

О.В. Шефер

Полтавський національний технічний університет імені Юрія Кондратюка, Полтава

ВИКОРИСТАННЯ КАНАЛІВ ВТРАТИ ЕНЕРГІЇ ЕЛЕКТРОНІВ ПЛАЗМОВОЇ ОБОЛОНКИ ДЛЯ МІНІМІЗАЦІЇ СПОТВОРЕНЬ ТА ЗАТУХАНЬ СИГНАЛІВ ЗВ'ЯЗКУ ІЗ КОСМІЧНИМ АПАРАТОМ

У статті сформовані канали втрати енергії швидкого електрона в плазмі. Уведено новий коефіцієнт, котрий однозначно характеризує процеси, які відбуваються на кордоні плазми, в залежності від поведінки енергетичного електрона. Запропонована теоретична модель використання розподілу енергії швидкого електрона, що підтверджена експериментально, в залежності від роду газу та матеріалу катоду. Дана модель забезпечує чітке формування шляхів впливу на плазму, з метою забезпечення надійного зв'язку із КА.

Ключові слова: космічний апарат, радіозв'язок, плазма, енергія електрона, модель розподілу енергії, коефіцієнт ефективності плазми, випромінювання.

Вступ

Під час входження космічного апарата (КА) в простір іоносфери, навколо його корпусу утворюється плазмова оболонка. Вона негативно впливає на проходження електромагнітних хвиль, суттєво погіршує, або, взагалі, припиняє радіозв'язок. З метою створення надійної телеметрії із КА без спотворень та затухань радіосигналів, запропоновано спосіб впливу на зовнішню плазмову оболонку [1], в околі антенно-го відсіку КА для забезпечення стійкого зв'язку.

Новітнім підходом «пробиття» зовнішньої плазмової оболонки, для проходження електромагнітних хвиль, є вплив на неї штучно створеною низькотемпературною плазмою. Але без оцінювання елементарних процесів, котрі відбуваються в плазмі, не можливо створення стійкого каналу радіозв'язку.

Саме дослідженням елементарних процесів у плазмі та каналам втрати енергії швидких електронів, присвячена дана стаття.

Результати досліджень

У дослідженнях розряду, що жевріє [2], з плоскосте паралельними електродами показано, що під час руху позитивних іонів у просторі катодного потенціалу створюється потік швидких нейтральних частинок, у процесі перезарядки. Як наслідок, у даному просторі виникають зміни газової щільності.

Дослідження цього явища, дали змогу ввести для його характеристики коефіцієнт δ (коефіцієнт корисної дії) плазми [3]. Він показує, скільки позитивних іонів надходить, за одиницю часу, через одиничну перпендикулярно розташовану площину на межі від'ємного випромінювання з темним кружковим простором, на один швидкий електрон, котрий перетинає дану межу з боку катоду. Кількісне значення δ згідно [4] виражається таким відношенням

$$\delta = n_i / n_{ek}, \quad (1)$$

де n_i – щільність іонів; n_{ek} – щільність швидких електронів, котрі перетинають межу від'ємного ви-

промінювання з темним кружковим простором у протилежних напрямках.

У вказаних дослідженнях не дається кількісної оцінки значенню δ та величині потоку позитивних іонів. У [5] величину потоку позитивних іонів, вважають незначною та зовсім не враховують. В інших дослідженнях [6] ураховується наявність даного потоку позитивних іонів, але щільність цього струму $J_{i\delta}$, у порівнянні з величиною щільності загального розрядного струму, вважають дуже малою. Протилежна точка зору мотивовано стверджується в інших роботах. В дослідженнях [7] потік позитивних іонів, що надходить із зони від'ємного випромінювання, виявився достатньо суттєвим. Наприклад, у дослідженнях авторів [8] в нормальному розряді, що жевріє, з алюмінієвим катодом, значення коефіцієнта δ знаходяться в межах 0,798 - 0,87. Отже, в цьому питанні є розбіжності за величиною потоку позитивних іонів із від'ємного випромінювання та стосовно впливу δ -процесів у створенні даних іонів.

Швидкий електрон, котрий утворився в темному кружковому просторі, влітаючи в плазму від'ємного випромінювання, заряджає її негативно на один заряд і тим самим змінює величину потенціалу простору плазми. Електрони, входячи в плазму, порушують її електричну нейтральність. У результаті δ -процесів, із плазми від'ємного випромінювання виходять у темний кружковий простір на кожен електрон, що влітає, δ позитивних іонів. У результаті цього потенціал плазми змінюється ще більше, і вона зарядиться уже на $(\delta + 1)$ негативних зарядів. Оскільки позитивні іони не надходять у дану плазму, то вона повинна сильно заряджатися негативно. Але це суперечить умовам стаціонарності розряду та електричної нейтральності плазми. Дане протиріччя не розглядається в указаних джерелах, не піднімається воно і в останніх роботах із питань дослідження катодної області розряду.

