

## ОСОБЛИВОСТІ ЕНЕРГЕТИЧНОГО РОЗПОДІЛУ ІОНІВ НА КАТОДІ АНОМАЛЬНОГО ЖЕВРІЮЧОГО РОЗРЯДУ

А. А. ГУРИН, А. Ю. ПАНЬКІН, В. М. СЛОБОДЯН

УДК 537.52  
© 1998 р.

Науковий центр "Інститут ядерних досліджень" НАН України  
(252650 Київ 22, МСП, просп. Науки, 47)

Теоретично і експериментально досліджено особливості енергетичного спектра іонів, що надходять на катод аномального жевріючого розряду в He при великих густинах струму  $j_p \geq 10$  mA/cm<sup>2</sup> та тиску робочого газу  $P \geq 1$  Торр. Експериментально доведено, що внаслідок зростання зведеної величини густини струму  $j_p/P^2$  профіль енергетичного спектра іонів в області малих енергій трансформується від монотонно спадної кривої до кривої з максимумом. Чисельно за методом Монте-Карло досліджено просторові характеристики процесів іонізації в прикатодному шарі та функції розподілу частинок. Побудовано аналітичну модель для функції розподілу іонів (ФРІ) у зоні катодного падіння напруги жевріючого розряду для заданих розподілів електричного поля та інтенсивності іонізації в катодному шарі (КШ). Показано, що зростання параметрів аномальності розряду призводить до збільшення внеску іонізації безпосередньо біля катода. Цим пояснюється виникнення низькоенергетичного горба в спектрі іонів, що потрапляють на катод. Одержано якісне узгодження між результатами розрахунків та експериментальними даними.

### Вступ

Постійний інтерес до фізики жевріючого розряду пов'язаний з його широким практичним застосуванням. Окрім традиційного використання у газосвітних приладах, жевріючий розряд є основою газорозрядних лазерів, широко використовується у багатьох сучасних технологіях (очищення поверхні, нанесення тонких плівок, плазмово-хімічне травлення, насичення поверхневого шару матеріалів атомами різних елементів). В основі більшості технологій покладено процес взаємодії потоку іонів плазми розряду з поверхнею об'єкта, яка перебуває під потенціалом катода. Динаміка такої взаємодії значною мірою визначається енергетичним спектром іонів, що надходять з плазми розряду на катодний електрод. Структура спектра, в свою чергу, залежить від будови прикатодного шару і просторових характеристик процесів взаємодії заряджених частинок з нейтральними атомами робочого газу всередині зони катодного падіння. Однак навіть в найбільш простому випадку жевріючого розряду в He немає однозначного пояснення особливостей

енергетичних спектрів, що спостерігаються в експериментах [1 — 3].

Широко відома модель КШ жевріючого розряду, згідно з якою іонізація атомів електронами здійснюється переважно на межі катодного темного простору і негативного світіння, звідки іони під дією електричного поля дрейфують у напрямку до катода [4]. Виконаний на основі такої теорії аналіз добре узгоджується з результатами експерименту у випадку нормального чи слабоаномального жевріючих розрядів. Однак для аномального жевріючого розряду в рамках цієї моделі неможливо однозначно пояснити експериментальні особливості енергетичних спектрів іонів, а саме появу максимуму в низькоенергетичній ділянці спектра іонів, бомбардуючих катод [1 — 3, 5].

Ця робота теоретично і експериментально досліджує енергетичний спектр іонів, що потрапляють на катод аномального жевріючого розряду. Такі розряди в цілому характеризуються значно більшою величиною катодного падіння потенціалу і наявністю сильного електричного поля поблизу катода. В цих умовах зростає й роль іонізації в цій області. Як свідчать результати розрахункової роботи [6], із зростанням величини катодного падіння в аномальному жевріючому розряді в безпосередній близькості від поверхні катода повинен реалізуватися максимум інтенсивності іонізації атомів нейтрального газу електронами, що надходять з катодного електрода. Саме з іонами, що народжуються всередині прикатодного шару на відстані від катода, яка дорівнює або менша за довжину вільного пробігу іона, може бути пов'язана поява згаданого максимуму низькоенергетичної ФРІ за енергіями.

Очевидно, що побудова адекватної теоретичної моделі, яка б враховувала утворення іонів у КШ, потребує вирішення питання про опис поведінки електронів у цій області розряду. В даній роботі з цією метою використано чисельний метод Монте-Карло, за допомогою якого здійснювалося моделювання повного ансамблю електронів і іонів в прикатодній області у вигляді набору частинок з марковськими траєкторіями. При цьому ми обходимо проблему визначення самоузгодженого електричного поля в КШ і вважаємо розподіл

електричного поля у катодній області лінійним у відповідності з даними робіт [7, 8].

