

ЕЛЕКТРОНІКА, РАДІОТЕХНІКА ТА ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЇ

УДК 621.387

А.І. Кузьмичев

МОДЕЛЮВАННЯ ІОНІЗАЦІЙНИХ І ЕМІСІЙНИХ ПРОЦЕСІВ У ВИСОКОВОЛЬТНІЙ ЕЛЕКТРОННО-ІОННІЙ СИСТЕМІ З ХОЛОДНИМ КАТОДОМ ТА ІМПУЛЬСНИМ ГЕНЕРАТОРОМ ІОНІВ

This paper develops the mathematical model of high-voltage low-pressure electron-ion system with a cold cathode and a pulse plasma ion generator disposed behind an anode. The model is based on kinetic equations describing time dynamics of ionization processes in the plane electrode gap with participation of electrons, ions and neutral species after ion charge exchange, as well as electrode emission processes, including reflection of atoms from cathode and electrons from anode. Numerical calculations allowed revealing and studying regimes of non-self-maintained and self-maintained discharges initiated by pulse injection of ions from the anode at gas pressures, accordingly, below and above some critical value. Continuously operating ion generator is needed to maintain the non-self-maintained discharge. The ion generator may be switched off after initiating the self-maintained discharge but duration of transient process of establishing this discharge can be shorted by increase of injected ion current density and injection pulse duration. Velocity and energy distributions of flows of high-energy particles going to the electrodes and time dynamics of variation of these flows are determined in different sections of the electrode gap. The obtained data is used for developing pulse electron and ion sources as well as of devices for thermo-ion deposition of materials in particular for manufacturing electromagnetic metamaterials.

Вступ

Іонізаційні процеси в газовому середовищі й емісійні процеси на електродах грають важливу роль при роботі пристроїв газової електроніки [1]. Ці процеси сприяють виникненню та підтримці газових розрядів, генерації вільних носіїв заряду, плазми й отриманню прискорених електронних та іонних променів. Як приклад практичних систем із такими процесами назвемо газорозрядні електронні гармати з холодним вторинно-емісійним катодом. Другим прикладом є пристрої для термоіонного осадження покриттів, іонного розпилення матеріалів та іонної імплантації, де емісійні процеси мають місце і на поверхні об'єктів (підкладки чи мішені), що піддаються іонній обробці. Для визначення емісійних струмів, а також струмів іонізації зазвичай застосовують різні експериментальні методики, але в умовах реального технологічного процесу ці струми важко виокремити. Схожа ситуація має місце при визначенні коефіцієнта електронної емісії холодного катода та дози іонного опромінення підкладки при термоіонному осадженні покриттів і плазмовій іонній імплантації, коли необхідно відняти від загального струму катода/підкладки/мішені струм вторинної електронної емісії. При розгляді іонізаційних і емісійних процесів у електричному полі треба враховувати взаємний зв'язок між ними, оскільки іонізація газу (чи пари при термоіонному осадженні) приводить до росту вторинної іонно-електронної емісії катода, а вто-

ринні електрони своєю чергою генерують нові частинки, які здатні іонізувати газ. У сильному полі при високій напрузі на електродах важливу роль відіграють не тільки електронна іонізація, але й іонна, а також іонізація за рахунок зіткнень із молекулами газу швидких нейтральних частинок, що створюються при перезарядці іонів. Так само вторинна емісія катода спричиняється поряд з іонами і швидкими нейтральними атомами й молекулами [2]. Математичне моделювання може прояснити фізичну картину в цих умовах, але для цього потрібна модель, що досить коректно враховує багато елементарних іонізаційних та емісійних процесів. Схожа модель була створена для стаціонарного (неімпульсного) режиму роботи високовольтної електронно-іонної системи низького тиску з холодним катодом і показала гарну відповідність до експерименту [2]. Останніми роками все більшу увагу в технологічній електроніці приділяють дослідженням і впровадженням імпульсних процесів, які забезпечують значне поліпшення ефективності та якості електронно-іонної технології нанесення й обробки матеріалів [3], але моделювання імпульсних процесів розроблено недостатньо.

