

УДК 537.525:621.325

С.В. Денбовецький, І.В. Мельник, В.Г. Мельник, С.Б. Тугай

МОДЕЛЮВАННЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРІОДНИХ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ДЖЕРЕЛ ЕЛЕКТРОНІВ ВИСОКОВОЛЬТНОГО ТЛІЮЧОГО РОЗРЯДУ З УРАХУВАННЯМ ПРОЦЕСІВ ВЗАЄМОДІЇ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК В АНОДНІЙ ПЛАЗМІ

The paper studies the problems of mathematical simulation of triode high voltage discharge gap and defines its current-voltage characteristics. We obtain analytical relations to calculate current-voltage characteristics of triode high voltage glow discharge (HVGd) electron sources. The proposed calculation technique is based on analyzing charged particles balance in HVGd anode plasma taking into account the condition of self-dependence of its lighting. The model is very simple and universal. Basic model parameters are geometry dimensions of discharge gap, specifically the longitudinal length of anode plasma, which can be calculated analytically by solving the cubic equation. It is classified as physical-topology model and allows making preliminary theoretical estimations of energy parameters of HVGd electron sources at the pilot design stage. Divergence between calculations and experimental data is less than 15 %.

Вступ

Сьогодні технологічні джерела електронів на основі високовольтного тліючого розряду (ВТР) знаходять широке застосування у промисловості. Особливо перспективним є використання таких джерел електронів у електронній промисловості, приладобудуванні, машинобудуванні та металургії. За їх допомогою можна виконувати такі термічні операції, як високошвидкісні зварювання тонкостінних виробів у низькому та середньому вакуумі, нанесення композитних покриттів у середовищі активних або інертних газів за умови низького тиску, вакуумне переплавлення тугоплавких металів із метою їх рафінування, відпалювання малогабаритних виробів [1–3]. Однак складні та різноманітні фізичні процеси, які проходять у ВТР та пов'язані із елементарними та колективними взаємодіями заряджених частинок, сьогодні недостатньо вивчені та не мають точного математичного опису, що не дає можливості проектувальникам на етапі розроблення джерел електронів на основі ВТР використовувати сучасні засоби комп'ютерного моделювання. Проте математичне забезпечення сучасних математичних програмних комплексів, зокрема, системи науково-технічних розрахунків MatLab, дає змогу створювати програмне забезпечення, призначене для моделювання різноманітних електронних пристроїв, у т.ч. технологічних джерел електронів на основі ВТР, на різних рівнях ієрархії [4, 5]. Основні особливості програмної реалізації таких моделей розглядалися у працях [4–7].

Останнім часом промисловці дуже зацікавлені впровадженням у виробництво тріодних джерел електронів на основі ВТР, у разі використання яких за рахунок ефективного керування струмом електронного пучка можна забезпечити підвищену стабільність параметрів технологічного процесу, необхідну в сучасному виробництві, насамперед у приладобудуванні та електронній промисловості. У випадку використання малоінерційного електричного керування струмом електронного пучка підвищується продуктивність електронно-променевого обладнання та відсоток виходу придатних виробів. Проведені дослідження показали, що у діодних джерелах електронів на основі ВТР, за умови керування параметрами розряду через зміну робочого тиску в розрядному проміжку, максимальне значення сталої часу регулювання струмом розряду становить близько кількох мілісекунд. Такі великі значення часу регулювання не відповідають вимогам до багатьох процесів сучасних електронно-променевих технологій [8]. У зв'язку з цим є необхідність у подальшому розвитку теорії ВТР для тріодних електродних систем. При цьому найбільш цікавими є дослідження параметрів анодної плазми й аналіз енергетики розрядного проміжку.

Постановка задачі

Мета роботи – розробити математичну модель тріодних джерел електронів ВТР, яка дасть можливість через аналіз параметрів анодної плазми та розрахунок ступеня іонізації газу визначити струм електронного пучка, який формується.