У випадку, коли поряд із заданим розподілом електричного поля відомий також розподіл частоти іонізації в катодному шарі, ФРІ може бути визначена в аналітичному вигляді як розв'язок досить простого одновимірного кінетичного рівняння для іонів.

### 1. Кінетична теорія іонних спектрів

Для іонів поблизу катода в зв'язку з високими значеннями набутих енергій в порівнянні з температурою газу прийнятна "естафетна" модель руху, згідно з якою іон після кожного акту резонансної перезарядки стартує з нульовою швидкістю. Аналогічно можна вважати, що іони, що виникають у прикатодному шарі в результаті іонізації газу електронами, мають нульову енергію. Така модель є цілком достатньою для опису формування потоків прискорених іонів у шарі, оскільки всі інші типи зіткнень (непружне розсіяння іонів, іонізація іонами, електронні зіткнення) характеризуються відносно низькими перерізами [9 — 11]. Прикатодну зону можна подати у вигляді плаского шару, що вміщує в себе все катодне падіння потенціалу  $V_c$  і займає проміжок  $(0, L)$  на осі  $x$ , де 0 відповідає поверхні катода, а  $L$  — межі КШ з плазмою. У цих умовах ансамбль іонів описується одновимірною функцією розподілу за швидкостями  $f(x, v_x)$ , відмінною від нуля тільки для від'ємних значень швидкостей  $v_x$  іонів, що рухаються в напрямку до катода. Кінетичне рівняння для іонів можна записати у вигляді

$$v_x \frac{\partial}{\partial x} f + \frac{e}{M} E(x) \frac{\partial}{\partial v_x} f = -N_0 \sigma |v_x| f + \delta(v_x) [N_0 \int dv'_x \sigma |v'_x| f' + \alpha(x)], \quad (1)$$

де  $e$  і  $M$  — заряд і маса іонів;  $\sigma$  — переріз перезарядки, що є функцією енергії іонів;  $\alpha$  — інтенсивність іонізації в одиниці об'єму,  $\alpha = N_e v_{\text{іон}} (v_{\text{іон}} — частота іонізації на один електрон)$ ,  $N_0$  і  $N_e$  — концентрація атомів і електронів відповідно. Будемо вважати, що електричне поле в (1) задане параболічним розподілом потенціалу  $U(x) = V_c x(2L - x)/L^2$ . Такий розподіл потенціалу в КШ відповідає лінійному розподілу електричного поля поблизу катода і є досить реалістичним. Незважаючи на ширше різноманіття існуючих моделей КШ (від моделі вільного падіння іонів КШ [12], що приводить до закону Чайлда—Ленгмюра, до таких, що враховують іонні зіткнення [13, 15], в тому

числі внесок іонізації в КШ [16, 17]), відхилення від лінійної залежності розподілу електричного поля в КШ виявляються незначними, і для цілей нашого аналізу ними можна знехтувати.

Виникнення низькоенергетичних іонів у результаті перезарядок і іонізації описується в (1)  $\delta$ -функцією. Рівняння (1) слід доповнити граничною умовою при  $x = L$ , наприклад:  $f(L, v_x) = N_{i0} \delta(v_x + u)$ , де  $N_{i0}$  — концентрація іонів на межі з плазмою,  $u$  — швидкість їх напрямленого руху до катода ( $u > 0$ ). Така модель "холодних" іонів плазми вельми умовна, але дозволяє врахувати внесок плазми позитивного стовпа у баланс частинок у прикатодному шарі, якщо задати щільність потоку іонів, що входять до КШ, величиною  $j_0 = -N_{i0}u$ .

Повний розв'язок кінетичного рівняння можна одержати в наближенні постійного, незалежного від енергії частинок перерізу перезарядки іонів на атомах, яке є достатнім для розрахунків енергії іонів аж до сотен електронвольт, для яких неоднорідність перерізу перезарядки є слабкою. Це наближення часто використовується в аналізі і дозволяє виразити інтегральне ядро в правій частині рівняння (1),

$$q(x) = \alpha(x) + N_0 \int_{-\infty}^0 dv_x \sigma(E_k) |v_x| f, \text{ через основний}$$

момент ФРІ — щільність потоку іонів

$$j = \int_{-\infty}^0 dv_x v_x f: q(x) = \alpha(x) + N_0 \bar{\sigma} |j(x)|, \text{ де } E_k —$$