Постановка задачі

Мета роботи – розробити математичну модель взаємозв'язаних іонізаційних і емісійних процесів у імпульсній високовольтній електронно-іонній системі низького тиску з холодним

катодом та імпульсним генератором іонів, визначити параметри і дослідити характеристики цієї системи. Як базова взята математична модель [2], яка має бути доопрацьована для нестационарного (імпульсного) режиму роботи.

Опис моделі іонізаційних і емісійних процесів у імпульсній системі

На рис. 1 зображена схема процесів у модельованій системі.

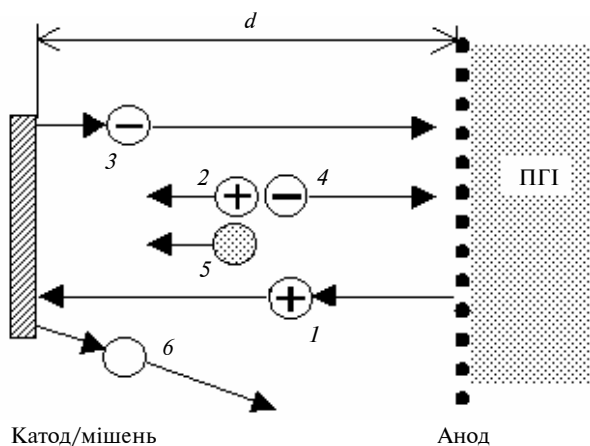


Рис. 1. Схема фізичних процесів у проміжку між анодним плазмовим генератором іонів (ПГІ) і катодом/мішенню: 1 – іон, що емітується (інжектуються) плазмою ПГІ; 2 – повільний іон, що генерується в проміжку при іонізації та перезарядці іона; 3 – вторинний катодний електрон; 4 – електрон, що генерується в проміжку при іонізації газу (пари); 5 – швидка нейтральна частинка (атом чи молекула), що генерується в проміжку при перезарядці швидкого іона; 6 – швидкий нейтральний атом, що відбивається від поверхні катоду/мішені

Система складається з двох електродів – катода/мішені (далі просто катода) і сітчастого анода, а також плазмового генератора іонів (ПГІ). До електродів прикладена напруга

$$U = U_a - I_p R,$$

де U_a – напруга джерела живлення, I_p – розрядний струм, R – баластний резистор. Проміжок між електродами рівномірно заповнений газом (будемо використовувати молекулярний водень H_2). Іони H_2^+ з ПГІ емітуються крізь отвори в сітчастому аноді із заанодної плазми в проміжок. Електричне поле прискорює ці іони (і решту нових заряджених частинок). Прискорені іони іонізують газ із генерацією нових іонів та електронів, а також резонансно пере-

заряджаються з утворенням швидких нейтральних молекул H_2^0 і нових іонів з нульовою енергією. Швидкі іони H_2^+ та молекули H_2^0 бомбардують катод і спричиняють його вторинну емісію електронів. Ці молекулярні частинки (H_2^+ , H_2^0) також частково розпадаються на поверхні катода на досить швидкі атоми H_1^0 , які розсіюються назад (відбиваються) у проміжок під різними кутами. Ці швидкі атоми (H_1^0) також здатні іонізувати газ із генерацією в проміжку нових іонів H_2^+ та електронів. Електрони частково відбиваються від анодної сітки і, рухаючись у міжелектродному проміжку (спочатку в гальмівному полі до катода, потім у прискорювальному полі при поверненні до анода), також іонізують газ. Будемо розглядати процеси в умовах направленої руху швидких частинок у сильному полі, при цьому

$$\lambda_e \gg d, \lambda_i \sim d, \lambda_0 > d, eU \gg \varepsilon_i,$$

де λ_e , λ_i , λ_0 – середні довжини вільного пробігу електронів, іонів та швидких нейтральних частинок (H_2^0 , H_1^0), e – заряд електронів, ε_i – енергія іонізації молекулярного водню. В цих умовах можна зневажати кутовим і пружним розсіюванням електронів, іонів та швидких атомів при зіткненнях з молекулами газу, а також затратами енергії швидких частинок на збудження та іонізацію молекул газу.