Фізичні процеси у тріодному високовольтному розрядному проміжку та параметри фізико-топологічної моделі, яка формується

Схему високовольтного тріодного розрядного проміжку у випадку подавання позитивного потенціалу на керуючий електрод наведено на рис. 1. Пристрій, що моделюється, містить три електроди:

- катод ВТР (1), з якого здійснюється емісія електронів під впливом його бомбардування іонами;
- анод ВТР (3), який для схеми підключення, що розглядається, одночасно є катодом допоміжного розряду;
- кільцевий керуючий електрод (7), призначений для запалювання допоміжного розряду.

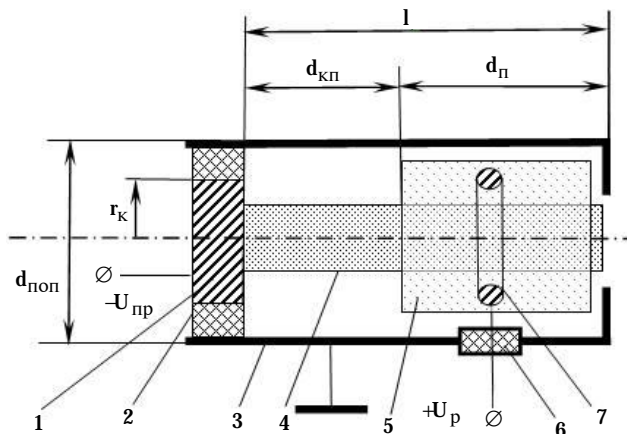


Рис. 1. Схема тріодного високовольтного розрядного проміжку: 1 – катод; 2 – високовольтний ізолятор; 3 – анод ВТР, який є катодом допоміжного розряду; 4 – електронний пучок; 5 – анодна плазма; 6 – низьковольтний ізолятор; 7 – кільцевий електрод для запалювання допоміжного розряду

Для забезпечення електричної міцності розрядного проміжку між електродами встановлено ізолятори 2 та 6. На катод подається прискорювальна напруга $-U_{пр}$, а на керуючий електрод – напруга керування $+U_p$. Анод ВТР (3) в електродній системі, яка розглядається, заземлений (див. рис. 1), тому значення всіх потенціалів визначаються відносно цього електрода. З іншого боку, враховуючи полярність напруг, які подаються на електроди, анод ВТР у цій системі може розглядатися як катод допоміжного розряду. У реальних технологічних електронних гарматах зазвичай прискорювальна напруга становить одиниці-десятки кіло-

вольтів, а напруга керування – десятки-сотні вольтів [1, 3, 7].

У розглядуваному високовольтному тріодному розрядному проміжку анодна плазма (5) виконує роль джерела іонів та прозорого електрода з фіксованим потенціалом, і саме з огляду на ці фізичні особливості проводиться аналіз властивостей анодної плазми в математичних моделях пристроїв ВТР [1, 7, 10, 11].

Позитивні іони, які емітуються з поверхні анодної плазми (5), рухаються у напрямку до катода ВТР (1) і під дією іонного бомбардування із його поверхні емітуються електрони. За умови відповідних електронно-оптичних властивостей розрядного проміжку з електронів, що емітуються з поверхні катода ВТР, створюється електронний пучок, який збігається [10, 11]. Відмінною особливістю розглядуваної тріодної системи ВТР із кільцевим керуючим електродом є те, що потенціал плазми близький до потенціалу на керуючому електроді U_p . Принципово можливі й інші конструкції тріодних систем ВТР, проте їм відповідають інші геометричні форми електродів та інші схеми їх підключення. Зокрема, у праці [9] розглядалася електродна система із циліндричним керуючим електродом, на який подавався негативний потенціал відносно анода ВТР. Можливим є також використання пластинчастих електродів. Проте у будь-якому випадку схема підключення електродів має бути такою, щоб у разі запалювання допоміжного розряду забезпечувався ефект порожнистого катода [9].

