

УДК 621.391.82, 533.922

О.В. Шефер

Полтавський національний технічний університет імені Юрія Кондратюка

ОПТИМІЗАЦІЯ ІОННО-ЕЛЕКТРОННИХ ПРОЦЕСІВ ПРИЛАДІВ РАДІОТЕХНІЧНОГО ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ, ЯК ЗАПОРУКА ЯКІСНОЇ ТЕЛЕМЕТРІЇ З ЛІТАЛЬНИМ АПАРАТОМ

У статті розглянуті процеси іонно-електронної емісії у приладах радіотехнічного забезпечення. Встановлено, що загальна емісія зарядносіїв демонструє переваги та ефективність застосування плазми від'ємного випромінювання в радіотехнічних приладах, а також суттєво доповнює електронний та іонний струми у розрядному проміжку. Визначено, що основне місцеутворення позитивних іонів, котрі надходять на катод, визначається родом газу, ступенем аномальності розряду та матеріалом катоду.

Ключові слова: телеметрія, радіоелектронне обладнання, літальний апарат, розряд, іонно-електронна емісія, ударна хвиля, плазма.

Вступ

Постановка проблеми. Складність сучасної радіоелектронної апаратури, котра використовується в авіаційно-космічній техніці, викликає серйозну проблему забезпечення її надійного та якісного функціонування.

Фахівці підраховали, що витрати на належну експлуатацію радіоелектронного обладнання літальних апаратів (літаків, ракет, космічних апаратів) у багато разів перевищують витрати на їх проектування і виробництво.

Необхідність вирішення вказаної проблеми обумовлена потребами радіотехніки та радіоелектроніки, для яких дуже важливо створення плазми розряду, що жевріє, великого об'єму з високою просторовою однорідністю, потужним потоком випромінювання та малим питомим енерговнеском.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. В радіолокаційних установках для випромінювання зондуючих та приймання відбитих імпульсів використовується, як правило, одна антена [1]. Функціональна схема одного із варіантів роботи радіолокатора на одну антену має вигляд рис. 1:

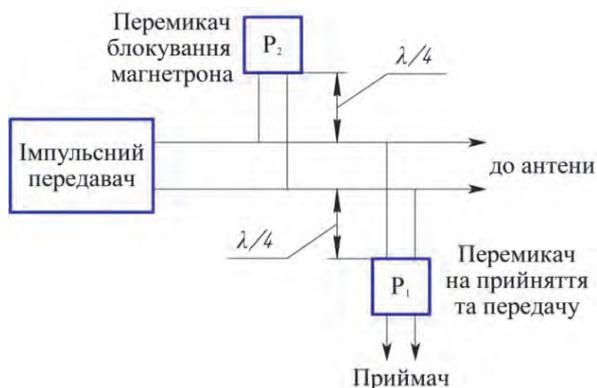


Рис. 1. Схема РЛС з резонансним розрядником

У конструкції використовуються розрядники антенних перемикачів, до яких висуваються жорсткі вимоги швидкодії та високої надійності [2; 3].

Окрім того, зазначені прилади радіотехнічного забезпечення повинні мати мале власне енергоспоживання. Тому основними процесами, від яких залежить надійність та якість телеметрії в цілому, є процеси утворення основних зарядносіїв у плазмі радіотехнічних пристроїв.

У результаті досліджень розрядів у різних комбінаціях роду газу (як молекулярних, так і інертних) із різним матеріалом катода неможливо зробити однозначний висновок про величину електронної та іонної емісії плазми, котра створюється в режимі нормального розряду, що жевріє [4]. Наприклад, у розрядах гелія та неону іонно-електронна емісія дуже суттєва, оскільки на неї витрачається понад 80% енергії швидких електронів (eU), а коефіцієнт, котрий характеризує загальну емісію зарядносіїв, $\nu > 3$. У тому ж режимі нормального розряду, що жевріє, в аргоні із залізними та алюмінієвими катодами емісія мала і становить не більше 6 % від eU .

Із зазначеного стає зрозумілим, чому виникає кілька теорій з протилежними точками зору щодо питання основного утворення позитивних іонів.

Деякі автори теорій [4; 5], аналізуючи результати досліджень таких розрядів, як в аргоні з залізним катодом, приходять до висновку про невагомість потоку позитивних іонів із від'ємного випромінювання та його незначну роль в утворенні γ -процесів на катоді. Інші дослідники [6] дійшли до висновку згідно розгляду таких розрядів, які протікають в неоні або гелії з алюмінієвим катодом.