кінетична енергія іонів,  $\bar{\sigma}$  — усереднений переріз резонансної перезарядки іонів на атомах. З іншого боку, розподіл  $j$  в залежності від  $x$  визначається іонізаційним джерелом з рівняння неперервності

$$dj/dx = \alpha(x). \text{ Тобто } j(x) = j_0 - \int_x^L dx' \alpha(x'), \text{ де}$$

$j_0 = -N_{i0}u$  — щільність потоку іонів на межі КШ і зони негативного світіння. Таким чином, ФРІ повністю визначається граничним потоком  $j_0$  та розподілом  $\alpha(x)$ . Пропускаючи деталі викладок (їх можна знайти в [18]), наводимо результат:

$$f(x, v_x) = \frac{ML}{2eV_c} \frac{\exp(-\lambda(x_0 - t))}{\sqrt{1 - E/eV_c}} q(x_0) + N_{i0} \delta \left( u - \sqrt{v_x^2 + \frac{2e}{M}(U - V_c)} \right) \exp(-\lambda(1 - t)), \quad (2)$$

де  $t = x/L$ ,  $x_0 = 1 - \sqrt{1 - E/eV_c}$ ,  $E = E_k - eU(x)$ ,  $\lambda = NGL$ . Вираз (2) справедливий тільки в інтервалі  $-\sqrt{2eV_c/M}(1 - t) < v_x < 0$ , поза яким  $f = 0$ . Саме функція  $f(x, v_x)$  при  $x = 0$  підлягає експериментальному визначенню методом диференціювання функції затримки іонного струму  $I$  [19], що сприй-

мається аналізатором іонного потоку, який потрапляє на катод:

$$I(V) = \int dv_x |v_x| f(0, v_x), \quad (3)$$

де  $V$  — потенціал затримки, а область інтегрування містить негативні значення швидкості  $v_x$  і визначається умовою  $Mv_x^2/2 > eV$ . Вимірюючи  $V$  в одиницях катодного падіння  $V_c$ , а іонний потік — в одиницях повного потоку іонів, що надходять на катод,  $I_c = N_{i0}u + \int_0^L dx \alpha(x)$ , можна записати продиференційовану функцію затримки у вигляді зведеної функції від параметра  $y = V/V_c$ :

$$w(y) \equiv \frac{V_c}{I_c} \frac{dI}{dV} = (1 - \beta) \delta \left( y - \left( 1 + \frac{Mu^2}{2eV_c} \right) \right) e^{-\lambda y} + \frac{e^{-\lambda y}}{2\sqrt{1-y}} \left( \beta \tilde{\alpha}(z) + \lambda (1 - \beta) \int_0^z d\tilde{\alpha}(t) \right), \quad (4)$$

де  $z = 1 - \sqrt{1-y}$ ,  $\beta = \int_0^L dx \alpha / I_c$ ,  $\tilde{\alpha} = \alpha L / \int_0^L dx \alpha$ . Величину  $w$  називають "функцією розподілу" іонів або "енергетичним спектром" іонного потоку, хоча з вищевикладеного випливає, що йдеться про одновимірну функцію розподілу  $f(x, v_x)$ , яка є функцією від граничної енергії іонів аналізованого потоку:  $v_x = \sqrt{2eV/M}$ .

Енергетичний спектр (4) відповідає умові нормування  $\int_0^1 dy w(y) = 1$  для будь-якої форми просторового розподілу зведеної інтенсивності іонізації, що згідно з визначенням також нормована на одиницю:  $\int_0^1 d\tilde{\alpha} = 1$ . Якщо  $j_0 = 0$ , тобто  $\beta = 1$ , або  $\lambda \gg 1$ , перший з двох доданків у (4), що містить високоенергетичний максимум при  $y \approx 1$ , може бути опущений. Другий доданок, що описує основне тіло ФРІ, може бути записаний також у вигляді похідної

$$w(y) = - \frac{d}{dy} \left( 1 - \beta \int_0^z d\tilde{\alpha} \right) \exp(-\lambda y). \quad (5)$$

При  $\alpha = \beta = 0$ , тобто якщо іонізація в КШ відсутня, вираз (5) переходить у використану в роботі [4] формулу для експоненціально спадних в області малих енергій спектрів:  $w = \exp(-\lambda y)$ , у  $\lambda \ll 1$ . Відносне розмаїття форми спектрів, що описуються формулами (4) і (5), проявляється після