На рис. 1 показано також головні геометричні розміри аналізованого розрядного проміжку ВТР. Ці розміри будуть надалі використовуватися під час формування фізико-топологічної моделі. Основними із цих розмірів є: поздовжній розмір розрядного проміжку l , його поперечний розмір $d_{поп}$, поздовжній розмір анодної плазми d_p , відстань від катода до межі анодної плазми $d_{кп}$, а також поперечний розмір катода r_k . Ще одним важливим внутрішнім параметром моделі, яка формується, є приведений тиск p_{a0} , який, за умов горіння ВТР і із врахуванням запалювання допоміжного розряду, може перебувати в діапазоні 0,1–10 Па. Таким чином, фізичні умови горіння основного та допоміжного розрядів у тріодній електродній системі ВТР однозначно визначаються матеріалами електродів, складом і тиском робочого газу, при-

скорювальною напругою та напругою на допоміжному електроді. Але при цьому на умови горіння розряду істотно впливають елементарні процеси взаємодії часток між собою та з поверхнями електродів. Серед цих процесів найважливішими є такі:

1. Емісія електронів з поверхні катода ВТР під дією її бомбардування іонами, які емітуються з поверхні анодної плазми. Цей електродний процес характеризується коефіцієнтом вторинної іонно-електронної емісії γ_{ef} , який залежить від прискорювальної напруги $U_{пр}$ та від приведенного тиску газу p_{a0} [7, 10–14].

2. Фізичні процеси, пов'язані з іонізацією газу швидкими електронами пучка та повільними електронами, відбитими від анода ВТР. Процеси іонізації характеризуються відповідними перетинами іонізації $Q_{ш}$ для швидких та $Q_{п}$ для повільних електронів [10, 12–14].

3. Процес перезарядження іонів на атомах залишкового газу. Цей процес у разі заданої енергії іонів E_i для заданої величини приведенного тиску p_{a0} характеризується ефективним перетином перезаряджень Q_{i0} [7, 10–14].

4. Процес амбіполярної дифузії іонів у анодній плазмі, внаслідок якого іони виходять із плазми на катод допоміжного розряду. За умови заданого приведенного тиску в розрядному проміжку p_{a0} амбіполярна дифузія характеризується довжиною вільного пробігу електронів λ_e та іонів λ_i [12–14].

5. Процес вторинної іонно-електронної емісії з поверхні катода допоміжного розряду під дією його бомбардування повільними іонами, які виходять із анодної плазми. Цей процес характеризується коефіцієнтом вторинної емісії γ [14].

Наведені вище внутрішні параметри моделі, що формується, характеризують елементарні взаємодії заряджених частинок між собою, із залишковим газом та з поверхнями електродів, найчастіше беруться із довідкової літератури [12–14]. Якщо для матеріалів електродів, які використовуються, та складу робочого газу відповідні довідникові дані відсутні, то потрібні параметри моделі визначаються експериментально. З точки зору формальних ознак класифікації моделей, які розглядаються у теорії САПР, модель тріодного проміжку ВТР, що пропонується, є фізико-топологічною [6].

Математичний опис процесів іонізації газу в анодній плазмі за умови запалювання допоміжного розряду

Вище було наведено дані про проведений аналіз основних фізичних процесів, які проходять у тріодному розрядному проміжку ВТР. При цьому особливу увагу було звернено на необхідність аналізу процесів, які пов'язані із іонізацією газу в анодній плазмі та з амбіполярною дифузією іонів із плазми на анод ВТР. Ці процеси визначають рівноважний стан плазми, тому концентрацію іонів у ній можна визначити із рівняння балансу. За умови горіння допоміжного розряду в тріодній системі ВТР рівняння балансу іонів запишеться у вигляді [12, 13]

$$z_{ш} + z_{п} + z_{р} = z_{д}, \quad (1)$$

де $z_{ш}$ – ефективність іонізації газу швидкими електронами пучка; $z_{п}$ – ефективність іонізації газу повільними відбитими електронами; $z_{р}$ – ефективність створення іонів у допоміжному розряді; $z_{д}$ – ефективність виходу іонів з плазми через дифузію.

Таким чином, для побудови фізико-математичної моделі розрядного проміжку ВТР необхідно записати систему рівнянь, яка дасть можливість аналітично або чисельно оцінити параметри основних фізичних процесів, пов'язаних із іонізацією газу, а потім підставити отримані для ефективностей іонізації математичні вирази до співвідношення (1).