Зазначені теорії в основу своїх висновків беруть недостатньо велике число розрядів із різними комбінаціями газу і катода, внаслідок чого вони роблять невірні узагальнення.

Метою роботи є визначення залежності процесів іонно-електронної емісії у приладах радіотехнічного забезпечення від параметрів розряду та формування плазмового середовища високої інтенсивності випромінювання із малим питомим енерговнеском.

Виклад основного матеріалу

Визначення основного місцеутворення позитивних іонів, що надходять на катод, можна отримати з урахуванням рівняння:

$$j = j_e(x) + j_i(x) + j_\delta, \quad (1)$$

де $j_e(x)$ – щільність електронного струму, котра створюється первинними електронами в процесах об'ємної іонізації у сильному електричному полі темного круксового простору; $j_i(x)$ – щільність іонного струму, яка утворюється в тому ж просторі.

$$j_e(x) = j_{ek} \exp(\bar{\alpha}x), \quad (2)$$

$$j_i(x) = j_{ik} [\exp(\bar{\alpha}x) - \exp(\bar{\alpha}x)]. \quad (3)$$

Цей розв'язок призводить до відомої умови стаціонарності розряду [4]:

$$\gamma [(1 + \delta) \exp(\bar{\alpha}d) - 1] = 1. \quad (4)$$

Аналізуючи значення коефіцієнтів γ , $\bar{\alpha}$ та δ видно, що коли іонізація нейтральних атомів і молекул газу електронним ударом в просторі падіння, як наприклад, в розряді з неоном та залізним катодом, то механізм виробництва нових зарядоносіїв стає дуже значним у плазмі від'ємного випромінювання.

Це відбувається за умови

$$\frac{\gamma}{1 + \gamma} \exp(\bar{\alpha}d) < 0,5. \quad (5)$$

У даному випадку коли δ та f – процеси мають великі значення, і в цілому емісія дуже значна. Має місце значний потік позитивних іонів із від'ємного випромінювання в бік катода, оскільки

$$\frac{j_0 - j_{ek} \cdot \exp(\bar{\alpha}d)}{j_0} = \frac{j_\delta}{j_0} > 0,5. \quad (6)$$

За таких умов γ – процеси на катоді здійснюються в основному позитивними іонами, котрі надходять із плазми від'ємного випромінювання.

Навпаки, коли іонізація електронним ударом в просторі падіння потенціалу суттєва, як наприклад, в розряді з аргоном та залізним катодом емісія плазми мала, особливо малий потік позитивних іонів із від'ємного випромінювання.

В цьому випадку виконується нерівність $\frac{j_\delta}{j_0} < 0,5$. Тоді γ – процеси на катоді здійснюються іонами, створеними в просторі падіння потенціалу.

У табл. 1 відображена роль іонної емісії для дослідних розрядів.

Чітко видно, в яких комбінаціях газу та катода є суттєвою величиною щільності іонного струму j_δ , її частка в загальному іонному струмові, що надходить на катод j_{ik} , а також частка в загальному розрядному струмові j_0 .

Таблиця 1

Іонна емісія для нікелевого, залізного та алюмінієвого катодів

катод	Ni			Fe			Al		
	$\frac{j_\delta \cdot 10^{-2},}{\text{А}} \cdot \frac{1}{(\text{м} \cdot \text{тор})^2}$	$\frac{j_\delta}{j_{ik}}$	$\frac{j_\delta}{j_0}$	$j_\delta \cdot 10^{-2}, \frac{\text{А}}{(\text{м} \cdot \text{тор})^2}$	$\frac{j_\delta}{j_{ik}}$	$\frac{j_\delta}{j_0}$	$j_\delta \cdot 10^{-2}, \frac{\text{А}}{(\text{м} \cdot \text{тор})^2}$	$\frac{j_\delta}{j_{ik}}$	$\frac{j_\delta}{j_0}$
Ar	1,517	0,375	0,345	2,292	0,570	0,455	5,037	0,598	0,585
He	3,523	0,480	0,440	5,096	0,674	0,629	6,165	0,644	0,599
Ne	45,841	0,315	0,298	24,997	0,166	0,158	16,284	0,104	0,092
H ₂	109,615	0,550	0,552	19,660	0,280	0,272	34,66	0,470	0,453
N ₂	144,030	0,403	0,374	177,133	0,478	0,452	147,270	0,443	0,402

У відповідності з табл. 1 видно, що в розрядах з гелієм та неоном із залізним та алюмінієвим катодами потік позитивних іонів із від'ємного випромінювання значно більший ніж потік іонів, котрі створені в просторі падіння потенціалу. Навпаки, в розрядах з аргоном потік іонів із плазми мінімальний, а його частка складає близько 10% із усіх іонів, що надходить на катод.

