_{Φ} — товщина фокального кільця.

Ітераційні розрахунки з використанням співвідношень (11) виконуються доти, доки не буде виконане співвідношення:

$$r_{\pi}^{\max}(k) > r_{\pi}^{\max}(k-1). \quad (12)$$

Якщо умову (12) виконано, можна вважати, що єдиний мінімум, який має функція $r_{\pi}^{\max}(k)$, знайдено, та положення фокусу пучка F_{π} відповідає такій азимутальній координаті:

$$F_{\pi} = d_{\kappa,\pi} + h_z(k-1). \quad (13)$$

Для урахування впливу на формування електронного пучка процесу розсіювання електронів на іонах та нейтральних атомах залишкового газу використано модель розсіювання Резерфорда [10—13]:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\max}}{2}\right) &= \frac{Ze^2}{m_e v_e^2 r_{\pi}(i)}; \quad v_e(r, z) = \sqrt{\frac{2eU(r, z)}{m_e}}; \\ \operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\min}}{2}\right) &= \frac{10^{-4} Z^{4/3}}{2\gamma_p \beta^2}; \quad dL = h_z \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2(\varphi)}; \\ d\theta &= \frac{4Z(Z+1) r_e^2 \gamma_p^2}{(\gamma_p^2 - 1)^2} n_0 dL \ln\left(\frac{\theta_{\min}}{\theta_{\max}}\right); \quad \varphi(i, k) = \varphi(i, k-1) = d\theta, \end{aligned} \quad (14)$$

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; $\theta_{\min}$ і $\theta_{\max}$ — мінімальний і максимальний кути розсіювання; $\beta = v_e / c$ — відношення швидкості електронів пучка до швидкості світла; r_{π} — радіус електронного пучка на даній ітерації; n_0 — концентрація атомів газу; $\bar{\theta}$ — середній кут розсіювання.

Вплив іонного фокусування на траєкторії електронів пучка залежить безпосередньо від тиску газу в порожнині конусного аноду та визначається концентрацією іонів, яка для заданого значення тиску та прискорювальної напруги розраховується за допомогою співвідношення [9—13]

$$n_{i0} = \sqrt{\pi} r_{\pi}^2 B_i p n_e \sqrt{\frac{M_i \varepsilon_0 n_e}{m_e U_{\text{пр}}}} \exp\left(-\frac{U_{\text{пр}}}{\varepsilon_0 n_e r_{\pi}^2}\right), \quad (15)$$

де n_{i0} — концентрація іонів на осі симетрії пучка; B_i — степінь іонізації газу; p — тиск газу; n_e — концентрація електронів; M_i — молекулярна маса іонів газу; ε_0 — діелектрична стала. Тоді для елементарної трубки

Рис. 5. Графік розподілу густини струму електронного пучка у його фокальній площині, отриманий в результаті моделювання електродної системи пристрою ВТР (див. рис. 1)

струму електронного пучка можна записати наступну систему алгебро-диференціальних рівнянь [9]:

$$f = \frac{n_e}{n_{i0} - n_e}; \quad C = \frac{I_{\pi}(1 - f - \beta^2)}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} U_{\pi}^{3/2}}; \quad (16)$$

$$\frac{d^2 r_{\pi}}{dz^2} = \frac{C}{r_{\pi}} - \frac{e r_{\pi} B_{z0}^2}{8m_e U_{\pi}}; \quad \theta = \frac{d^2 r_{\pi}}{dz^2} + \theta_p,$$

де f — степінь компенсації просторового заряду електронного пучка іонами залишкового газу; B_{z0} — індукція магнітного поля, яке створюється фокусувальною лінзою на осі симетрії лінзи; θ_p — кут розсіювання електронного пучка у залишковому газі $\phi(i, k)$, який визначається співвідношеннями (14).

У роботі [14] показано, що можна записати рекурентну матрицю для розрахунку фокальних параметрів електронного пучка. Для розрахунку мінімальних та максимальних значень для кожної сторінки такої матриці $\mathbf{M}$ запропоновано використовувати наступні арифметико-логічні вирази [14]:

$$\begin{aligned} x_{\max}(1) &= x(1); \quad x_{\max}(j) = (x(j) \geq x_{\max}(j-1))x(j) + \\ &+ (x(j) < x_{\max}(j-1))x_{\max}(j-1); \quad j = 2 \dots i; \\ x_{\min}(1) &= x(1); \quad x_{\min}(j) = (x(j) \leq x_{\min}(j-1))x(j) + \\ &+ (x(j) > x_{\min}(j-1))x_{\min}(j-1); \quad j = 2 \dots i. \end{aligned} \quad (17)$$