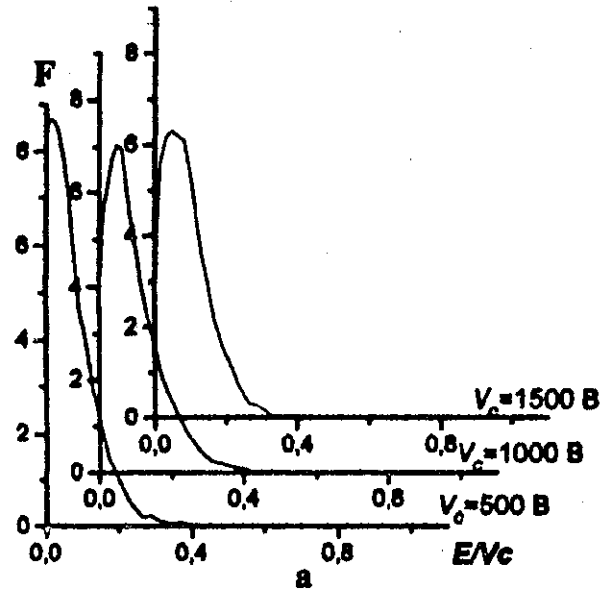


Рис.1. ФРІ на катоді розряду в He для різних значень катодного падіння напруги  $V_c$ .

врахування іонізації в шарі, тобто при  $\beta > 0$ . Сам параметр  $\beta$ , що визначає відносний внесок іонізації в КШ у потік іонів, що залишають розряд, є вільним параметром у формулах (4), (5). Задаючи  $\beta$  в межах 0 — 1, можна простежити поступовий перехід від монотонно деградуєчих спектрів до немонотонних в залежності від розподілу  $\alpha(x)$ .

Для найкращого узгодження електронних та іонних параметрів КШ (величин  $\tilde{\alpha}$  і  $\lambda$ ) бажано мати ці параметри спільно. Кінстичний аналіз вимагає сумісного розгляду системи кінстичних рівнянь іонів і електронів, з якими пов'язана іонізація в КШ. Через складність цієї задачі набули поширення методи математичного моделювання (вичерпний огляд результатів застосування аналітичних і модельних методів для вивчення структури КШ подано в роботі [17]). Для наших цілей, аби доповнити загальну картину прикатодної зони даними щодо іонних спектрів і механізму їх формування, ми розробили чисельну модель КШ жевріючого розряду, основу на методі Монте-Карло.

## 2. Модель Монте-Карло прикатодного шару

Метод Монте-Карло моделювання прикатодного шару жевріючого розряду полягає в побудові ансамблю частинок, які створюють іонізаційну лавину в зоні прикатодного падіння потенціалу після старту окремих у-електронів з поверхні катода. Будемо вважати розподіл потенціалу заданим тим же параболічним законом, що і в розд. 1:

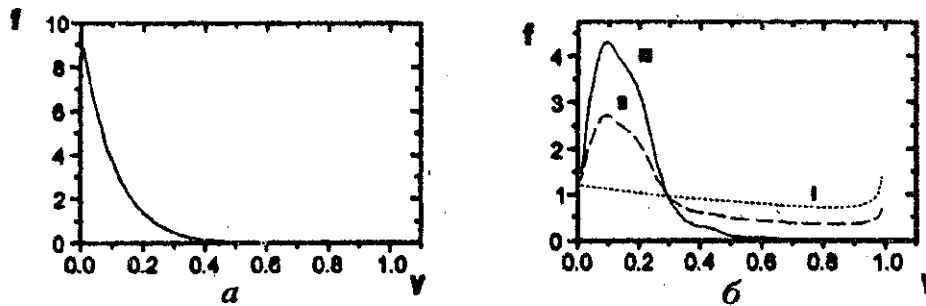


Рис.3. ФРІ на катоді розряду в He для значень параметра  $\beta = 0; 0,5; 1$  і різних значень катодної напруги: а —  $V_c = 500$  В (криві збігаються); б —  $V_c = 1500$  В (криві I, II, III відповідно)