Оскільки в околі катода основним струмом розряду є іонний, а в анода – електронний, то за

отриманими результатами можна визначити в кожній комбінації газу та катода, де розміщується основне місце примноження електронів. У тих розрядах, де ν -процеси найбільш значні, таким місцем є плазма від'ємного випромінювання.

Згідно даних табл. 1, в просторі падіння основним струмом є іонний, оскільки в розряді в неононі

$$\text{відношення } \frac{j_\delta}{j_0} = 0,6.$$

Така обставина обумовлена високим потенціалом іонізації атомів гелія та неону прямим електронним ударом $\phi_1 = 24$ В та $\phi_1 = 21,6$ В. Ступінчасті процеси іонізації тут відсутні, оскільки інтенсивність випромінювання, котра виміряна в спектро-

скопичних дослідженнях для більшості спектральних ліній, лінійно зростає з ростом розрядного струму.

У розрядах зі слабкою емісією плазми основним місцем розмноження зарядоносіїв є простір катодного падіння потенціалу, табл. 2.

Таблиця 2

Значення коефіцієнтів, котрі характеризують взаємодію швидкого електрона з плазмою від'ємного випромінювання для розряду в різних газах із залізним катодом

Газ	$\frac{\bar{\alpha}}{p}, \frac{A}{m \cdot \text{тор}}$	$\exp(\bar{\alpha}d)$	γ	δ	ν	$\bar{\epsilon}_1, \text{eB}$	G %
Ar	9,266	17,672	0,050	0,188	1,376	26,4	6,0
He	2,111	15,565	0,030	1,206	3,412	42,3	67,6
Ne	2,266	5,114	0,080	1,641	4,282	36,6	79,1
H ₂	2,82	12,631	0,061	0,376	1,752	36,2	11,2
N ₂	5,447	9,855	0,059	0,823	2,646	35,0	26,4

У цьому випадку потенціал іонізації значно нижчий і складає $\phi_1 = 15,7$ В. Основним струмом у просторі падіння є електронний струм. Проходячи через плазму від'ємного випромінювання він мало зростає, оскільки в даному розряді $\delta \ll 1$ та $f = \delta + 1 \approx 1$.

Вплив матеріалу катода на вимірювання іонно-електронної емісії в дослідженнях розряду менш суттєвий, ніж рід газу. У відповідності із даними табл. 1, 2, суттєвої зміни емісії плазми при переході до молекулярних газів (гідрогену та азоту) не спостерігається. Однак слід відмітити, що величина коефіцієнта ν в даних газах суттєва.

Під час переходу в аномальний режим в короткому розряді, що жевріє, з плоскопаралельним проміжком, спостерігається збільшення катодного падіння потенціалу V_k , щільність розрядного струму j_0 , протяжність плазми від'ємного випромінювання L та скорочення товщини простору катодного падіння потенціалу d_p . Указані параметри визначались в процесі вимірювання вольт-амперної характеристики. Ступінь аномальності розряду обмежувалась

областю використання способу визначення $\frac{\bar{\alpha}}{p}$ та вторинної електронної емісії на катоді, котра повинна обумовлюватися тільки потенціальним вириванням електронів з тим, щоб $\gamma = \text{const}$.

Аналізуючи ν -процеси в нормальному розряді, що жевріє, в залежності від 15 комбінацій роду газу та матеріалу катода з'ясовано, що вплив катода на іонно-електронну емісію іонів та електронів із плазми набагато менший, ніж від роду газу. Тому дослідження цієї емісії в аномальному розряді, що жевріє, проводились у розряді з залізним катодом із тими ж газами та в тому ж інтервалі тиску. Перехід розряду, що жевріє, із нормального в слабоаномальний режим супроводжувався у всіх газах значним зростанням розрядного струму j_0 , інтенсивності випромінювання та повздовжніх розмірів плазми від'ємного випромінювання.

Вимірювання проводились у розряді з аргоном із залізним катодом, експериментальні значення $V_k, \frac{j_0}{p^2}, d_p$ та L представлені в табл. 3.

