

## МОДЕЛЬ НЕРІВНОВАЖНОЇ ПЛАЗМИ ПУЛЬСІВНОЇ НЕГАТИВНОЇ КОРОНИ

© Чигінь В.І., Карп'як С.Ю., 2005

V.I. Chyhin, S.Yu. Karpyak

## THE MODEL OF UNEQUILIBRIUM PLASMA OF THE PULSATING NEGATIVE CORONA

© Chyhin V.I., Karpyak S.Yu., 2005

Вперше змодельовано нерівноважну плазму пульсівної негативної корони в азоті із домішкою кисню. Показано, що параметри плазми пульсують як у просторі (0.003–0.008 см від поверхні катода), так і в часі, синфазно із зміною струму при проходженні піку імпульсу. Температура електронів змінюється у діапазоні 9100–19000 К, а середня густина плазми –  $7 \cdot 10^{11}$  –  $8 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Nonequilibrium plasma of pulsing negative corona in nitrogen with oxygen mixture is simulated the first. It is shown, that plasma parameters are pulsing as in a space (0.003 – 0.008 cm to the cathode surface) and in time, in a phase with the current change in a range of the pulse pick. At that time the electron temperature changes from 9100 to 19000 K and the average density of plasma is –  $7 \cdot 10^{11}$  –  $8 \cdot 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>.

### Вступ

Вивчення нерівноважної плазми пульсівного негативного коронного розряду, зокрема, в електропозитивних газах із електронегативними домішками, є актуальним з аспекту практичного використання – побудови давачів концентрації, тиску газу тощо [1–5]. Умови існування плазми таких газових розрядів, як жевріючий і дуга, визначались у попередніх монографіях [6–8]. Про плазму пульсівного негативного коронного розряду згадується в окремих працях [9, 10], але не надається її кількісних характеристик. В єдиній недавній праці [11] виконано числове моделювання плазми негативної стаціонарної корони у циліндричній геометрії, проте умови її існування не встановлювались.

Водночас, поняття газового розряду і плазми відрізняються. Перше зв'язується [6] із всяким процесом виникнення іонізації та отримання газом під дією прикладених полів властивостей електропровідності. Плазмою називають газ, який іонізовано до такого ступеня, за якого електричні сили притягання між електронами та іонами перешкоджають помітному розділенню зарядів. У ній зіткнення заряджених і нейтральних частинок відіграють підпорядковану роль (космічна плазма і плазма термоядерного синтезу з температурами, які досягають мільйонів градусів). Тут особлива увага надається колективній взаємодії заряджених частинок у магнітних полях. Фізика газового розряду охоплює велику множину складних, заплутаних і багатограних явищ [6] – пружне розсіяння, збудження та іонізація при ударах зарядами, фотонами, збудженими молекулами і метастабілями, прилипання і відлипання електронів, рекомбінація, іонелектронна і фотоелектронна емісії тощо. Газовий розряд може стати плазмою тільки при одночасному виконанні двох умов: 1. Концентрація електронів і позитивних іонів є однаковою або приблизно однаковою (умова електричної нейтральності). 2. Ступінь іонізації газу є настільки високим, що унеможливується розділення зарядів за рахунок їх теплових рухів.

Негативний коронний розряд запалюється при прикладанні високої постійної напруги до системи електродів вістря-площина (вістря – негативної полярності) у газовому проміжку. У деякому діапазоні напруг у зовнішньому колі виникає пульсівний струм із високостабільними параметрами імпульсів [12]. Частота імпульсів Трічеля [13] є порівняно низькою, близько 1 – 100 кГц, що істотно залежить від напруги, геометрії проміжку і, особливо, від концентрації електровід’ємної домішки в електрододатному газі [12, 14, 15]. На ці імпульси можуть накладатися високочастотні осциляції струму (ВОС). Основні характеристики низькочастотних імпульсів і ВОС негативної корони в азоті та аргоні з домішкою кисню низької змінної концентрації досліджувались у [12, 14, 15]. У цій праці вперше змодельовано нерівноважну плазму негативної пульсівної корони, визначено область її існування, отримано динаміку її основних параметрів (координати, розмірів, дебаївського радіуса екранування, енергії електронів та іонів) у процесі виникнення і розвитку складного імпульсу струму у суміші газів N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> при атмосферному тиску і концентрації кисню 0,6 %.