Результати моделювання. З використанням співвідношень (5)—(7), (9)—(17) отримано залежності розподілу струму порожнистого електронного пучка у фокальній площині, а також знайдені радіус пучка

Рис. 6. Розраховані граничні траєкторії порожнистого електронного пучка в області розташування фокусувальної магнітної лінзи

та товщина фокального кільця (рис. 5). Розрахунки проводились для прискорювальної напруги $U_{пр} = 15$ кВ, робочий газ — азот, тиск газу у розрядній камері — $p_{a0} = 3$ Па, струм фокусувальної лінзи — 1,5 А, кількість витків магнітної лінзи — 1000.

За таких умов фокальна площа електронного пучка розташовувалась на відстані $F_{п} = 136,75$ 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 $d_{к.п} = 38,42$ мм. Товщина фокального кільця для заданих параметрів гармати та визначеної геометрії електродної системи складала $T_{ф} \approx 4,9$ мм, кут повороту електронного пучка в полі фокусувальної лінзи — 32° .

На рис. 6 наведено розраховані граничні траєкторії електронного пучка в області розташування фокусувальної магнітної лінзи. На основі отриманих результатів моделювання було теоретично оцінено конструктивні геометричні параметри газорозрядного пристрою з фокусувальною магнітною лінзою, призначеного для формування порожнистого конусного електронного пучка.

Результати проведених досліджень засвідчили, що такі пристрої можна ефективно використовувати в сучасних електронно-променевих технологіях для зварювання, плавлення та відпалювання металевих виробів [8, 9]. Проте слід враховувати, що при виконанні відповідної технологічної операції для вибору електронної гармати ВТР з магнітним фокусуванням електронного пучка товщина фокального кільця є досить значною та складає кілька міліметрів. Незважаючи на це суттєвою перевагою газорозрядних гармат є висока ефективність їх роботи в середовищі різних газів та можливість формування електронних пучків із складною просторовою геометрією, зокрема пучків із кільцевим та лінійним фокусом.

Висновки

Для ефективного використання сучасних засобів програмування математичні співвідношення, які описують фізичні процеси в ВТР, можуть бути записані через арифметико-логічні вирази. Слід зазначити, що для моде-

лювання електронних гармат ВТР, які формують електронні пучки з точковим та кільцевим фокусом, використовується однаковий математичний апарат. Це у значній мірі спрощує моделювання для різних конструкцій гармат ВТР. Результати моделювання засвідчили, що товщина фокального кільця в гарматі з магнітним фокусуванням електронного пучка складає одиниці міліметрів, а густина струму електронного пучка у фокусі може досягати 10^5 А/м². Такі електронні пучки можна успішно використовувати в сучасних технологіях зварювання та плавлення металів. Отримані результати можуть бути цікавими для спеціалістів, які займаються розробкою та впровадженням у виробництво сучасних електронно-променевих технологій та відповідних технологічних пристроїв.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. 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. // *Elektrotechnika and Electronica (E+E)*, 2014. Vol. 49, № 5–6, pp. 115-121.
2. 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, pp. 183-195.
3. 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: SVC, 2011, pp. 202-209.
4. 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.
5. Mattausch G., Scheffel B., Zywitzki O. et al. Technologies and tools for the plasma-activated EB high-rate deposition of Zirconia. // *Elektrotechnika and Electronica (E+E)*, 2012, Vol. 47, № 5-6, pp. 152-158.
6. Druzhinin A.A., Ostrovskii I.P., Khoverko Y.N. et al. Low temperature characteristics of germanium whiskers // *Functional materials*, 2017, 21 (2), pp. 130-136.
7. Druzhinin A.A., Bolshakova I.A., Ostrovskii I.P. et al. Low temperature magnetoresistance of InSb whiskers // *Materials Science in Semiconductor Processing*, 2015, 40, pp. 550-555.
8. Denbnovetskiy S., Melnyk V., Melnyk I. et al. Principles of operation of high voltage glow discharge electron guns and particularities of its technological application // *Proceedings of SPIE – The International Society of Optical Engineering*, 2017, pp. 10445-10455.
9. Melnyk I., Tyhai S., Pochynok A. Universal Complex Model for Estimation the Beam Current Density of High Voltage Glow Discharge Electron Guns. // *Lecture Notes in Networks and Systems*, 2021, 152, pp. 319-341. <https://www.springer.com/gp/book/9783030583583>
10. Каспер Э., Хокс П. Основы электронной оптики. В 2-х томах. Т. 1: Пер. с англ. М.: Мир, 1993, 552 с.
11. Каспер Э., Хокс П. Основы электронной оптики. В 2-х томах. Т. 2: Пер. с англ. М.: Мир, 1993, 480 с.
12. Молоковский С.И., Сушков Д.И. Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1991, 304 с.
13. Szilagyi M. *Electron and Ion Optics*. Springer Science & Business Media, 2012, 638 p.