Таблиця 3

Результати експериментів у розряді з аргоном із залізним катодом

V_k, B	165	200	250	300	350	400	450	500
$\frac{j_0}{p^2} \cdot 10^{-2}, \frac{A}{(m \cdot \text{тор})^2}$	153	740	1460	2250	3150	4410	5620	7210
$d_p \cdot 10^{-2}, m \cdot \text{тор}$	0,31	0,26	0,22	0,18	0,14	0,11	0,09	0,075
$L \cdot 10^{-2}, m$	0,53	0,70	1,00	1,24	1,51	1,81	2,15	2,53

На основі експериментальних даних визначені значення коефіцієнта емісії плазми ν , коефіцієнта корисної дії швидкого електрона G та коефіцієнта $M = \exp(\bar{\alpha}d)$, що характеризує об'ємну іонізацію в

просторі падіння потенціалу. Зі збільшенням аномальності розряду збільшується енергія швидких електронів, котрі влітають у плазму від'ємного випромінювання. Тому швидкий електрон на більш довгому

шляху витрачає енергію на пружних та непружних зіткненнях. Це обумовлює збільшення розмірів плазми від'ємного випромінювання, що видно за даними табл. 3.

Зміна коефіцієнтів V, G і M зі зростанням величини катодного падіння потенціалу V_k наведена на рис. 2, де однозначно демонструється суттєве зростання ν -процесів майже за лінійним законом.

За такою ж закономірністю зростає і G, досягаючи майже 70%. Значення коефіцієнта ν свідчать про те, що в плазмі від'ємного випромінювання зі збільшенням аномальності різко зростає механізм виробництва нових електронів та іонів.

Якщо в нормальному режимі розряду, що жевріє, цей механізм був додатковим, то за умови, що $V_k > 280$ В, він стає основним по виробництву зарядоносіїв, котрі надходять на анод та катод.

Навпаки, у відповідності зі спадаючою кривою $M = f(V)$ видно, що в просторі катодного падіння потенціалу відбувається значне скорочення утворення нових електронів та іонів, хоча інтенсивність α -процесів тут не падає, а зростає. Скорочення M обумовлено зменшенням приведеної товщини простору падіння потенціалу. В цьому іонізаційному множинику $\exp(\bar{\alpha}d)$ відбувається зростання $\frac{\bar{\alpha}}{P}$ не так швидко, як падає dr . Після того, як V_k стає більшим за 350 В, утворення зарядів стає додатковим механізмом отримання нових зарядів.

В цілому відбувається сильне зростання нових зарядоносіїв, як за рахунок ν -процесів, так і за рахунок α -процесів. Дані процеси, в кінцевому результаті, обумовлюють зростання електронного струму на аноді та іонного струму на катоді.

Під час дослідження ν -процесів в аномальному режимі розряду, що жевріє, у гелії із залізним катодом були виміряні параметри V_k , $\frac{j_0}{p^2}$, dr та L, значення яких представлені в табл. 4.

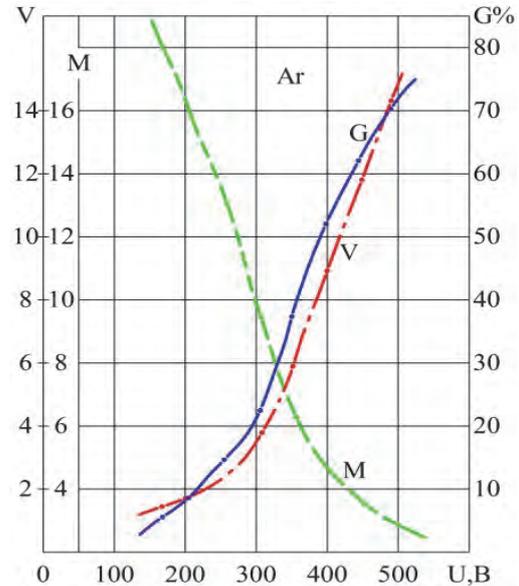


Рис. 2. Вплив режиму аномальності на виробництво зарядоносіїв у катодній області розряду, що жевріє, в аргоні:

V – коефіцієнт, котрий характеризує виробництво іонів та електронів у плазмі від'ємного випромінювання; G – коефіцієнт, котрий характеризує долю енергії первинних електронів, витрачену на утворення нових зарядоносіїв у плазмі від'ємного випромінювання; M – коефіцієнт, котрий характеризує розмноження іонів та електронів у темному круксовому просторі

Таблиця 4

Результати експериментальних даних у розряді з гелієм із залізним катодом

V_k, B	151	200	250	300	350	400	450	500
$\frac{j_0}{p^2} \cdot 10^{-2}, \frac{A}{(M \cdot \text{тор})^2}$	4,2	17,3	37	63	102	142	210	295
$dr \cdot 10^{-2}, m \cdot \text{тор}$	1,3	1,2	1,12	1,05	0,93	0,92	0,87	0,83
$L \cdot 10^{-2}, m$	2,07	3,10	4,19	5,40	6,30	8,40	10,14	12,11

Коефіцієнти V, G та M визначені для даного розряду, зображені на рис. 3 у залежності від V_k . Зі збільшенням аномальності розряду в емісії плазми спостерігається характерна особливість, котра полягає в тому що, до 200 В ν -процеси не зростають, як в розряді з аргонем, а спадають. У околі $V_k = 200$ В, ν -процеси мають мінімум, після чого настає їх наростання.