Після входу у від'ємне випромінювання швидкий електрон витрачає свою енергію eU в непружних зіткненнях на збудження та іонізацію нейтраль-

них атомів та молекул до тих пір, доки його енергія не буде менше енергії, що необхідна для іонізації, або збудження. Далі електрон стає тепловим та відноситься до основної частини електронів плазми від'ємного випромінювання. В результаті такої взаємодії з плазмою швидким електроном створюється декілька нових пар іонів і електронів та певна кількість фотонів $\sum_{i=1}^n h\nu_i$.

Наслідком вказаної взаємодії швидких електронів із плазмою в її об'ємі, є утворення достатньо великої щільності позитивних іонів та електронів. Щільність іонів та електронів у сусідніх зонах катодної області значно нижче та вона, згідно зондових вимірів, менша на два – три порядки. В ці зони під дією сил дифузії направляються зарядоносії. Однак тут дифузія проходить вибірково. В темному кружковому просторі відбувається дифузія тільки позитивних іонів, що й обумовлює на катодній межі плазми від'ємного випромінювання δ -процеси. На цій межі неможлива дифузія електронів у наслідок того, що вони будуть виштовхуватися сильним електричним полем кружкового простору. Електрони на вказаній межі зупиняються електричним полем приблизно в одній площині та повертають назад. Електронам залишиться тільки дифундувати у фарадеевський простір, в якому вони приєднуються до дрейфу в напрямку аноду. Дифузія позитивних іонів у фарадеевський простір, також обмежується електронним полем аноду.

При взаємодії швидкого електрона з плазмою, надлишок від'ємного заряду, виноситься в фарадеевський простір дифузією електронів. При кожному вході електрона в плазму з боку катода з неї виходить $(\delta + 1)$ електронів у фарадеевський простір. Слід відмітити, що через анодну межу плазми повинно вийти більше електронів, ніж вийшло їх через катодну межу, а саме, більше на δ електронів. Даний процес на анодній межі плазми можна характеризувати коефіцієнтом f , котрий виражається відношенням

$$f = (\delta j_{ek} + j_e) / j_{ek} = \delta + 1, \quad (2)$$

де j_e – щільність електронів, котрі виходять із плазми в фарадеевський простір; j_{ek} – щільність електронів, що входять у плазму із кружкового простору.

Процеси δ та f , котрі відбуваються на кордонах плазми від'ємного випромінювання, показують, що під дією швидких електронів із плазми виходять як іони, так і електрони. Оскільки δ та f - процеси обумовлені однією причиною - входженням енергетичного електрона, вказану емісію можна характеризувати одним коефіцієнтом ν за відношенням

$$\nu = (j_i + \delta j_{ek} + j_e) / j_{ek} = 2\delta + 1. \quad (3)$$

Коефіцієнт ν показує, скільки повільних іонів та електронів виходить із плазми від'ємного випромінювання після входження в неї одного швидкого електрона з боку катода.

Зімітований іон та електрони є тепловими і відносяться до основних зарядоносіїв, котрі утворюють

плазму від'ємного випромінювання, енергія швидкого електрона витрачається тільки на їх утворення в процесі іонізації без передачі їм кінетичної енергії.

Коефіцієнт ν характеризує взаємодію швидкого електрона з плазмою, оскільки оцінює як іонну, так і електронну емісію плазми.

Важливість коефіцієнта ν полягає також в тому, що ця емісія є одним із каналів, за котрим витрачається частина енергії eU швидкого електрона. Вимірявши експериментально δ , а потім і ν можна встановити, яка доля енергії eU витрачається на створення 2δ нових іонів та електронів.

Деяка частина енергії eU швидкого електрона в плазмі від'ємного випромінювання витрачається на збудження нейтральних частинок газу, в результаті чого плазма імітує резонансне випромінювання в кількості $\sum_{i=1}^n h\nu_i$ фотонів. Також слід враховувати, що не всі новоутворені іони та електрони імітують із плазми в сусідні зони. Оскільки в плазмі від'ємного випромінювання напруженість електричного поля мала (складає всього 0,5- 1,0 В/см), а середня енергія електронів та іонів не перевищує 1 еВ, то за умови значної щільності зарядоносіїв $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, яка в дійсності має місце, створюються оптимальні умови для протікання рекомбінаційних процесів. [9]. Як наслідок, частина утворених іонів та електронів рекомбінує між собою та випускає рекомбінаційне випромінювання в кількості $\sum_{i=1}^n h\nu_i$ фотонів.