14. Мельник І.В., Починок А.В. Использование матричных алгоритмов для расчета траекторий заряженных частиц и определения фокальных параметров электронного пучка // *Електрон. моделювання*, 2020, **42**, № 1, с. 73—90.
15. Мельник І.В., Починок А.В. Моделирование источников электронов высоковольтного тлеющего разряда, формирующих профильные электронные пучки. // *Изв. высших учебных заведений. Радиоэлектроника*, 2019, **62**, № 6 (684), с. 311—323.
16. Мельник І.В., Починок А.В. Система конструктивних геометричних параметрів моделі електронних гармат високовольтного тліючого розряду, які формують профільні електронні пучки. // *Системні дослідження та інформаційні технології*, 2019, №1, с. 50—65.
17. Самарский А.А., Гулин А.В. Численные методы. Учеб. пособие для вузов. М.: Наука, 1989, 432 с.
18. Mathews J.H., Fink K.D. Numerical Methods. Using Matlab. Third Edition. Amazon, 1998.
19. Васильев Ф.П. Численные методы решения экстремальных задач / Учеб. пособие для вузов. М.: Наука, 1988, 552 с.

Отримано 27.07.21;
після доопрацювання 01.09.21

REFERENCES

1. Grechanyuk, M.I., Melnyk, A.G., Grechanyuk, I.M., Melnyk, V.G. and Kovalchuk, D.V. (2014), “Modern electron beam technologies and equipment for melting and physical vapor deposition of different materials”, *Elektrotechnica and Electronica (E+E)*, Vol. 49, no. 5-6, pp. 115-121.
2. Mattausch, G., Zimmermann, B., Fietzke, F., Heinss, J.P., Graffél, B., Winkler, F., Roegner, F.H. and Metzner, C. (2014), “Gas discharge electron sources – proven and novel tools for thin-film technologies”, *Elektrotechnica and Electronica (E+E)*, Vol. 49, no. 5-6, pp. 183- 195.
3. 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, SVC, pp. 202- 209.
4. Yarmolich, D., Nozar, P., Gleizer, S., Krasik, Y.E., Mittica, G., Ancora, C., Brillante, A., Bilotti, I. and Tiliani, C. (2011), “Characterization of deposited films and the electron beam generated in the pulsed plasma deposition gun”, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 50, no. 8.
5. Mattausch, G., Scheffel, B., Zywitzki, O., Metzner, C. and Roegner, F.H. (2012), “Technologies and tools for the plasma-activated EB high-rate deposition of Zirconia”, *Elektrotechnica and Electronica (E+E)*, Vol. 47, no. 5-6, pp. 152-158.
6. Druzhinin, A.A., Ostrovskii, I.P., Khoverko, Y.N., Liakh-Kaguy, N. S. and Vuytsyk, A.M. (2017), “Low temperature characteristics of germanium whiskers”, *Functional materials*, Vol. 21, no. 2, pp. 130-136.
7. Druzhinin, A.A., Bolshakova, I.A., Ostrovskii, I.P., Khoverko, Y.N. and Liakh-Kaguy, N.S. (2015), “Low temperature magnetoresistance of InSb whiskers”, *Materials Science in Semiconductor Processing*, Vol. 40, pp. 550-555.
8. Denbnovetskiy, S., Melnyk, V., Melnyk, I., Tugai, B., Tuhai, S., Wojcik, W., Lawicki, T., Assambay, A. and Luganskaya, S. (2017), “Principles of operation of high voltage glow discharge electron guns and particularities of its technological application”, *Proceedings of SPIE, The International Society of Optical Engineering*, pp. 10445-10455.