Криві  $\alpha(x)$ , обчислені методом Монте-Карло для розрядів в He, зображено на рис.2. З наведених кривих видно тенденцію до локалізації інтенсивності іонізації безпосередньо поблизу катода з ростом падіння  $V_c$ , що узгоджуються з даними роботи [6]. Підстановка розподілів  $\tilde{\alpha}(x)$  для напруг  $V_c = 500$  та 1500 В і значень  $\lambda$ , що відповідають ширині шару, визначеній з діаграм [8] для тиску 1 Торр і заданому катодному падінню, дає енергетичні спектри іонів, наведені на рис.3,а,б для трьох значень параметра  $\beta$ . Зазначимо, що параметри  $\lambda$  відповідають ширині КШ в одиницях довжини вільного пробігу. Для низьковольтних розрядів (наприклад, на рис.3,а  $V_c = 500$  В,  $\lambda = 7$ ) іонізація в зоні катодного падіння ніяк не позначається на ФРІ — спектр виявляється монотонно деградуючим для всіх значень  $\beta$  і відповідає теорії Девіса [4]. Але вже при  $V_c = 1500$  В (рис.3,б) спектр суттєво змінюється під впливом іонізації в КШ. При  $\beta = 1$  (іони надходять на катод тільки в результаті іонізації в КШ) спектр набуває чітко вираженого горба в низькоенергетичній частині (крива III). Зазначимо, що за вибраним для розрахунків тиском 1 Торр розрядний режим  $V_c = 1500$  В відповідає помітно меншому значенню  $\lambda \approx 4$ , тобто іони, що надходять до КШ з боку плазми, перетинають прикатодну зону з невеликою кількістю перезарядок. Їх енергетичний спектр на катоді монотонно розтягнутий аж до величини катодного падіння, де формула (5) для  $\beta = 0$  дає деяке збільшення кількості найбільш енергетичних іонів у спектрі рис.3,б, крива I. Більш реалістичною виглядає форма спектра, яка зображена на цьому ж рисунку кривою II, що відповідає приблизно однаковому внеску іонів плазми і породжених іонізацією в КШ: перші домінують у високовольтній частині спектра, другі (з врахуванням локалізованої біля катода продуктивності іонізації  $\alpha$  (див. рис.2)) — визначають максимум у низьковольтній частині спектра. Саме такого типу спектри спостерігаються експериментально.

### 3. Порівняння з результатами експерименту

Для результатів ряду попередніх експериментальних досліджень розподілу іонів на катоді аномального жевріючого розряду характерна форма кривої з максимумом в області низьких енергій [1 — 3, 5]. З іншого боку, експериментальні розподіли, наведені в роботі [4], зображуються кривими з монотонним спадом на низькоенергетичній ділянці спектра, що добре узгоджується з висновками теорії, поданої у цій роботі, яка ґрунтується на припущенні, що іонізація відбувається поза межами катодного падіння. При цьому в [4, 22] висловлюється припущення про можливість апаратного походження низькоенергетичного максимуму, який спостерігали в ряді експериментів. Вперше думка, що такий максимум можна було б пояснити, якщо врахувати іонізацію електронами всередині КШ, була висловлена в роботі [23]. Із запропонованої вище моделі прикатодного простору, де розглядається іонізація електронами у всьому об'ємі катодного простору, впливає можливість трансформації форми спектра від монотонної кривої для низьких значень катодного падіння потенціалу до кривої з максимумом у низькоенергетичній ділянці спектра для більш високих значень катодного падіння. Рис.1, 3 свідчать про принципову можливість узгодження та пояснення результатів, одержаних різними авторами в неоднакових умовах [1 — 5, 22]. У нашому експериментальному дослідженні, результати якого наведено нижче, можливо, вперше продемонстровано поступовий перехід від одного типу енергетичного спектра іонів, що надходять до поверхні катода аномального розряду, до іншого внаслідок зміни розрядних умов.

Розрядна система експериментального пристрою (рис.4) є відрізком кварцової трубки 1 з внутрішнім діаметром 6,5 мм, у верхній торець якого крізь ізолятор 2 введений анодний електрод 3 — стрижень з нержавіючої сталі діаметром 4 мм. Як катод розрядної системи використовується плоска поверхня тонкої (приблизно 100 мкм) фольги з нержавіючої сталі, яка має потенціал землі. Фольга приварена до масивного охолоджуваного фланця 5 і перекриває