Генерація нових електронів та іонів у різних місцях міжелектродного проміжку приводить до розширення спектра можливих енергій (швидкостей) цих частинок внаслідок подальшого прискорення електричним полем. Нейтральні молекули H_2^0 після перезарядження іонів H_2^+ , відбиті від анодної сітки електрони і відбиті від катода атоми H_1^0 також мають широкий спектр енергій, тому моделювання іонізаційних і емісійних процесів потребує розглядання функцій розподілу всіх швидких частинок та застосування кінетичного підходу для їх розрахунку. Усі частинки в проміжку можна розділити за енергією (швидкістю) на дві групи. Перша – повільні нейтральні молекули газу H_2 , що мають теплову енергію; друга – швидкі частинки: іони, електрони і нейтральні молекули після перезарядки (нейтралі перезарядки), що мають енергію, яка значно перевищує теплову. Тому молекули газу розглядаємо як

нерухомі. Одновимірна кінетична математична модель іонізаційних і емісійних процесів у імпульсній системі має такий вигляд:

$$\frac{\partial f_e(t, x, \mathbf{v})}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_e(t, x, \mathbf{v})}{\partial x} - \frac{e}{m} E(x) \frac{\partial f_e(t, x, \mathbf{v})}{\partial v_x} = 2nv_x \delta(v^2)(q_e + q_i + q_1 + q_2);$$

$$\frac{\partial f_i(t, x, v_x)}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_i(t, x, v_x)}{\partial x} + \frac{e}{M} E(x) \frac{\partial f_i(t, x, v_x)}{\partial v_x} = 2nv_x \delta(v_x^2) \times (q_e + q_i + q_1 + q_2) - nv_x f_i(t, x, v_x) \sigma_n(v_x) + 2nv_x \delta(v_x^2) \int f_i(t, x, v'_x) \sigma_n(v'_x) dv'_x;$$

$$q_\alpha = \int f_\alpha(t, x, \mathbf{v}') \sigma_\alpha(v') \mathbf{v}' d\mathbf{v}', \alpha = e, 1;$$

$$q_\beta = \int f_\beta(t, x, v'_x) \sigma_\beta(v'_x) v'_x dv'_x, \beta = i, 2;$$

$$\frac{\partial f_2(t, x, v_x)}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_2(t, x, v_x)}{\partial x} = n f_1(t, x, v_x) \sigma_n(v_x) v_x;$$

$$\frac{\partial f_1(t, x, \mathbf{v})}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_1(t, x, \mathbf{v})}{\partial x} = 0;$$

$$j_p(t, x) = j_i(t, x) + j_e(t, x); \quad I_p(t) = I_i(t) + I_e(t);$$

$$j_e(t, x) = |e \int f_e(t, x, \mathbf{v}') v'_x dv'_x|;$$

$$j_i(t, x) = |e \int f_i(t, x, v'_x) v'_x dv'_x|;$$

$$I_e(t) = \frac{S}{d} \int_0^d j_e(t, x) dx; \quad I_i(t) = \frac{S}{d} \int_0^d j_i(t, x) dx;$$

$$E(t, x) = -\frac{d\varphi(t, x)}{dx}; \quad \frac{d^2\varphi(t, x)}{dx^2} = -\frac{\rho_e(t, x) + \rho_i(t, x)}{\varepsilon_0};$$

$$\rho_e(t, x) = -e \int f_e(t, x, \mathbf{v}') dv'; \quad \rho_i(t, x) = e \int f_i(t, x, \mathbf{v}') dv';$$