## 1. Теоретичні передумови

Якщо перевірити першу умову існування плазми легко, отримавши під час моделювання концентрації зарядів, то для перевірки другої умови необхідно додатково обчислювати просторовий параметр – дебаївський радіус екранування [6]) і порівнювати його з характерним розміром газового розряду – діаметром трубки струму тощо. Питання визначення дебаївського радіуса екранування у газорозрядній плазмі стосуються праці [6, 8]. Для обчислення потенціалу заряду  $\varphi$  в плазмі використано рівняння Пуассона:

$$\Delta\varphi = -4\pi e(n_p - n_e), \quad (1)$$

де  $n_p$  і  $n_e$  – концентрації позитивних іонів та електронів. За допущення, що вони розподіляються у просторі відповідно до законів термодинамічної рівноваги, отримуємо для них статистичну формулу Больцмана:

$$n_p = n_{p\infty} e^{-e\varphi/kT_p}, \quad n_e = n_{e\infty} e^{e\varphi/kT_e}, \quad (2)$$

де  $T_p$  і  $T_e$  – температури іонів та електронів, а  $n_{p\infty}$  і  $n_{e\infty}$  – їх концентрації на далекій віддалі від розглядуваного заряду в центрі, де поляризація зникає і плазма є електронейтральною. Переважно, дебаївський радіус визначали для випадку рівності концентрацій електронів і позитивних іонів [6–8]:  $n_{e\infty} = n_{p\infty} = n_\infty$ . Якщо енергія кулонівської взаємодії зарядів, що характеризується величиною  $e\varphi$ , є малою порівняно із тепловою енергією  $kT$ , у першому наближенні з врахуванням сферичної симетрії поля отримують розв’язок рівняння Пуассона у вигляді:

$$\varphi = \frac{e}{r} e^{-r/\lambda_D}, \quad \frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{4\pi e^2 n_\infty}{k} \left( \frac{1}{T_p} + \frac{1}{T_e} \right), \quad (3)$$

де  $e/r$  є кулонівським полем поблизу центрального заряду. Останнє на віддаль  $r > \lambda_D$  швидко спадає за експоненціальним законом.

У рівноважній плазмі, де температури зарядів є однаковими ( $T_p = T_e = T$ ), характерний дебаївський радіус екранування заряду  $\lambda_D$  визначається як:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 n_e}} \quad (4)$$

У нерівноважній плазмі, де температури не є однаковими (наприклад, у слабкоіонізованій газорозрядній плазмі  $T_e \gg T_p$ ), формально, згідно із (3), екранування визначається низькою температурою газу (близько  $T_p$ ) і радіус є дуже малий. Проте, як відзначає автор [1], просторовий заряд утворюється, здебільшого, за рахунок перерозподілу густини легких рухливих електронів, бо

важкі малорухливі іони не встигають у кожний момент часу утворювати рівноважний розподіл біля розглядуваної рухомої частинки.