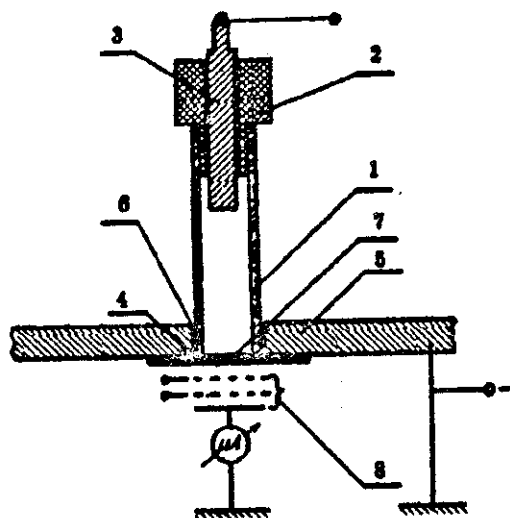


Рис.4. Схема експериментальної установки

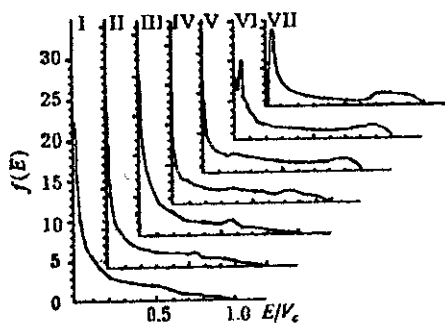


Рис.5. Розподіл іонів за енергіями на катоді аномального жевріючого розряду в He під постійним тиском газу  $P = 9$  Торр для різних значень густини розрядного струму: I —  $j_p = 6$  мА/см<sup>2</sup>,  $V_c = 600$  В; II —  $j_p = 12$  мА/см<sup>2</sup>,  $V_c = 750$  В; III —  $j_p = 15$  мА/см<sup>2</sup>,  $V_c = 850$  В; IV —  $j_p = 18$  мА/см<sup>2</sup>,  $V_c = 1000$  В; V —  $j_p = 24$  мА/см<sup>2</sup>,  $V_c = 1200$  В; VI —  $j_p = 30$  мА/см<sup>2</sup>,  $V_c = 1650$  В; VII —  $j_p = 40$  мА/см<sup>2</sup>,  $V_c = 1800$  В

наскрізний отвір 6 в ньому діаметром 9 мм, в якому фіксується розрядна трубка 1. Фланець 5 і фольга 4 відокремлюють розрядний об'єм, де підтримується тиск робочого газу, від вимірювального об'єму, де забезпечується вакуум не гірше  $10^{-4}$  Торр і відбувається аналіз енергії іонів, що надходить до катода. Для цього відповідна частина іонного потоку відводиться до вимірювального об'єму крізь центральний отвір 7 діаметром 100 мкм, зроблений у фользі. Аналізатор 8 складається з трьох елементів: двох сіток та колектора. Найближча до отвору сітка — аналізуюча, до неї прикладено затримуючий потенціал, що змінюється в межах від 0 до 2500 В. До другої сітки прикладено від'ємне зміщення —

200 В для запобігання паразитним струмам, пов'язаним з виходом вторинних та фотоелектронів з колектора. Колектор та з'єднаний з ним струмовимірювальний прилад знаходиться під потенціалом землі. ФРІ за енергіями визначається шляхом відповідної обробки кривих затримки іонного струму на колектор [19].

Вимірювання енергетичних іонних спектрів виконано під тиском гелію від 1,0 до 10,0 Торр з густиною струму від 3,0 до 50,0 мА/см<sup>2</sup>. Довжина розрядного проміжку становила 50 мм.

Приклади відповідних енергетичних спектрів іонів на катоді аномального жевріючого розряду в гелії наведено на рис.5. Аналогічні серії спектрів було одержано для великого набору фіксованих значень тиску гелію та густини розрядного струму в досліджуваному діапазоні згаданих параметрів у роботі [24]. Загальною рисою подібних серій є те, що на аномальній стадії у жевріючому розряді збільшення густини струму  $j$  при постійному тиску газу  $p$  (див. рис.5) чи збереженні постійної густини струму при зменшенні робочого тиску вимагають, як відомо [8], підвищення розрядної напруги і супроводжуються відповідним зростанням так званої зведеної густини струму — величини  $j/p^2$ . Можна бачити, що верхня гранична енергія іонів на катоді розряду майже дорівнює значенню напруги на розрядному проміжку. Це узгоджується з тою відомою закономірністю, що падіння потенціалу в позитивному стовпі жевріючого розряду в інертних газах дуже незначне, і тому напруга, прикладена до розрядного проміжку, практично повністю падає на КШ.

Невеликий підйом поблизу верхньої межі спектра (особливо виразний для високовольтних розрядів) відповідає незначній групі іонів, що проходять весь шлях від межі катодного падіння до поверхні катода без зіткнень. Можна припустити, що основну частину цієї групи складають іони матеріалу електродів, різних забруднень та домішок, які під час свого руху до катода не зазнають резонансної перезарядки з нейтральними атомами робочого газу і мають в порівнянні з основною іонною компонентою значно більшу ймовірність досягти поверхні катода без енергетичних втрат.

Найбільш цікава трансформація форми кривої в низькоенергетичній частині спектра із зростанням напруги на катоді. На всіх серіях залежностей у досліджуваному діапазоні параметрів із зростанням розрядної напруги до 1500 В на низькоенергетичній ділянці спектра спостерігається перехід від монотонної спадної кривої до залежності з максимумом в області енергій  $E \leq 0,05 V_c$  (приблизно 100 еВ). Відповідно можна стверджувати, що чим нижчий тиск робочого газу, тим при нижчих значеннях густини розрядного струму відбувається зазначений

перехід, а саме при значеннях зведеної густини струму  $0,5 - 1 \text{ mA}/(\text{cm}^2 \cdot \text{Торр})$ .