Із урахуванням вищезазначеного, в плазмі від'ємного випромінювання частина енергії eU швидкого електрона перетворюється в енергію потоку Φ резонансного та рекомбінаційного випромінювання

$$\Phi = \sum_{i=1}^n h\nu_i + \sum_{i=1}^n h\nu_j. \quad (4)$$

Ще одним каналом, за яким витрачається помітна доля енергії швидкого електрона в плазмі від'ємного випромінювання, є амбіполярна дифузія, в результаті якої електрони, а вслід за ними іони переходять на стінки розрядної трубки та зникають там в процесі поверхневої рекомбінації. Кожна пара іона та електрона втрачає енергію W_a на одиницю довжини циліндричної розрядної камери, радіуса R :

$$W_a = 2\pi R(e\varphi_i + k_e + k_i), \quad (5)$$

де $e\varphi_i$ – енергія, що виділяється під час поверхневої рекомбінації та випромінюється стінкою; k_e та k_i – середні кінетичні енергії електрона та іона, котрі переносяться на стінку.

Знаючи напруженість радіального електричного поля E_r та щільність іонного струму до стінок розрядної трубки j_r , можна записати енергію W_a , котра відноситься в процесі амбіполярної дифузії на одиницю довжини за одиницю часу, у вигляді:

$$W_a = 2\pi R \cdot j_r \cdot E_r \cdot S. \quad (6)$$

Плазма від'ємного випромінювання являє собою зіштовхувальну низькотемпературну плазму, а осно-

ним механізмом втрати електронів, у плазмі, є об'ємна та поверхнева електронна рекомбінація [10].

Під час взаємодії із плазмою від'ємного випромінювання швидкий електрон витрачає свою енергію eU на утворення емісії іонів та електронів, імітування резонансного та рекомбінаційного випромінювання та на перенесення енергії до стінок у процесі амбіполярної дифузії. На основі викладеного можна записати рівняння балансу енергії швидкого електрона

$$eU = 2\delta\bar{\epsilon}_1 + \sum_{i=1}^n hv_i + \sum_{j=1}^m hv_j + 2\Pi R_{jt} E_{rt} S, \quad (7)$$

де $\bar{\epsilon}_1$ – середня енергія, що витрачається швидким електроном на створення однієї пари іона та електрона, з урахуванням пружних зіткнень [8]. U – напруга між анодом та катодом.

Під час руху електрона в сильному електричному полі крукового простору поперечний переріз зіткнення з нейтральними частинками дуже малий. У даному випадку електрон так сильно прискорюється, що в межах середньої довжини пробігу, $\bar{\lambda}_e$ за умови взаємодії із електричним полем, набуває більше енергії, ніж втрачає її під час зіткнень. Із (7) випливає, що значна частина енергії швидких електронів витрачається на створення ν -процесів. Для кількісної оцінки цих процесів необхідно знайти метод визначення коефіцієнта ефективності плазми ν .

Дослідження поставленої задачі виконувалось на експериментальних трубках із нікелевими, залізними, мідними та алюмінієвими електродами. Пристрої мали механізм для переміщення електродів, положення котрих фіксувалося оптичним катетером. Газорозрядні трубки заповнювались гелієм, неоном, аргоном, воднем та азотом, в інтервалі тиску 65,5 - 619,6 Па. Проводились вимірювання катодного падіння потенціалу V_k та щільності загального розрядного струму j_0 . Товщина простору катодного падіння потенціалу d_k вимірювалась катетометром та монохроматором МСД-2 зі світловодом діаметром 10^{-3} м. Світловод дозволив визначити, за контуром спектральної лінії, межу від'ємного випромінювання з темним круковим простором із похибкою не більше 3%.

На описаних розрядних пристроях вимірювались ВАХ короткого розряду, що жевріє, до слабоаномального режиму. Вибір слабоаномального режиму проводився з урахуванням того, що б вторинна електронна емісія на катоді, згідно з [9], була обумовлена тільки потенціальним вириванням електронів, а значення коефіцієнта γ залишалось би постійними.

Величину нормального катодного падіння потенціалу V_k в короткому розряді, що жевріє, визначають у процесі переміщення анода відносно нерухомого катода за мінімальної напруги горіння. Протяжність плазми від'ємного випромінювання L вимірювалась, як різниця між відстанню l , на якій були розміщені електроди в короткому розряді та товщиною простору падіння потенціалу d_k , тобто $L = l - d_k$.