де t – час; x – координата, яка направлена від катода до анода; v – швидкість частинок; f_e, f_i, f_1, f_2 – функції розподілу електронів ($\alpha = e$), іонів H_2^+ ($\beta = i$), атомів H_1^0 ($\alpha = 1$) і

молекул H_2^0 ($\beta = 2$) (при цьому вважаємо, що вектори швидкостей \mathbf{v} електронів і атомів H_1^0 мають різну направленість, але вектори швидкостей іонів H_2^+ і молекул H_2^0 направлені вдовж осі x до катода); m, M – маси електрона та іона H_2^+ ; δ – дельта-функція Дірака для визначення нульової початкової енергії нових частинок; $\sigma_n, \sigma_e, \sigma_i, \sigma_1, \sigma_2$ – перетини, відповідно, резонансного перезарядження іонів H_2^+ , іонізації газу електронами, іонами H_2^+ , швидкими атомами H_1^0 та молекулами H_2^0 ; n – густина газу (концентрація молекул водню), покладаємо, що вона однакова в проміжку і не змінюється в часі (для цього обмежимося невисокими значеннями щільності струму, за якої можна не враховувати “вигорання” газу протягом часу роботи системи); j_p – щільність розрядного (катодного) струму; S – площа катода.

На катоді ($x = 0$) маємо такі умови:

$$j_e(t, 0) = j_{e\gamma}(t) = e \left| \int [\gamma_i(v'_x) f_i(t, 0, v'_x) + \gamma_0(v'_x) f_2(0, v'_x)] v'_x dv'_x \right|;$$

$$f_e(t, 0, \mathbf{v}) = \frac{2j_e(t, 0) \delta(v^2)}{e}; \quad f_i(t, 0, v_x)|_{v_x > 0} = 0;$$

$$f_2(t, 0, v_x)|_{v_x > 0} = 0; \quad \varphi(0) = 0;$$

$$v f_1(t, 0, \mathbf{v})|_{v_x > 0} = \int_{v'_x < 0} v'_x [f_i(t, 0, v_x) + f_2(t, 0, v_x)] \Psi(\mathbf{v}, v'_x) dv'_x,$$

де γ_i, γ_0 – коефіцієнти вторинної електронної емісії катода, що спричинена бомбардуванням катода іонами H_2^+ та швидкими молекулами H_2^0 ; Ψ – коефіцієнт відбиття швидких атомів H_1^0 від катода.

На сітчастому дрібноструктурованому аноді ($x = d$) маємо такі умови:

$$v f_e(t, d, \mathbf{v})|_{v_x < 0} = \int_{v'_x > 0} v' f_e(t, d, \mathbf{v}') K(\mathbf{v}, \mathbf{v}') dv';$$

$$f_i(t, d, v_x) = 0; \quad f_2(t, d, v_x) = 0;$$

$$j_i(t, d) = j_{ia} = \text{const}; f_i(t, d, v_x) = \frac{2j_i(t, d)\delta(v^2)}{e};$$

$$\varphi(t, d) = U(t),$$

де K – коефіцієнт відбиття електронів від сітчастого анода з урахуванням його прозорості; j_{ia} – щільність струму емісії іонів H_2^+ із плазми ПГІ.

Початкові умови для усіх функцій розподілу – нульові, тому початкові струми (потіки) всіх частинок у проміжку і на катоді також нульові, а $U(t=0) = U_a$. Процеси в системі починаються в нульовий момент часу, коли починає працювати ПГІ з постійною емісією іонів j_{ia} через отвори сітчастого анода. Ці іони ініціюють розвиток іонізаційних процесів у міжелектродному проміжку, потім емісійних процесів на катоді після прибуття до нього перших іонів, а далі і на аноді (відбивання електронів від сітки та іонізації відбитими електронами молекул газу).