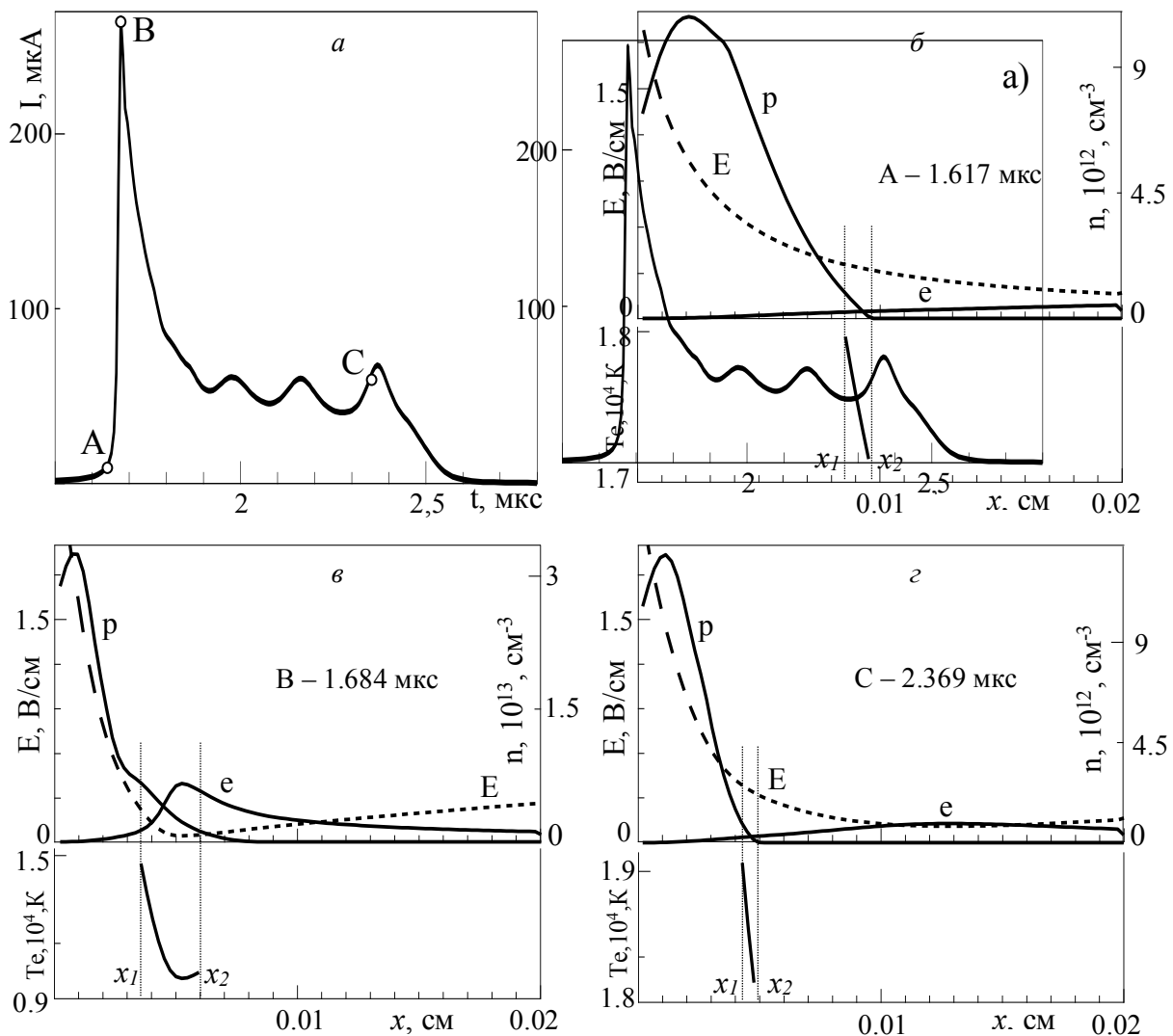


Рис. 1. Обчислені: а) залежність від часу струму корони у межах протікання всього імпульсу; б, в, г) залежності концентрації  $n$  електронів  $e$ , іонів  $p$ , напруженості поля  $E$  і температури електронів  $T_e$  у плазмі від віддалі  $x$  до вістря. Точки  $A, B, C$  – моменти часу, при яких визначено  $n, E, T_e$  (б, в, г)

Тому виникає сумнів у застосуванні формули Больцмана для  $n_p(r)$  у такому разі. Якщо ж вважати іони нерухомими, то у вихідному рівнянні необхідно прийняти  $n_p(r) = \text{const} = n_\infty$ . Тоді член з  $1/T_p$  випадає з (3) і остаточна формула для  $\lambda_D$  збігається із (4). Цією величиною деколи користуються для характеристики ефекту екранування плазмою, називаючи її умовно дебаївським радіусом. Автор [1], однак, підкреслює, що у механізмі впливу іонів на екранування немає повного розуміння.

У праці [3] для сильно неізотермічної плазми радіус екранування визначається тільки концентрацією і температурою позитивних іонів:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{kT_p}{4\pi e^2 n_p}}. \quad (5)$$