Значення коефіцієнта G зменшується ще більш суттєво від 67,6% до 35% та при $V_k = 300$ В прохо-

дить мінімум. Зростання G, в подальшому, відбувається значно повільніше, ніж падіння.

Крім того, незважаючи на скорочення товщини простору падіння dr , іонізаційний множник M в аномальному режимі зростає, а за умови, що $V_k = 200$ В спостерігається максимум, після чого відбувається його зменшення.

Розглянута особливість емісії показує своєрідність фізичних процесів у газовому розряді з гелієм. Ця нетривіальність обумовлена великим потенціалом

лом іонізації нейтральних атомів гелія, котра призводить до значної середньої іонізаційної довжини пробігу електрона $\bar{\lambda}_e$.

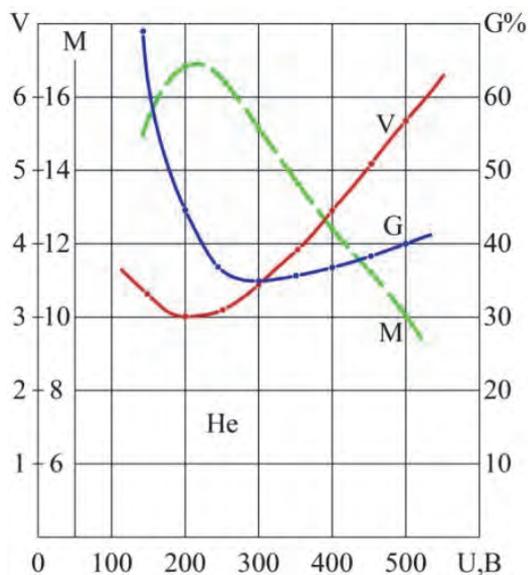


Рис. 3. Вплив режиму аномальності на виробництво зарядносіїв у катодній області розряду в гелії

У наслідок цього протяжність плазми від'ємного випромінювання L на початку аномального режиму зростає за рахунок скорочення dp , а після $V_k = 200$ В зростає також у напрямку анода.

Після досягнення аномального режиму $V_k = 300$ В зміна коефіцієнтів V , M та G відбувається таким же чином, як і в розряді з аргоном.

Параметри V_k , $\frac{j_0}{p^2}$, dp та L , отримані в аномальному розряді, що жевріє, в неоні з залізним катодом, представлені в табл. 5.

Криві, котрі відображають залежність V , G та M від величини катодного падіння потенціалу V_k , представлені на рис. 4.

Інтенсивність ν -процесів у цьому розряді, зі зростанням аномальності до 220 В, також проявляє характерну особливість: замість зростання тут крива $V = f(V_k)$ спадає.

Крива $G = f(V_k)$ має таку ж поведінку, що і в розряді з гелієм, де її мінімум спостерігається за умови, що $V_k = 300$ В; після якої G повільно зростає.

Крива M , котра характеризує іонізаційне розмноження зарядносіїв у темному круковому просторі, проходить максимум у тому ж місці.

Таблиця 5

Результати експериментальних даних у неоновому розряді з залізним катодом

V_k, B	152	200	250	300	350	400	450	500
$\frac{j_0}{p^2} \cdot 10^{-2}, \frac{A}{(m \cdot \text{тор})^2}$	8,1	78	160	280	435	630	880	765
$dp \cdot 10^{-2}, m \cdot \text{тор}$	0,72	0,62	0,55	0,49	0,44	0,40	0,365	0,33
$L \cdot 10^{-2}, m$	1,11	1,53	2,16	2,32	3,55	4,33	5,31	6,33