Значення d , n , U_a , S , R й апроксимації експериментальних даних для перетинів σ і коефіцієнтів γ (мідний катод), Ψ , K задаються такими ж, як у праці [2] (прозорість анодної сітки покладалася 0,5). Далі будемо використовувати замість n більш зручний параметр – тиск газу p , покладаючи його температуру 300 К. Система кінетичних рівнянь розв'язана чисельно на ЕОМ за методом “крупних частинок” з використанням багатопучкового наближення в режимі “сильного поля” [2].

Результати моделювання і їх обговорення

Були виявлені два режими роботи системи: за низьких значень $pd < pd_{\text{кр}}$ виникає несамостійний розряд у міжелектродному проміжку, а при $pd > pd_{\text{кр}}$ – самостійний розряд. У першому режимі для підтримання розряду потрібен постійно працюючий ПГІ, і після його відключення іонізаційні та емісійні процеси в проміжку затухають. У другому режимі розряд підтримується і після відключення ПГІ. Для виникнення такого розряду досить наявності вільних заряджених частинок у проміжку, що з'являються в результаті фонові іонізації газу, але цікаво знати, як емісія іонів з ПГІ (параметр j_{ia}) впливає на перехідний процес розвитку цього розряду. При критичному значенні

$pd_{\text{кр}}$ роль іонізації газу вторинними катодними електронами та іншими частинками, утвореними в проміжку, зростає настільки, що має місце перехід від одного режиму до другого. Далі подамо результати розрахунків для напруги джерела живлення $U_a = 20$ кВ, $S = 100$ см², $R = 1$ МОм.

На рис. 2 зображені часові імпульси електронного $I_e(t)$, іонного $I_i(t)$ і сумарного електричного $I_p(t)$ струмів для $pd = 27$ Па·см і постійного струму емісії іонів з ПГІ $j_{ia} = 10^{-10}$ А/см² протягом $t_{\text{імп}}$. Видно, що для цього значення pd розряд є несамостійним. Протягом деякого часу струми зростають, а потім досягають стаціонарного значення. Тривалість перехідного процесу $\sim 0,4$ мкс, що відповідає $\sim 27\tau$, де τ – час прольоту іона через проміжок. Основну частку сумарного струму ($\sim 95\%$) становить електронний струм за рахунок вторинної емісії з катода. Підйом електронного струму в момент $t = \tau$ викликаний тим, що в цей момент перші іони з анода досягають катода і “включається” процес вторинної емісії електронів. Після вимкнення анодного джерела іонів ($t > t_{\text{імп}}$) процес зниження електронного й іонного струмів має експоненціальний характер. Зауважимо, що в разі несамостійного розряду за невеликих значень j_{ia} , коли електричне поле не спотворюється об'єм-

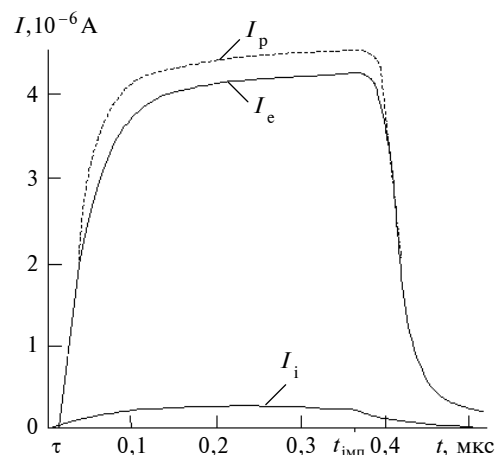


Рис. 2. Варіація електронного $I_e(t)$, іонного $I_i(t)$ і сумарного електричного $I_p(t)$ струмів у несамостійному розряді при тривалості імпульсів іонного струму з анода $t_{\text{імп}}$

ним зарядом частинок (насамперед зарядом іонів) і практично не змінюється прискорююча напруга U , амплітудне значення сумарного електричного струму прямо пропорційне j_{ia} .