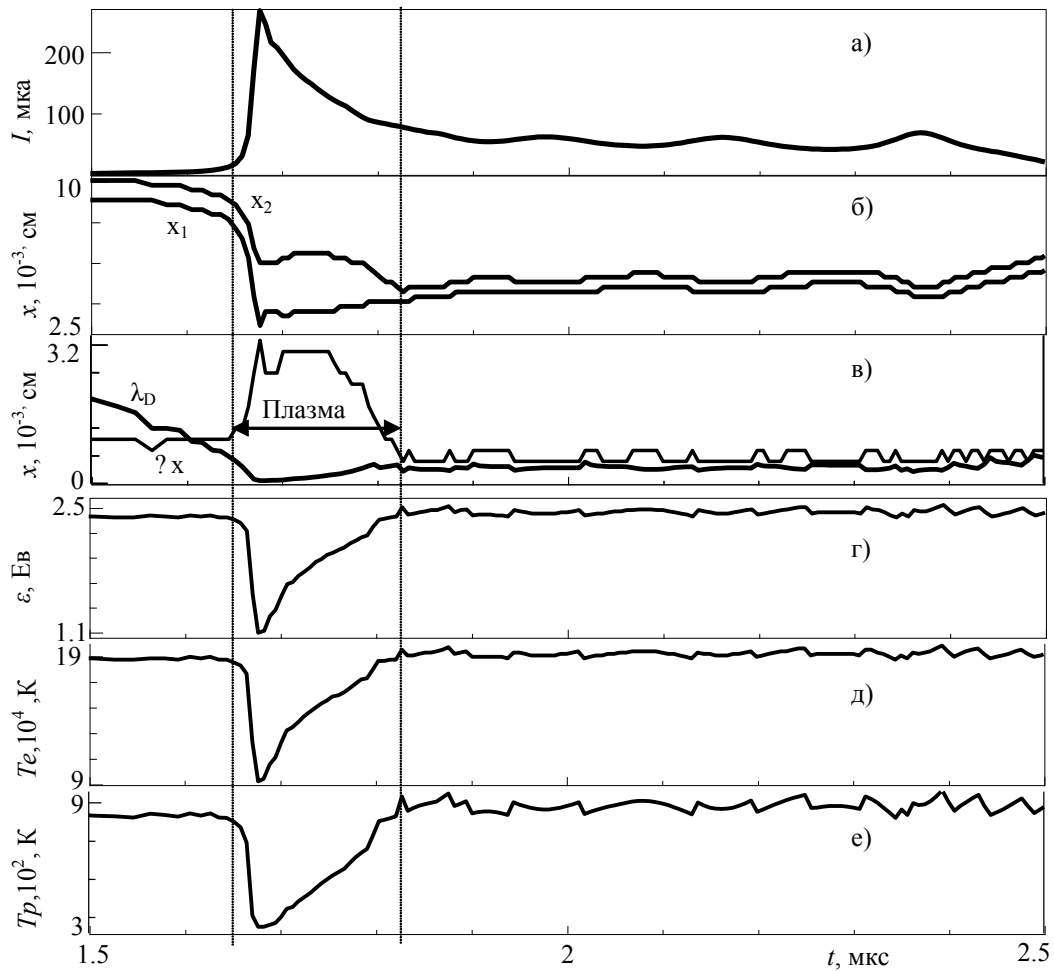


Рис. 2. Обчислені залежності від часу а) струму корони у межах протікання імпульсу; б) віддалі  $x_1$  і  $x_2$  від вістря, при яких  $n_e = 0,2n_p(x_1)$  і  $n_p = 0,2n_e(x_2)$ , в) інтервалу  $\Delta x = x_2 - x_1$  і дебайвського радіуса  $\lambda_D$ , г) енергії електронів  $\varepsilon$ ; д) температури електронів  $T_e$ , е) температури позитивних іонів  $T_p$  – при тих самих параметрах розряду, що і на рис. 1

## 2. Методика обчислення

У кінетичній моделі негативної корони враховано такі процеси: іонізацію молекул  $N_2$  при зіткненнях із електронами, прилипання електронів до  $O_2$ , їхнє відділення від  $O_2^-$  завдяки зіткненням із  $N_2$  в основному стані, дрейф зарядів і поверхневу іон-електронну емісію.

Основою числових розрахунків є диференціальні рівняння неперервності для потоків позитивних і негативних іонів та електронів, доповнені рівнянням Пуассона для електричного поля у квазидвовимірному просторі:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(v_e n_e) = \alpha n_e v_e - \eta n_e v_e + k_d n_n n_0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} - \text{div}(v_p n_p) = \alpha n_e v_e, \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{div}(v_n n_n) = \eta n_e v_e - k_d n_n n_0, \quad (8)$$

$$\text{div}E = 4\pi e(n_p - n_e - n_n). \quad (9)$$

де  $n_e, n_p, n_n$  – концентрації електронів, позитивних і негативних іонів,  $n_0$  – основного газу,  $v_e, v_p, v_n$  – швидкості дрейфу ( $v_e = b_e E$ ,  $b_e$  – рухливість, стала величина), відповідно,  $\alpha$ ,  $\eta$  і  $k_d$  –

коефіцієнти іонізації, прилипання і відлипання. Струм у колі визначається як сума струму зміщення і потоку  $p$ -іонів на катод. Форму струмового каналу встановили, виділяючи дві області розрядного проміжку: прикатодну (генерування) – циліндричну і дрейфову – параболічну. Кінетичні коефіцієнти отримано із [7, 9, 17–20]. Більшу інформації щодо моделювання можна знайти у [12, 14–16].