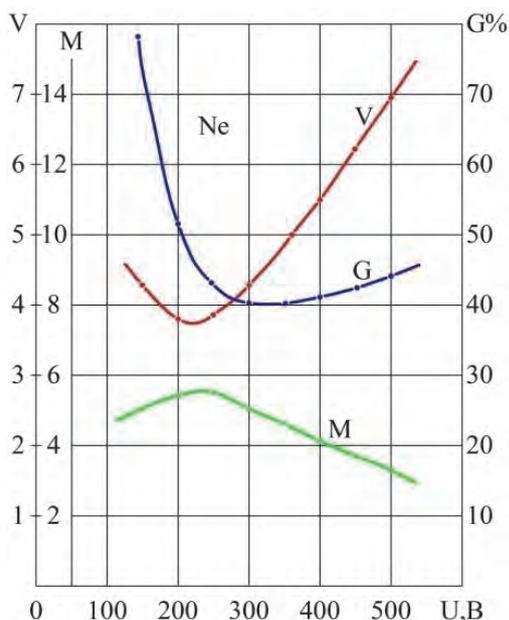


Рис. 4. Вплив режиму аномальності на виробництві зарядносіїв у катодній області розряду в неоні

Однак у випадку з неоном, ця крива лежить в околі низьких значень M .

Дана притаманність пояснюється досить високим потенціалом іонізації нейтральних атомів інертного газу – неону.

Як у гелії, так і в неоні механізм створення нових зарядносіїв у темному круковому просторі на початку аномального розряду стає більш ефективним.

Не дивлячись на збільшення щільності розрядного струму $\frac{j_0}{p^2}$ та скорочення товщини простору падіння dp , в цій стадії розряду в гелії та неоні об'ємна іонізація газу продовжує зростати. Вона є основою для всього розряду, як у режимі нормального розряду, що жевріє, в аргоні.

Суттєва зміна відбувається, як у тому так і в цьому розряді за катодного падіння потенціалу V_k , котрий приблизно дорівнює 220 В, після чого виро-

бництво електронів та іонів стає більшим у плазмі від'ємного випромінювання, що жевріє; тобто за рахунок іонно-електронної емісії.

За умови подальшого збільшення аномальності розряду в неоні, ν - процеси зростають в такій же закономірності, як і в розряді з аргоном.

Графічні залежності $V = f(V_k)$, $G = f(V_k)$ та $M = f(V_k)$ зображені на рис. 5.

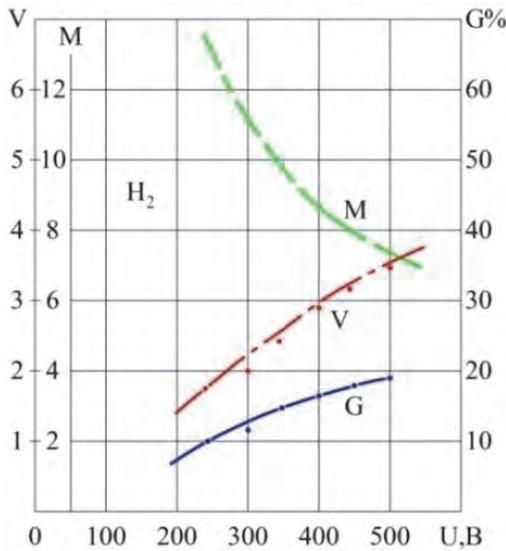


Рис. 5. Вплив режиму аномальності на виробництво зарядоносіїв у катодній області розряду у водні

Вони показують, що зміна емісії плазми зі зростанням аномальності розряду у водні відбувається майже так, як у розряді з аргоном, але з меншою інтенсивністю.

Таких особливостей, як у розрядах із гелієм та неоном, тут не спостерігається.

З першою стадією аномальності розряду значення коефіцієнтів ν та G , у відповідності з рис. 5 монотонно збільшуються до самого кінця режиму аномальності.

Крива іонізаційного множника M , навпаки, безперервно спадає в усьому околі аномального режиму розряду.

Слід окреслити, що, не дивлячись на зростання ν -процесів, із самого початку аномальності розряду перехід виробництва основної частини зарядоносіїв у від'ємному випромінюванні відбувається лише за умови, що $V_k > 400$ В.

До цього моменту основне утворення зарядоносіїв у даному розряді відбувається в α -процесах, котрі локально відбуваються у темному кружковому просторі.

Параметри, котрі виміряні під час експерименту, а саме: V_k , $\frac{j_0}{p^2}$, dp та L для аномального розряду,

що жевріє, у водні з залізним катодом відображені у табл. 6.