На рис. 3 для значення $pd = 39$ Па·см, що відповідає самостійному розряду, приведені залежності сумарного струму $I_p(t)$ і напруги U від часу за різних значень j_{ia} і t_{imp} . При $t \gg t_{imp}$ в системі протікає струм $I_{ст}$ (штрихова горизонтальна пряма), який не залежить від початкового імпульсу. Це зумовлено ефектом негативного зворотного зв'язку внаслідок наявності баластного резистора в колі живлення. При зростанні струму напруга U на проміжку спадає, і, відповідно, спадають вторинна емісія катода $j_{e\gamma}$ та $I_p(t)$. Стаціонарне значення струму $I_{ст}$ відповідає стану рівноваги. З рис. 3 видно, що час перехідного процесу можна зменшувати підбором значень j_{ia} і t_{imp} . Розрахунки показали, що для часу $t \gg t_{imp}$ значення $I_p(t) = I_{ст}$ не залежить від характеристик імпульсу і визначаються тільки pd та U .

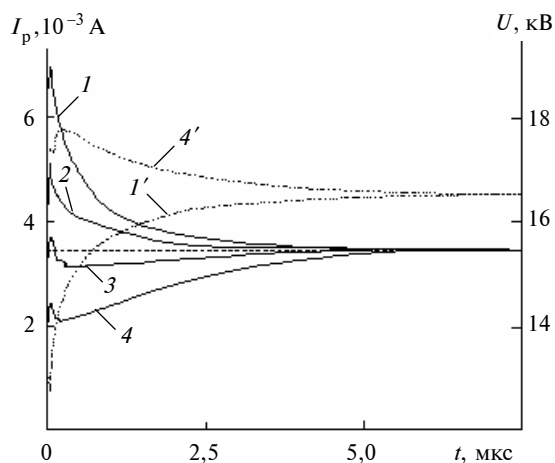


Рис. 3. Варіація сумарного розрядного струму $I_p(t)$ (криві 1–4) і напруги на проміжку U (криві 1' і 4') залежно від часу за різних значень j_{ia} (А/см²): 1, 1' – $5 \cdot 10^{-6}$; 2 – $3,5 \cdot 10^{-6}$; 3 – $2,5 \cdot 10^{-6}$; 4, 4' – $1,25 \cdot 10^{-6}$, і t_{imp} (мкс): 1–3, 1' – $1,1 \cdot 10^{-2}$; 4, 4' – $1,48 \cdot 10^{-2}$ у самостійному розряді

У разі постійно працюючого джерела іонів ППІ сумарний електричний струм $I_p(t)$ також досягає стаціонарного значення, причому величина $I_p(t)$ залежить від значення j_{ia}

(рис. 4). Крива 1 відповідає випадку, коли розряд запалюється без зовнішнього джерела (фонові струми змодельовані емісією іонів з ППІ $j_{ia} = 10^{-10}$ А/см²). Тривалість перехідного процесу в цьому випадку ~ 20 мкс, або $\sim 1400 \tau$. При збільшенні j_{ia} швидше досягається стаціонарне значення струму $I_{ст}$, а саме його значення збільшується. Але напруга на електродах U зменшується, через це значення $I_{ст}$ не є пропорційним j_{ia} .

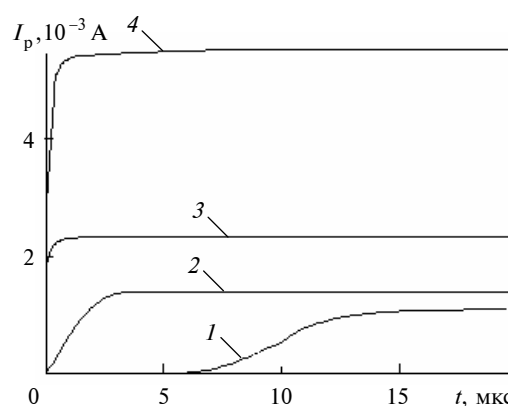


Рис. 4. Варіація сумарного розрядного струму $I_p(t)$ залежно від часу за різних значень j_{ia} (А/см²): 1 – 10^{-10} ; 2 – 10^{-8} ; 3 – 10^{-7} ; 4 – 10^{-6} у самостійному розряді