Ефективність іонізації газу швидкими електронами $z_{ш}$ можна оцінити зі співвідношення [12]

$$z_{ш} = \frac{j_{ек} d_{п} p_{a0} A_i U_{пр}^{-a_i}}{e} \times (1 + \eta_i (1 - f (1 - d_{п} p_{a0} Q_{ep0})) \eta_U^{-a_i} k_e), \quad (2)$$

де $j_{ек}$ – густина струму електронів на поверхні катода; η_i та η_U – коефіцієнти відбивання електронів від анода ВТР за струмом та за енергією відповідно; k_e – коефіцієнт подовження траєкторій електронів; f – коефіцієнт прозорості анода ВТР; Q_{ep0} – перетин розсіювання електронів на іонах залишкового газу; A_i , a_i – напівемпіричні коефіцієнти.

Ефективність іонізації газу повільними електронами $z_{\text{п}}$ за умови відомих параметрів робочого газу визначається за наступною формулою [12]:

$$z_{\text{п}} = \frac{d_{\text{п}} p_{\text{a0}} n_{\text{e}}}{4} \sqrt{\frac{8kT_{\text{e}}}{\pi m_{\text{e}}}} \bar{Q}_{\text{еп0}}, \quad (3)$$

де n_{e} – концентрація іонів у плазмі; $\bar{Q}_{\text{еп0}}$ – усереднений перетин іонізації газу повільними, відбитими від анода ВТР електронами, який визначається таким чином [12]:

$$\bar{Q}_{\text{еп0}} = N_0 \alpha_i \left(U_i + \frac{2kT_{\text{e}}}{e} \right) \exp\left(-\frac{eU_i}{kT_{\text{e}}}\right), \quad (4)$$

де U_i – потенціал іонізації газу; N_0 – стала Лошмідта [12]; α_i – напівемпірична стала, константа для цього робочого газу.

З огляду на умови самостійності горіння ВТР, для ефективності дифузійного розсіювання іонів у анодній плазмі $z_{\text{д}}$ було отримане наступне співвідношення [12]:

$$z_{\text{д}} = \frac{\pi^2 n_i \mu_{i0} kT_{\text{e}}}{d_{\text{п}} p_{\text{a0}} e}, \quad (5)$$

де μ_{i0} – рухомість іонів у анодній плазмі для робочого газу, який використовується.

Для амбіполярної дифузії в тріодній системі ВТР кількість іонів $z_{\text{р}}$, які створюються у допоміжному розряді, можна обчислити за формулою [11, 12]

$$z_{\text{р}} = \frac{\pi^2 n_i \mu_{i0} \gamma d_{\text{ноп}} U_{\text{р}} (eU_{\text{р}} + kT_{\text{e}})}{d_{\text{п}} p_{\text{a0}} \lambda_{\text{e}}}, \quad (6)$$

де T_{e} – температура електронів у плазмі із врахуванням її нагрівання електронним пучком; λ_{e} – довжина вільного пробігу електронів; γ – коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії з поверхні анода ВТР. Для оцінювання довжини вільного пробігу електронів λ_{e} в умовах горіння низьковольтного самостійного розряду можна використовувати таке напівемпіричне аналітичне співвідношення [13]:

$$\lambda_{\text{e}} = \frac{9kT_{\text{e}} (eU_{\text{р}} + kT_{\text{e}})^2}{4\pi e^4 p_{\text{a0}} \ln \left(1,5 - \sqrt{\frac{kT_{\text{e}} (eU_{\text{р}} + kT_{\text{e}})^3}{\pi p_{\text{a0}}}} \right)}. \quad (7)$$

Усереднений коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії γ у разі енергії іонів поряд-

ку десятків-сотень електрон-вольт можна оцінити із напівемпіричного співвідношення [14]

$$\gamma = 0,016(I_{\text{п}} - 2e\phi_{\text{в}}), \quad (8)$$

де $\phi_{\text{в}}$ – робота виходу для металу, який використовується; $I_{\text{п}}$ – потенціальний бар'єр, який має подолати електрон.

Концентрацію іонів у анодній плазмі також можна розрахувати іншим чином, виходячи із умови самостійності горіння ВТР [12]:

$$n_i = \frac{j_{\text{ек}} \sqrt{\frac{kT_{\text{e}}}{2m_{\text{e}}}}}{e(A_1 U_{\text{пп}}^{-a_1} + 1)}. \quad (9)$$

Тепер система рівнянь (1–9) є повною та зімкненою. Розв'язавши її, можна визначити поздовжній розмір анодної плазми $d_{\text{п}}$, а знання цього параметра дає змогу оцінити енергетичні й електронно-оптичні характеристики розрядного проміжку ВТР [7, 10, 11].