Таблиця 6

Результати експериментальних даних у розряді з воднем із залізним катодом

$V_k, В$	245	300	350	400	450	500
$\frac{j_0}{p^2} \cdot 10^{-2}, \frac{А}{(м \cdot тор)^2}$	72	177	278	403	553	745
$dp \cdot 10^{-2}, м \cdot тор$	0,9	0,72	0,60	0,54	0,50	0,465
$L \cdot 10^{-2}, м$	0,520	0,670	0,87	1,04	1,23	1,44

Отже, скільки б не суттєво спадав іонізаційний множник M , усе таки за його значеннями видно, що утворення електронів та іонів, в основному, відбувається перед катодним кордоном плазми від'ємного випромінювання. Лише за умови аномальності розряду більше 400 В це переноситься в зону від'ємного випромінювання. В аномальному режимі розряду, що жевріє, в аргоні, даний перехід відбувається значно раніше.

В розглянутих розрядах цей перехід відбувається по-різному, що свідчить про своєрідність електричних властивостей кожного газу.

Виміряні параметри V_k , $\frac{j_0}{p^2}$, dp та L , в аномальному режимі розряду, що жевріє, в азоті із залізним катодом представлені в табл. 7.

Таблиця 7

Результати експериментальних даних у азоті зі залізним катодом

$V_k, В$	218	250	300	350	400	450	500
$\frac{j_0}{p^2} \cdot 10^{-2}, \frac{А}{(м \cdot тор)^2}$	392	1260	2400	3350	5020	6920	8750
$dp \cdot 10^{-2}, м \cdot тор$	0,42	0,37	0,31	0,24	0,20	0,17	0,15
$L \cdot 10^{-2}, м$	0,53	0,64	0,82	1,02	1,23	1,46	1,70

Криві $v = f(V_k)$, $G = f(V_k)$ та $M = f(V_k)$, котрі побудовані за експериментальними параметрами аномального розряду в азоті, зображені на рис. 6.

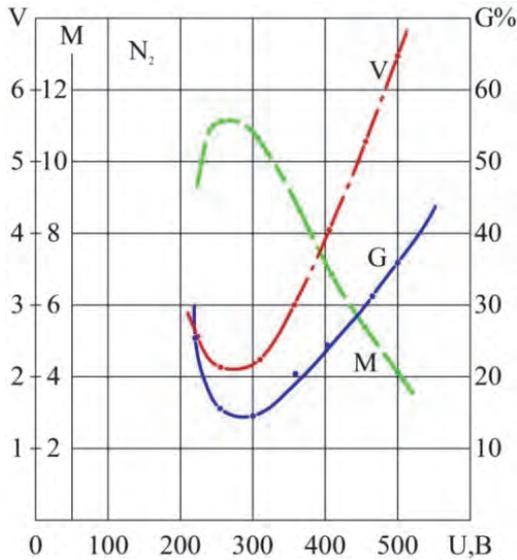


Рис. 6. Вплив режиму аномальності на виробництво зарядоносіїв у катодній області розряду, що жевріє, в азоті

Рух кривої V , котра відповідає зміні емісії у залежності від аномального режиму, має аналогію з кривими V , визначеними в розрядах із гелієм та неоном. Незважаючи на те, що азот – молекулярний газ, у ньому, як в атомарних інертних газах, згідно з рис. 6. є така ж характерна особливість.

У даному випадку криві V та G також проходять мінімум своїх значень, а крива M – максимум. Відмінність полягає в тому, що всі три криві V , G та M проходять свій аномальний екстремум майже в одному інтервалі значення V_k , котре відповідає 250 – 300 В.

Графіки та G змінюються ідентично, майже за однією закономірністю. За поведінкою кривих V та M видно, що тільки після $V_k > 350$ В основна частина електронів та іонів, котрі надходять на анод та катод, відповідно, обумовлена емісією плазми від'ємного випромінювання.

Особливість розвитку v - процесів на кордонах плазми під впливом аномальності розряду полягає в тому, що α -процеси в темному круковому просторі наростають значно швидше, ніж скорочується товщина цього простору d_p .

Це відбувається до тих пір, доки їх добуток $\bar{\alpha}d$ не перестає збільшуватися.

Значення $M = \exp(\bar{\alpha}d)$ відповідає максимуму кривої M на рис. 6.

За умови подальшого збільшення режиму аномальності відбувається монотонне спадання кривої M .

У відповідності із значеннями коефіцієнтів V , G та M утворення нових електронів та іонів зі зростанням аномальності розряду по різному розподіляються між темним круковим простором та плазмою від'ємного випромінювання.

Тому щільність електронного струму j_e та іонного струму j_i , котрі утворені в темному круковому просторі, також щільність струму іонів j_δ , утворених у від'ємному випромінюванні, своєрідно змінюються за величиною.