Розрахунки розподілу потоків іонів, нейтральних атомів і молекул та електронів у проміжку між електродами і біля них засвідчують, що названі частинки мають широкій спектр швидкостей і енергій. При цьому значна їх частина має енергію, яка становить десятки процентів від максимального значення eU .

Висновки

На основі кінетичного підходу до математичного опису протікання в часі взаємозв'язаних іонізаційних процесів у плоскому міжелектродному проміжку за участю електронів, іонів та швидких нейтральних атомів і молекул водню, а також емісійних процесів на електродах, включаючи відбиття швидких атомів від катода і електронів від анода, була побудована числова модель електронно-іонної високовольтної газорозрядної системи низького тиску з холодним катодом та імпульсним плазмовим генератором іонів, яка дає можливість досліджувати дану систему в досить широкому діапазоні параметрів. Розрахунки підтвердили широкий

спектр швидкостей, які одержують електрони, іони та нейтральні атоми і молекули в цій системі, і доцільність застосування кінетичного підходу до математичного моделювання.

Були виявлені два режими роботи системи – з несамостійним і самостійним розрядами залежно від значення pd . У режимі несамостійного розряду при $pd < pd_{кр}$ розрядний струм практично визначається струмом вторинної емісії катода, а затримка зміни цих струмів відносно зміни струму іонів з анодного генератора становить одиниці-десятки τ (часів прольоту іонів через проміжок), на практиці – близько мікросекунди. Цей режим можна рекомендувати для застосування в імпульсних джерелах прискорених електронів та іонів з повним керуванням, наприклад при постійній напрузі на електродах. При $pd > pd_{кр}$ розряд виникає самостійно, без зовнішньої інжекції іонів, але тривалість перехідного процесу встановлення цього розряду можна скоротити підбором ве-

личини щільності й тривалості імпульсу струму емісії іонів з анода. Також можна керувати повним розрядним струмом зміною струму іонної емісії. Цей режим також можна рекомендувати для застосування в імпульсних джерелах прискорених електронів та іонів, наприклад при подаванні імпульсної напруги на електроди після початку іонної емісії з анода.

Отримані результати підтверджуються практичними даними, які отримані при виконанні науково-дослідницьких робіт на кафедрі електронних приладів та пристроїв НТУУ "КПІ" з дослідження високовольтних електронно-іонних систем низького тиску. Представлений метод моделювання планується використати при розробленні пристрою та технологічного процесу для термоіонного осадження матеріалів з ціллю отримання електромагнітних метаматеріалів [4].

Автор виражає вдячність В.С. Болдасову за розрахунки на ЕОМ і корисні дискусії.

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – Долгопрудный: ИД "Интеллект", 2009. – 736 с.
2. Болдасов В.С., Денбновецкий С.В., Кузьмичёв А.И. Моделирование газоразрядных коммутирующих приборов. Электрическая прочность приборов в предразрядный период. – К.: ИСИО, 1996. – 140 с.
3. Кузьмичёв А.И. Применение импульсных режимов при физическом осаждении покрытий в разрядах низкого

давления и вакууме // Вопросы атомной науки и техники. Сер. ВЧМСП (Харьков). – 1999. – Вып. 2. – С. 29–39.

4. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. Отрицательное преломление волн. Введение в физику и технологию электромагнитных метаматериалов. – К.: Аверс, 2012. – 360 с.

Рекомендована Радою
факультету електроніки
НТУУ "КПІ"

Надійшла до редакції
22 жовтня 2012 року