Виміряні значень V_k , d_p , в основному співпадають із [8]. У розрядах у неононі, гелії, аргоні та азоті з нікелевим катодом, значення d_p в літературних джерелах відсутні та встановлені без співставлення в даних дослідженнях. У відповідності з викладеним механізмом елементарних процесів, що проходять в короткому розряді, що жевріє, щільність загального розрядного струму j_0 дорівнює:

$$j = j_e(x) + j_i(x) + j_\delta, \quad (8)$$

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

Значення $j_e(x)$ та $j_i(x)$ за законом іонізаційного розповсюдження, відповідно рівні, для будь-якої точки крукового простору

$$j_e(x) = j_{ek} \exp(\bar{\alpha}x), \quad (9)$$

$$j_i(x) = j_{ek} [\exp(\bar{\alpha}x) - \exp(\bar{\alpha}d)]. \quad (10)$$

Іонний струм, котрий створюється на кордоні від'ємного випромінювання з темним круковим простором δ -процесами, визначається виразом:

$$j_\delta = \delta j_e(x=d) = \delta \cdot j_{ek} \exp(\bar{\alpha}d). \quad (11)$$

На основі закону збереження заряду j_δ постійна впродовж всього простору падіння потенціалу до самого катода. j_{ek} – щільність електронного струму на катоді за умови, що $x=0$, створена в γ -процесах всіма позитивним іонами, що падають на катод. Для її визначення використовувались експериментальні значення j_0 та опубліковані в літературі величини γ для відповідних комбінацій роду газу та матеріалу катода.

Оскільки $\gamma = j_{ek}/j_{ik}$, де j_{ik} – щільність загального іонного струму на катоді, $j_{ik} = j_i(x) + j_\delta$, то у цьому випадку на катоді $j_0 = j_{ek} + j_{ik}$, або $j_0 = j_{ek} + j_{ik}/\gamma = j_{ek}(1 + 1/\gamma)$, тоді:

$$j_{ek} = \gamma \cdot j_0 / (1 + \gamma). \quad (12)$$

Підставляючи в рівняння (8) значення $j_e(x)$, $j_i(x)$ та j_δ , за умови, що $x=d$ та розв'язавши його, отримаємо значення коефіцієнта f .

Даний коефіцієнт характеризує кількість повільних електронів, котрі виходячи із зони від'ємного випромінювання в бік аноду на один швидкий електрон, що влітає в дане випромінювання з боку катода:

$$f = j_0 / j_{ek} (\exp(\bar{\alpha}d)), \quad (13)$$

де $\bar{\alpha}$ – середнє значення коефіцієнта іонізації котре визначилось за методом наведеним у [7] та [8], з урахуванням експериментального розподілу ефективного поперечного перерізу іонізації:

$$\bar{\alpha}/P = (1 + N_0)/(P \cdot d), \quad (14)$$

$$N_0 = p_0 \int_0^d Q(x) dx, \quad (15)$$

де $Q(x)$ – розподіл ефективного поперечного перерізу іонізації. Точне визначення α задовільно співпадає з $\bar{\alpha}$, котре згідно з [8] знаходилось за виразом:

$$\bar{\alpha}/P = \frac{1}{p \cdot d} \int_0^d \alpha dx, \quad (16)$$

Значення α визначалось за відомим способом із [9] за умови, що на катоді $x = 0$, $E = 5/3 \cdot V_k/d$ та $x = d$, $E = 0$. Для слабоаномального режиму розряду, що жевріє, обидва способи цілком задовольняють виконання поставленого завдання. Автор роботи [9], використовуючи найбільш надійні експериментальні значення $Q(x)$ та обчислюючи інтеграл виразу (14), визначали $\bar{\alpha}$. Для нормального розряду, що жевріє, в аргоні з залізним катодом $\bar{\alpha}/P = 6,8 \cdot 10^{-4}$ м · Па

Значення $\bar{\alpha}/P$, знайдене за виразом (16), становить $6,75 \cdot 10^{-4}$ м · Па. Розбіжність у визначенні $\bar{\alpha}/P$ не незначна. Визначивши значення $\bar{\alpha}/P$, можна знайти величину коефіцієнта f (із виразів (13) та (12)):

$$f = (1 + \gamma) / (\gamma \cdot \exp(\bar{\alpha}d)). \quad (17)$$

Досить легко визначити коефіцієнт δ , оскільки $f = \delta + 1$. Загальний коефіцієнт іонно-електронної емісії можна визначити як $\nu = 2\delta + 1$ із виразу (3). Співвідношення балансу енергії швидких електронів можна знайти, як частину енергії eU , котра витрачається на створення 2δ нових іонів та електронів:

$$G = 2\delta\epsilon_i / (eU). \quad (18)$$

На підставі експериментальних значень j_0 , V_k , d і опублікованих величин γ в роботах [8, 9] визначені коефіцієнти δ , ν , G , котрі характеризують взаємодію швидкого електрона з плазмою від'ємного випромінювання для розряду в гелії, неоні, аргоні, водні та азоті з нікелевим катодом.