Таким чином, можна констатувати наявність якісного узгодження між наведеними експериментальними даними та результатами теоретичного аналізу, які викладені в розд. 1 даної роботи (див. рис.3) і свідчать про можливість подібної трансформації форми енергетичного спектра з підвищенням розрядної напруги, якщо враховано процеси іонізації в безпосередній близькості від поверхні катода.

#### 4. Обговорення результатів

Результати теоретичного та експериментального дослідження енергетичного спектра іонів на катоді аномального жевріючого розряду та їх порівняння дозволяють створити модель процесів, що відбуваються в прикатодному шарі такого розряду і визначають характер розподілу іонів за енергіями в залежності від розрядних умов.

У нормальному та слабоаномальному розрядах процес утворення іонів за рахунок ударної іонізації нейтральних атомів електронами з катода, що прискорюються в полі катодного падіння потенціалу, відбувається на межі катодного темного простору та негативного світіння. Звідти іони, зазнаючи резонансної перезарядки на нейтральних атомах газу, рухаються в тому ж електричному полі темного катодного простору до катода. В результаті формується монотонно спадний енергетичний спектр іонів, що досягають поверхні катода.

Із зростанням напруги на розряді і відповідно величини катодного падіння місцезнаходження максимуму інтенсивності іонізації газу електронами, як показано в [6] та в розд. 2 даної роботи, переміщується від межі прикатодного шару вглиб останнього. Із зростанням ступеня аномальності розряду, тобто з подальшим зростанням катодного падіння потенціалу та зведеної густини струму, згаданий максимум має тенденцію до загострення (див. рис.1), а місце його локалізації наближається до поверхні катода. При досить великих значеннях катодного падіння (на рис.1 при  $V_c = 1000 \text{ В}$ ) його відстань від поверхні катода стає сумірною з довжиною вільного пробігу іона, яка визначається перерізом резонансної перезарядки. При цьому потенціал у відповідній точці простору становить  $0,1 - 0,2 \text{ кВ}$ . Утворені в даному місці іони досягають поверхні катода приблизно з такою енергією і практично без втрат. Формування максимуму на ФРІ за енергіями в околі  $0,1 - 0,2 \text{ кеВ}$  природно пов'язати саме з утворенням певної кількості таких іонів.

Наведені у розд. 2, розрахункові оцінки підтверджують, що відповідний горб в енергетичному іонному спектрі стає помітним, коли частка таких іонів у загальному іонному потоці на катод становить  $20 - 50\%$ . Запропонований механізм не виключає наявності певної кількості іонів із значно

меншими енергіями, які утворюються в безпосередній близькості від поверхні катода в результаті перезарядки іонів, що надходять з більш віддалених районів КШ, чи навіть з його межі. Це повністю узгоджується з результатами розрахунків (див. рис.3). Але на відміну від розрахункових залежностей, провал в області найменших енергій на експериментальних кривих значно глибший і сягає нульового рівня. Така невідповідність може бути пов'язана, наприклад, з локальним нагріванням шару газу, що безпосередньо контактує з поверхнею катода. Це, в свою чергу, викликає локальне зменшення концентрації нейтральних атомів, у результаті чого "остання зупинка" іонів біля поверхні катода "відміняється". Не можна виключити й вплив апаратного ефекту як додаткового фактора, на який вказують автори роботи [22] і який може призвести до поглиблення мінімуму в спектрах біля нуля енергії, а саме зменшення концентрації атомів нейтрального газу в околі отвору аналізатора.