Саме вказані характеристики змін та розподілу іонно-електронної емісії, в залежності від роду газу та матеріалу катода, формують плазмове середовище високої інтенсивності випромінювання із відносно малим питомим енерговнеском.

Висновки

У результаті проведених досліджень та аналізу взаємодії швидких електронів, котрі утворені в катодному просторі падіння потенціалу з плазмою від'ємного випромінювання, отримано наступні результати:

Встановлено, що загальна емісія зарядоносіїв (v -процеси) більш повно демонструє застосування ефективність плазми від'ємного випромінювання в радіотехнічних приладах та суттєво доповнює електронний та іонний струми у розрядному проміжку.

Загальна емісія зарядоносіїв демонструє переваги та ефективність застосування плазми від'ємного випромінювання в радіотехнічних приладах.

Інтенсивність v -процесів у нормальному та слабо аномальному розряді, що жевріє (за умови, що $V_k \leq 300-350$ В) залежить від комбінації роду газу та матеріалу катода. Зі зростанням аномальності розряду (коли $V_k \geq 300-350$ В) v -процеси монотонно зростають.

Основне місцеутворення позитивних іонів, котрі надходять на катод, визначається родом газу, ступенем аномальності розряду, що жевріє, та матеріалом катода.

Список літератури

1. Зюко А.Г. Помехоустойчивость и эффективность систем передачи информации/ А.Г. Зюко, А.И. Фалько, И.П. Панфилов, Л.В. Банкет, П.В. Иващенко. – М: Радио и связь, 1985 – 272 с.
2. Чердынцев В.А. Радиотехнические системы / В.А. Чердынцев. – Минск.: Высшэйшая школа, 1988. – 369 с.
3. Кучер Д.Б. Построение моделей неравновесных состояний электронов в полупроводниковой плазме для сверхпроводящей защиты радиотехнических средств ВСУ / Д.Б. Кучер, А.И. Фык // Системи озброєння і військова техніка. – 2015. – № 4(44). – С. 80-82.

4. Hantzsche E. Space charge sheaths with electron emission / E. Hantzsche // Proc. 21 EPS Conf. Contr. Plasma Phys., Montpellier, 1994. Pt. II. – P. 926-929.

5. Smirnov B.M. Theory of Gas Discharge. Plasma Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Switzerland, 2015. – 423 p.

6. Бронин С.Я. О нормальной плотности тока в не-самостоятельном тлеющем разряде / С.Я. Бронин, В.М. Колобов, В.Н. Сушкин // Теплофизика высоких температур. – 1980. – 18, №1. – С. 46-54.

Надійшла до редколегії 11.05.2017

Рецензент: д-р техн. наук проф. Г.В. Худов, Харківський національний університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків.

ОПТИМИЗАЦИЯ ИОННО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИБОРОВ РАДИОТЕХНИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ, КАК ЗАЛОГ КАЧЕСТВЕННОЙ ТЕЛЕМЕТРИИ С ЛЕТАТЕЛЬНЫМ АППАРАТОМ

А.В. Шефер

В статье рассмотрены процессы ионно-электронной эмиссии в приборах радиотехнического обеспечения. Установлено, что общая эмиссия зарядоносителей демонстрирует преимущества и эффективность применения плазмы отрицательного излучения в радиотехнических устройствах, а также существенно дополняет электронный и ионный токи в разрядном промежутке. Определено, что основное местообразование положительных ионов, поступающих на катод, определяется родом газа, степенью аномальности разряда и материалом катода.

Ключевые слова: телеметрия, радиоэлектронное оборудование, летательный аппарат, разряд, ионно-электронная эмиссия, ударная волна, плазма.

OPTIMIZATION OF IONLY-ELECTRONIC PROCESSES OF DEVICES OF RADIO-TECHNICAL SUPPORT, AS A GUARANTEE OF QUALITATIVE TELEMETRY WITH A FLIGHTING APPARATUS

O. Shefer

The article deals with the processes of ion-electron emission in radio engineering equipment. It was found that the total emission of charge carriers demonstrates the advantages and effectiveness of using negative-radiation plasma in radio engineering devices, and also significantly supplements the electron and ion currents in the discharge gap. It is determined that the main location of positive ions entering the cathode is determined by the genus of gas, the degree of anomaly of the discharge and the cathode material.

Keywords: telemetry, radio electronic equipment, aircraft, discharge, ion-electron emission, shock wave, plasma.