Висновок

У рамках проведених досліджень встановлено:

- сформовані канали втрати енергії швидкого електрона в плазмі;

- енергія швидкого електрона витрачається на емісію електронів та іонів плазми від'ємного випромінювання;

- найменший прояв цієї емісії спостерігається в розрядах з аргонним наповненням із нікелевим, залізним та алюмінієвим катодами;

- уведено новий коефіцієнт, що характеризує процеси, котрі відбуваються на кордоні плазми, в залежності від поведінки енергетичного електрона;

- запропонована теоретична модель використання розподілу енергії швидкого електрона;

- експериментально підтверджена адекватність запропонованої теоретичної моделі;

- модель забезпечує чітке формування шляхів впливу на плазму, з метою забезпечення надійного зв'язку із КА.

Список літератури

1. Литвина З. Ю. О возможности передачи информации через плазму / З. Ю. Литвина // Системи обробки інформації. – 2007. – № 9. – С. 127–128.
2. Коржавый А.П. О распределении потенциала в катодном слое тлеющего разряда / А. П. Коржавый, В.И. Кристья // Журнал технической физики. 1993, №. 2. с. 200.
3. Lucas J. Brit. J. Appl. Phys., 1963, v 14, p. 714.
4. Davies A. J., Evans J. G. J. Phys. D: Appl. Phys. 1980, 13, N9, 161.
5. A. Von Engel. Electric plasmas: their nature and uses. London, Taylor and Francis, Ltd., 1983, 254 p.
6. Hantzsche E., Wiczorek L. W. Beitr. Plasmaphys. 1965. 5, N 4, p. 255.
7. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М: Наука, 1971, – 543 с.
8. Smirnov B. M. Theory of Gas Discharge / B. M. Smirnov // Plasma Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Switzerland. – 2015. – P 423
9. Hantzsche E. Space charge sheaths with electron emission// Proc. 21 EPS Conf. Contr. Plasma Phys., Montpellier, 1994. Pt.II, p. 926- 929.
10. Townsend J. S. Theory of Ionization of Gases by Collision (Classic Reprint), London Constable & Company Ltd - Gerstein - University of Toronto. 2015. – 112 p.

Надійшла до редколегії 10.04.2017

Рецензент: д-р техн. наук, проф. С.В. Козелков, Державний університет телекомунікацій, Київ.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КАНАЛОВ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛАЗМЕННОЙ ОБОЛОЧКИ ДЛЯ МИНИМИЗАЦИИ ИСКАЖЕНИЙ И ЗАТУХАНИЙ СИГНАЛОВ СВЯЗИ С КОСМИЧЕСКИМ АППАРАТОМ

А.В. Шефер

В статье сформированы каналы потери энергии быстрого электрона в плазме. Введен новый коэффициент, который однозначно характеризует процессы, происходящие на границе плазмы, в зависимости от поведения энергетического электрона. Предложенная теоретическая модель использования распределения энергии быстрого электрона, подтвержденная экспериментально, в зависимости от рода газа и материала катода. Данная модель обеспечивает четкое формирование путей воздействия на плазму, с целью обеспечения надежной связи с КА.

Ключевые слова: космический аппарат, радиосвязь, плазма, энергия электрона, модель распределения энергии, коэффициент эффективности плазмы, излучение.

PLASMA'S MEMBRANE CHANNELS OF ELECTRONS' LOSS ENERGY USING TO MINIMIZE THE DISTORTIONS AND ATTENUATION OF SIGNAL CONNECTION WITH SPACECRAFT

O.V. Shefer

In article the channels of fast electrons' energy loss in the plasma are generated. Was put A new factor, which clearly characterizes the processes that occur at the plasma's boundary, depending on the electron's energy behaviour is introduced. The theoretical model of fast electron's energy distribution using, confirming experimentally, depend on the gas type and cathode material. This model provides a clear influence on the plasma formation in ways to ensure the reliable communications with spacecraft.

Keywords: spacecraft, radio connection, plasma, electron's energy, model of energy distribution, plasma's efficiency factor, radiation.