Виведення аналітичних співвідношень для оцінки концентрації іонів у анодній плазмі

Підставляючи співвідношення (2)–(7) у рівняння (1), з урахуванням співвідношень (8), (9), можна переписати рівняння балансу іонів у анодній плазмі (1) так:

$$\begin{aligned} & \frac{\pi^2 \mu_{i0} (kT_{\text{e}} + eU_{\text{р}})}{(d_{\text{п}} p_{\text{a0}})^2} \left(1 + \frac{\gamma d_{\text{ноп}}}{\lambda_{\text{e}}} \right) - 3(kT_{\text{e}} + eU_{\text{р}}) \times \\ & \times N_0 \alpha_i \sqrt{\frac{e(kT_{\text{e}} + eU_{\text{р}})}{2\pi m_{\text{e}}}} \exp\left(-\frac{U_i}{\frac{kT_{\text{e}}}{e} + U_{\text{р}}}\right) = \\ & = A_1 U_{\text{пп}}^{-a_1} (A_1 U_{\text{пп}}^{-a_1} + 1) \sqrt{\frac{kT_{\text{e}}}{2\pi m_{\text{e}}}} \times \\ & \times (1 + \eta_i (1 - f(1 - d_{\text{п}} p_{\text{a0}} \bar{Q}_{\text{еп0}})) \eta_U^{-a_1} k_{\text{e}}). \quad (10) \end{aligned}$$

Рівняння (10) є кубічним відносно параметра $d_{\text{п}}$ і має аналітичний розв'язок. Щоб розв'язати його, введемо такі позначення:

$$R_1 = A_1 U_{\text{пп}}^{-a_1} (A_1 U_{\text{пп}}^{-a_1} + 1) \sqrt{\frac{kT_{\text{e}} + eU_{\text{р}}}{2\pi m_{\text{e}}}};$$

$$R_2 = f \eta_i \eta_U^{-a_1} k_{\text{e}};$$

$$R_3 = 3(kT_{\text{e}} + eU_{\text{р}}) N_0 \alpha_i \times \quad (11)$$

$$\times \sqrt{\frac{kT_e + eU_p}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{U_i}{\frac{kT_e}{e} + U_p}\right);$$

$$R_4 = \mu_{i0} (kT_e + eU_p) \left(\frac{\pi}{P_{a0}}\right)^2 \left(1 + \frac{\gamma d_{\text{ноп}}}{\lambda_e}\right);$$

$$R_5 = R_1 R_2 P_{a0} Q_{ep0}.$$

Тоді, використовуючи відому формулу Кордано [15], аналітичний розв'язок рівняння (10), з урахуванням (11), можна записати таким чином:

$$c = -\frac{R_1 + R_3 + R_1 R_2}{R_5}, \quad d = \frac{R_4}{R_5},$$

$$p = -\frac{c^2}{3}, \quad q = \frac{2c^3}{27} + d,$$

$$D_p = \left(\frac{p}{3}\right)^3 + \left(\frac{q}{2}\right)^2; \quad u = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{D_p}};$$

$$v = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{D_p}};$$

$$y = u + v; \quad d_n = y - \frac{c}{3},$$

де c , d – коефіцієнти розв'язуваного кубічного рівняння (10); D_p – дискримінант рівняння (10) з урахуванням підстановок (11); а p , q , u та v – допоміжні змінні.