1. Кучеренко А. В., Грошев И. М. // УФЖ. — 1962. — 7, №5. — С.566 — 569.
2. Бондаренко А. В. // ЖТФ. — 1973. — 43, вып.4. — С.821 — 828; 1974. — 44, вып.7. — С.1463 — 1471.
3. Wronski Z. // Vacuum — 1990. — 40, N4. — P.387 — 394.
4. Davis W. D., Vanderslice T. A. // Phys. Rev. — 1963. — 131, N1. — P.219 — 228.
5. Вольяс В. А., Гольман Е. Н., Зайцев А. Г. // ЖТФ. — 1989. — 59, вып.6. — С.154 — 156.
6. Curman R. I., Maintlard A. // J. Phys. D. — 1987. — 20. — P.1021 — 1030.
7. Ward A. L. // J. Appl. Phys. — 1962. — 33. — P.2789.
8. Энгель А. Ионизованные газы. — М.: Физматгиз, 1959.
9. Ионно-молекулярные реакции в газах / Л. И. Вирин, Р. В. Джаризпанян, Г. В. Карачевцев и др. — М.: Наука, 1979.
10. Kato T., Janev R. K. // Suppl. Nucl. Fusion. — 1992. — 3, N1. — P.33 — 40.
11. De Heer F. J., Hoekstra R., Kingston A. E., Summers H. P. // Suppl. Nucl. Fusion. — 1992. — 3, N1. — P.19 — 32.
12. Ricards J. // Vacuum. — 1984. — 34. — P.559.
13. Gras-Marti A., Abril I., Valles-Abarca J. A. // Thin Solid Film. — 1985. — 124, N1. — P.59 — 65.
14. Болдысов В. С., Кзымичев А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. — 1992. — 35, вып.2, 3. — С.363 — 367.
15. Dalvie M., Hamaguchi S., Farouki R. T. // Phys. Rev. A. — 1992. — 46, N2. — P.1066 — 1077.
16. Den Hartog E. A., Doughty D. A., Lawler J. E. // Ibid. — 1988. — 38. — P.2471.
17. Kolobov V. I., Tsendin L. D. // Ibid. — 1992. — 46, N12. — P.7837 — 7852.
18. Гурип А. А., Панькин А. Ю., Слободян В. М. Энергетическая функция распределения ионов на катоде аномального тлеющего разряда. Аналитическая модель и численный расчет. — Киев, 1996. — (Препр./НАН України. Інститут ядерних досліджень. КИЯИ-96-2).
19. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. — М.: Атомиздат, 1969.
20. Алхизов Г. Д. // ЖТФ. — 40, вып.1. — С.97 — 107.
21. Марчук Г. И., Михайлов Г. А., Назарлиев М. А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. — М.: Наука, 1976.
22. Fancey K. S., Matthews A. // Surface and Coat. Technol. — 1987. — 33, N1. — P.17 — 29.
23. Heisen A. // Ann. Phys. — 12. — P.275 — 289. — 1963.
24. Исследование энергетической функции распределения ионов, поступающих на катод аномального тлеющего разряда / А. А. Гурип, К. Л. Кругликов, А. Ю. Панькин, В. М. Слободян. —

Киев, 1992. — (Препр./АН Украины. Институт ядерных исследований; КИЯИ-92-17).

Одержано 23.11.97

ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ НА КАТОДЕ АНОМАЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

А. А. Гурин, А. Ю. Паныкин, В. М. Слободян

Резюме

Теоретически и экспериментально исследованы особенности энергетического спектра ионов, приходящих на катод аномального тлеющего разряда в He при высоких плотностях тока  $j_p \geq 10$  мА/см<sup>2</sup> и давлениях рабочего газа  $P \geq 1$  Торр. Экспериментально установлено, что по мере роста приведенной плотности тока  $j_p/P^2$  профиль энергетического спектра ионов в области малых энергий трансформируется от монотонно спадающей кривой к кривой с максимумом. Численно методом Монте-Карло исследованы пространственные характеристики процессов ионизации в прикатодном слое и функции распределения заряженных частиц. Построена аналитическая модель для функции распределения ионов в прикатодной области тлеющего разряда при заданных распределениях электрического поля и интенсивности ионизации в слое. Показано, что с увеличением параметров аномальности разряда возрастает вклад ионизации в прикатодном слое в непосредственной близости от катода. Этим объясняется возникновение низкоэнергетического миниму-

ма в энергетическом спектре ионов, приходящих на катод. Получено качественное соответствие результатов расчета и экспериментальных данных.

PARTICULARITIES OF ION ENERGY DISTRIBUTIONS ON AN ABNORMAL GLOW DISCHARGE CATHODE

A. A. Gurin, A. Yu. Pankin, V. M. Slobodyan

Scientific. Center "Institute for Nuclear Research",  
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine  
(47, Nauky Prosp., Kyiv 252022, Ukraine)

S u m m a r y

The energy spectrum of ions at a cathode of abnormal glow discharge was investigated for He at discharge current densities  $j_p \geq 10$  mA/cm<sup>2</sup> and gas pressures  $P \geq 1$  Torr. In experiments, it is found that the low-energy edge of the spectrum is transformed with rising the value  $j_p/P^2$  from a gradually decaying curve to one having a low-energy peak. By means of the numerical Monte-Carlo method, the ion/electron distribution functions and ion production intensity in the cathode dropping zone are investigated provided the space voltage distribution is given. An analytic model of the ion energy distribution function is developed when the ion production rate in the cathode layer is known. It is shown that the role of the ionization process within the cathode zone rises with an increase in abnormal discharges parameters. A good qualitative accordance of theoretical and experimental results is noted.