9. Melnyk, I., Tyhai, S. and Pochynok, A. (2021), "Universal Complex Model for Estimation the Beam Current Density of High Voltage Glow Discharge Electron Guns", *Lecture Notes in Networks and Systems*, Vol. 152, pp. 319-341, available at: <https://www.springer.com/gp/book/9783030583583>.
10. Kasper, E. and Hoks, P. (1993), *Osnovy elektronnoy i ionnoy optiki. V 2-h tomah. T. 1* [Fundamentals of Electronic Optics. In 2 volumes. V. 1], Mir, Moscow, Russia.
11. Kasper, E. and Hoks, P. (1993), *Osnovy elektronnoy i ionnoy optiki. V 2-h tomah. T. 2* [Fundamentals of Electronic Optics. In 2 volumes. V. 2], Mir, Moscow, Russia.
12. Molokovskiy, S.I. and Sushkov, D.I. (1991), *Intensivnye elektronnye i ionnye puchki* [Intense electron and ion beams], Energiia, Moscow, Russia.
13. Szilagy, M. (2021), *Electron and Ion Optics*, Springer Science & Business Media.
14. Melnyk, I.V. and Pochynok, A.V. (2020), "Using of Matrix Algorithms for Calculation of Trajectories of Charged Particles and for Defining Parameters of Electron Beam", *Elektronnoye modelirovaniye*, Vol. 42, no. 1, pp. 73-90.
15. Melnyk, I.V. and Pochynok, A.V. (2019), "Simulation of high-voltage glow discharge electron sources forming profile electron beams", *Radioelektronika*, Vol. 48, no. 6, pp. 311-323.
16. Melnyk, I.V. and Pochynok, A.V. (2019), "System of constructive geometrical parameters of the model of electronic guns of high-voltage glow discharge, which form profile electron beams", *Systemni doslidzhennia ta informatsiini tehnologii*, Vol. 1, pp. 50-65.
17. Samarskiy, A.A. and Gulin, A.V. (1989), *Chislennyye metody. Uchebnoye posobie dlia vuzov* [Numerical methods. Textbook for universities], Nauka, Moscow, Russia.
18. Mathews, J.H. and Fink, K.D. (1998), *Numerical Methods. Using Matlab*. Third Edition, Amazon.
19. Vasiliev, F.P. (1988), *Chislennyye metody resheniia ekstremal'nykh zadach. Uchebnoye posobie dlia vuzov* [Numerical methods for solving extreme problems. Textbook for universities], Nauka, Moscow, Russia.

Received 29.07.21;
after revision 01.09.21

I.V. Melnyk, S.B. Tuhai, V.O. Kyryk, I.S. Shved

MODELING OF ELECTRODE SYSTEMS OF GAS-DISCHARGE GUNS WITH FOCUSING OF AN ELECTRONIC BEAM IN A MAGNETIC FIELD OF A SHORT LENS

In the article, based on the analysis of the basic provisions of the theory of high - voltage glow discharge (HVGD), a method of modeling electrode systems of gas discharge guns with focusing of the electron beam in the field of a short magnetic lens is proposed. To calculate the electric field in the electrode system the finite-difference Poisson equation has been used, which, to simplify its using in the software, is written in the form of an arithmetic-logical expression. Analysis of the guiding of the electron beam in the free drift region was performed with using a system of equations of discrete mathematics based on the Rutherford scattering model. A numerical algorithm for calculating the focus position of the electron beam and its focal diameter is also proposed. To estimate the position of the plasma boundary, a simulation method based on the conversion of the anode plasma volume from a one-dimensional system to the actual spatial geometry of the electrodes was used. In this case, the calculation of the height of the anode plasma in a real electrode system is reduced to the analytical solution of the cubic equation. The calculation of the magnetic field of a short lens was performed using the Yavor model. To implement the proposed methods of modeling HVGD guns, it is proposed to use

arithmetic and logical expressions and methods of matrix programming. The obtained results of calculations on the distribution of the electric field in the electrode system, the boundary trajectories of the electron beam in the field of magnetic lense, as well as the distribution of the current density in the focal plane of the hollow electron beam with the ring focus are presented.

K e y w o r d s: technological electron sources, high voltage glow discharge, anode plasma, magnetic focusing.

МЕЛЬНИК Ігор Віталійович, д-р техн. наук, професор кафедри електронних пристроїв та систем Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського». В 1989 р. закінчив Київський політехнічний інститут. Область наукових досліджень — моделювання електронно-променевих технологічних пристроїв, теорія газового розряду, програмування та теорія алгоритмів.

ТУГАЙ Сергій Борисович, канд. техн. наук, доцент кафедри електронних пристроїв та систем Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського». В 2002 р. закінчив Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут». Область наукових досліджень — експериментальне дослідження технологічних електронних пристроїв, теорія високовольтного тліючого розряду, електронно-променеві технології.

КИРИК Володимир Олександрович, магістрант кафедри електронних пристроїв та систем Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського». Область наукових досліджень — теорія високовольтного тліючого розряду.

ШВЕД Ірина Сергіївна, бакалавр кафедри електронних пристроїв та систем Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського». Область наукових досліджень — теорія високовольтного тліючого розряду.