Знаючи поздовжній розмір анодної плазми d_n , який визначається із співвідношень (11), (12), концентрацію іонів у анодній плазмі ВТР можна визначити із співвідношень [12]

$$C_1 = A_1 U_{np}^{-a_1} (1 + A_1 U_{np}^{-a_1}) \times$$

$$\times (1 + \eta_i \eta_u^{-a_1} (1 - f (1 - d_n P_{a0} Q_{ep0}))),$$

$$C_2 = \frac{\pi^2 \mu_{i0}}{(d_n P_{a0})^2} \left(1 + \frac{\gamma d_{\text{ноп}}}{\lambda}\right) -$$

$$- 3N_0 \alpha_i \sqrt{\frac{e(kT_e + eU_p)}{2\pi m_e}},$$

$$C_3 = (kT_e + eU_p) \exp\left(-\frac{U_i}{\frac{kT_e}{e} + U_p}\right) C_2, \quad n_i = \frac{C_1}{C_3}.$$

Отримані співвідношення (11)–(13), які дають можливість оцінити концентрацію іонів у анодній плазмі ВТР та об'єм, який вона займає, мають велике теоретичне і практичне значення. Зокрема, вони можуть бути використані для аналізу енергетики та самоузгодженої іонно-електронної оптики високовольтного тліючого розряду за умови електричного керування його параметрами.

Розрахунок та аналіз вольт-амперних характеристик модельованої тріодної електродної системи високовольтного тліючого розряду

Нижче буде розглянуто можливість використання запропонованої фізико-топологічної моделі тріодного розрядного проміжку для аналізу вольт-амперних характеристик джерел електронів ВТР у разі різних тисків та напруг керування.

Визначивши поздовжній розмір анодної плазми d_n із співвідношень (11), (12) та концентрацію іонів у ній із співвідношення (13), можна знайти густину струму з поверхні катода зі співвідношення (9). Тоді, нехтуючи втратами струму електронів за рахунок їх осідання на аноді, для знаходження струму електронного пучка у тріодній електродній системі ВТР можна записати такий вираз:

$$I_e = e(A_1 U_{\text{уск}}^{-a_1} + 1) \sqrt{\frac{2m_e}{kT_e}} S_k =$$

$$= \pi r_k^2 (A_1 U_{\text{уск}}^{-a_1} + 1) \sqrt{\frac{2m_e}{kT_e}}.$$

Обчисливши струм електронного пучка із співвідношення (14) для різних значень прискорювальної напруги, приведенного тиску та керуючої напруги, можна побудувати вольт-амперні та перехідні характеристики модельованого розрядного проміжку. При цьому, для підвищення точності моделювання, важливо правильно підібрати напівемпіричні коефіцієнти у співвідношеннях (11). Ці коефіцієнти залежать від матеріалів електродів та від складу використовуваного робочого газу. У цій роботі розрахунки проводились для алюмінієвого катода та мідного анода, а як робочий газ розглядався азот. З огляду на це під час проведення розрахунків були взяті такі коефіцієнти [10–12]: $U_i = 18$ В; $T_e = 800$ К; $a_1 = 0,343$; $\alpha_i = 1,452$; $\eta_i = 0,7$; $\eta_u = 0,95$; $f = 0,99$; $\mu_{i0} = 1,27 \cdot 10^{-4}$ [м²/В·с]; $Q_{ep0} = 5,3 \cdot 10^{-19}$ [м⁻²]; $A_1 = 3,8 \cdot 10^{-6}$; $\gamma = 4,6$.

Під час аналізу модельованої системи вибраний діапазон робочого тиску становив $p_{a0} = 0,1 - 1$ Па, значення прискорювальної напруги бралися у діапазоні $U_{пр} = 5 - 30$ кВ, а значення напруги керування – у межах $U_p = 30 - 100$ В, при цьому геометричні розміри системи становили: $l = 0,07$ м, $d_{поп} = 0,035$ м та $r_k = 0,025$ м.

Для наведених параметрів розрядного проміжку в системі MatLab були проведені комп'ютерні розрахунки з використанням співвідношень (11)–(14). У результаті було отримано графічні залежності для вольт-амперних характеристик високовольтного розрядного проміжку, які наведено на рис. 2 та 3. На рис. 2 показано залежності струму електронного пучка від прискорювальної напруги для різної напруги горіння допоміжного розряду, а на рис. 3 – для різного приведенного тиску в розрядному проміжку.

Наведені залежності доволі добре узгоджуються із експериментальними даними, розбіжність розрахункових та експериментальних даних становить не більше 15%. Графіки, наведені на рис. 3, доволі добре узгоджуються і з існуючою теорією для діодних систем ВТР. Відповідно до цієї теорії залежність струму розряду від прискорювальної напруги та від тиску в розрядному проміжку має ступеневий характер та описується простим аналітичним співвідношенням [12, 16]

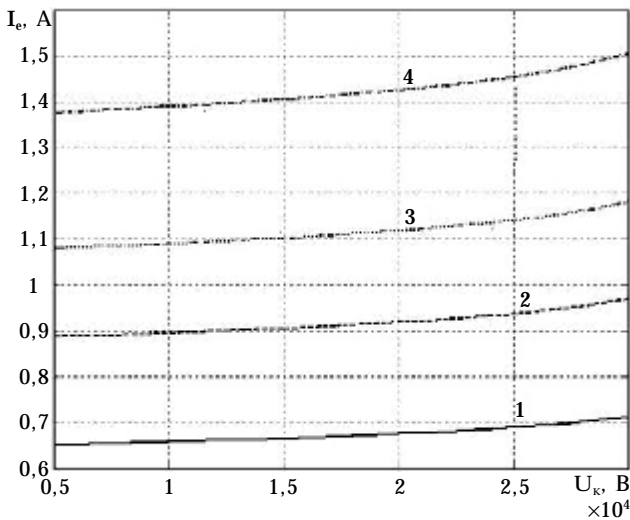


Рис. 2. Розрахункові вольт-амперні характеристики триодного джерела електронів ВТР для різної напруги допоміжного розряду (робочий тиск у камері джерела електронів – $p = 0,5$ Па): 1 – $U_p = 30$ В; 2 – $U_p = 50$ В; 3 – $U_p = 60$ В; 4 – $U_p = 70$ В

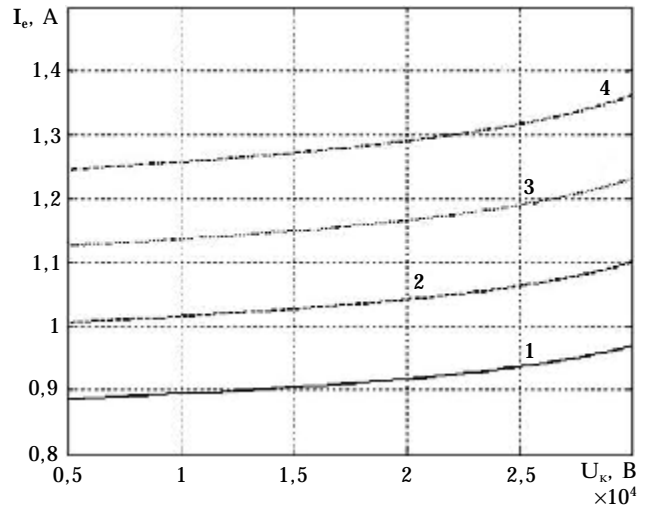


Рис. 3. Розрахункові вольт-амперні характеристики триодного джерела електронів ВТР для різних значень тиску (напруга допоміжного розряду – $U_p = 50$ В): 1 – $p_{a0} = 0,2$ Па; 2 – $p_{a0} = 0,3$ Па; 3 – $p_{a0} = 0,4$ Па; 4 – $p_{a0} = 0,5$ Па

$$I_p = C_p U_{пр}^m p_{a0}^k, \quad (15)$$

де C_p , m та k – емпіричні коефіцієнти, які залежать від матеріалу катода ВТР та від складу робочого газу, при цьому значення коефіцієнтів m і k перебувають у діапазоні від 1 до 2. Зрозуміло, що розрахункові вольт-амперні характеристики розрядного проміжку ВТР, наведені на рис. 3, за умови відповідного підбирання коефіцієнтів C_p , m та k , також можуть бути апроксимовані ступеневими залежностями із невисоким показником ступеня, аналогічними (15).

Висновки

Із отриманих результатів моделювання видно, що за умови зміни напруги на керуючому електроді від 30 до 70 В, у разі стабільного тиску в розрядному проміжку, струм електронного пучка збільшується приблизно в два рази в усьому діапазоні значень прискорювальної напруги. Це свідчить про високу ефективність електричного керування параметрами електронного пучка та про потенційні можливості використання цього способу керування у промисловому електронно-променевому технологічному обладнанні. При цьому робочий тиск у камері електронної гармати може встановлюватися відповідно до вимог технологічного процесу, а необхідний струм електронного пучка досягається через зміну величини напруги керування.

Таким чином, введення додаткового електрода та запалювання допоміжного розряду розширює можливості використання електронних гармат ВТР у сучасних електронно-променевих технологіях, зокрема в нанотехнологіях. Ще ширші можливості відкриваються у разі використання імпульсних режимів роботи джерел електронів ВТР [1, 8], проте питання щодо можливості роботи таких джерел електронів в імпульсному режимі і про можливий час перемикання струму електронного пучка є предметом окремих теоретичних та експериментальних досліджень.

Таким чином, отримані результати моделювання мають велике значення як з теоретичної, так і з практичної точки зору. Знання поздовжнього розміру анодної плазми та концентрації іонів у ній дає змогу аналізувати також самоузгоджену електронно-іонну оптику ВТР [1, 7, 9, 11]. Розвиток і вдосконалення запропонованих у цій статті засобів моделювання дадуть можливість оцінити не тільки статичні, але й динамічні процеси в розрядному проміжку ВТР, та дослідити можливість роботи джерел електронів на основі ВТР в імпульсному режимі.

1. *Плазменные процессы в технологических электронных пушках / Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П.* – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 256 с.
2. *Ладохин С.В., Левицкий Н.И., Чернявский В.Б. и др.* Электронно-лучевая плавка в литейном производстве. – К.: Сталь, 2007. – 606 с.
3. *Денбновецкий С.В., Мельник В.И., Мельник И.В. та ін.* Газоразрядные электронные пушки и их применение в промышленности // *Электроника и связь. Темат. вып.: Проблемы электроники.* – Ч. 2, 2005. – К.: Аверс. – С. 84–87.
4. *Мельник И.В.* Система науково-технічних розрахунків MatLab та її використання для розв'язання задач із електроніки: навч. посібник у двох томах. Т. 1. Основи роботи та функції системи. – К.: Ун-т "Україна", 2009. – 508 с.
5. *Мельник И.В.* Система науково-технічних розрахунків MatLab та її використання для розв'язання задач із електроніки: навчальний посібник у двох томах. Т. 2. Основи програмування та розв'язання прикладних задач. – К.: Ун-т "Україна", 2009. – 328 с.
6. *Мельник И.В.* Классификация моделей электронно-оптических систем с точки зрения методологии САПР // *Электроника и связь.* – 2007. – № 2 (37). – С. 20–31.
7. *Мельник И.В., Тугай С.Б.* Методика моделирования технологических источников электронов высоковольтного тлеющего разряда // *Электронное моделирование.* – 32. – № 6. – 2010. – С. 31–43.
8. *Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Онищенко Л.М.* Высокотемпературные технологические процессы. Теплофизические основы. – М.: Наука, 1986. – 172 с.
9. *S.V. Denbnovetsky et al.,* "Investigation of forming of electron beam in glow discharge electron guns with additional electrode", in XVIII-th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (XVIII ISDEIV), Eindhoven, The Netherlands, August 17-21, 1998, Proceedings, vol. 2. – Eindhoven Technical University Edition, pp. 637–640.
10. *S.V. Denbnovetsky et al.,* "Model Of Beam Formation In A Glow Discharge Electron Gun With A Cold Cathode", *Applied Surface Science*, vol. 111, pp. 288–294, 1997.
11. *Мельник И.В., Тугай С.Б.* Моделирование геометрии границы анодной плазмы в триодных электродных системах высоковольтного тлеющего разряда // *Электронное моделирование.* – 34. – № 1. – 2012. – С. 15–28.
12. *Новиков А.А.* Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 96 с.
13. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. – М.: Наука, 1971. – 544 с.
14. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Учебное руководство. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
15. *Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.* Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. – М.: Наука, 1981. – 720 с.
16. *Мельник И.В.* Аппроксимация вольт-амперных характеристик технологических источников электронов высоковольтного тлеющего разряда с использованием средств системы MatLab // *Вестник херсон. нац. техн. ун-та.* – Вып. 2 (35). – Херсон, 2009. – С. 299–305.