Межі можливого існування плазми  $x_1$  і  $x_2$  визначали із першої умови близькості концентрацій електронів і позитивних іонів, отриманих при розв'язанні системи рівнянь (6–9), а саме,  $n_e = 0.2n_p$  для  $x_1$  і  $n_p = 0.2n_e$  для  $x_2$ . На рис. 1, б, в, г зображено схему визначення координат  $x_1$  і  $x_2$  для випадку складної пульсації струму негативної корони з виникненням вторинних осциляцій струму. Результати для азоту з домішкою кисню (0.6%) при параметрах розряду: прикладеній напрузі до розрядного проміжку 2300В, радіусі вістря 0.004 см, довжині проміжку 0.6 см, зовнішньому опорі  $10^6$  Ом, довжині області генерування 0.006 см.

Для визначення дебаївського радіуса екранування газорозрядної низькотемпературної нерівноважної плазми негативної корони використали (5), оскільки у разі використання високих температур електронів отримуються надто великі значення, що істотно перевищують розміри розряду.

### 3. Результати обчислення і їх аналіз

Як видно із рис. 2 і рис. 3, б, в, діапазон віддалей  $\Delta x = x_2 - x_1$  у прикатодній області генерування, в якій концентрації електронів і позитивних іонів є близькими один до одного, є досить вузьким (близько 0.0007 – 0.0010 см) упродовж усього часу протікання імпульсу, крім його пікової частини (1.65–1.83 мкс). В останньому випадку  $\Delta x$  різко зростає до максимального значення 0.0032 см у момент максимуму струму імпульсу (точка 2 на рис. 3, а,  $t = 1.678$  мкс) і далі швидко спадає до майже сталого значення 0.0007 см. Впливу високочастотних коливань струму у позапіковій частині часу на значення  $\Delta x$  не відчувається. Цікаво, що перед початком росту струму корони координати  $x_1$  і  $x_2$  розміщені близько до середини заданої довжини області генерування (0.01 см). У моменти максимального підняття струму координата  $x_1$  різко зменшується до значення 0.0025 см, а далі – плавно зростає до 0.0045 см, тоді як  $x_2$  постійно і значно слабше знижується, і тільки в області післяпікового спаду струму слабко росте до значення 0.065 см. Така поведінка координат  $x_1$  і  $x_2$  приводить до згаданого вище істотного розширення діапазону  $\Delta x$ .

Діапазон зміни обчисленого дебаївського радіуса екранування  $\lambda_D$  є високим упродовж періоду пульсації корони. До моменту початку росту струму його значення близько одиниць см, тоді як у момент піку струму він падає майже до нульового значення  $5.9 \cdot 10^{-5}$  см. Далі  $\lambda_D$  плавно зростає до значення близько 0,0006 см, близького до значення  $\Delta x$ , і зберігається майже постійним у межах існування імпульсу струму. Поза імпульсом цей радіус знову різко росте до великих значень близько одиниць см, значно перевищуючи  $\Delta x$ . Отже, друга умова існування плазми коронного розряду ( $\lambda_D < \Delta x$ ) виконується тільки у дуже короткому проміжку часу протікання лише пікової частини імпульсу – від 1.67 до 1.78 с. Ця тривалість є на порядок меншою порівняно із тривалістю протікання повного імпульсу (1 мкс) і періоду пульсації корони (~60 мкс).

Як видно із рис.2, залежність енергії (г) і температури (д) електронів від часу перебуває у майже повній антифазі із відповідною залежністю струму корони. При порівняно постійних значеннях  $\varepsilon$  (2.4 eВ) і  $T_e$  ( $1.9 \cdot 10^4$  К) до початку імпульсу, вони різко спадають у момент амплітуди струму ( $t = 1.678$  мкс) і плавно наростають до значень, дещо вищих від початкових. Цікаво, що надалі ці значення зберігаються навіть за межами імпульсу. Аналогічну картину зміни температури іонів  $T_p$  у плазмі від часу можна спостерігати із рис. 2, е. При майже постійних початкових і кінцевих значеннях 750 К температура  $T_p$  майже синфазно з  $T_e$  спадає при проходженні пікових значень струму. Відмінність від  $T_e(t)$  полягає у значно плавнішому наростанні  $T_p$  у післяпіковий період.

Графіки залежності температури електронів від відстані до вістря  $T_e(x)$  на рис. 3, г наочно демонструють динаміку області існування плазми і її положення у процесі розвитку імпульсу струму корони в околі пікової частини у моменти часу 1-6 (рис. 3, а). Як видно, у початкові моменти збільшення струму плазма перебуває на далекій віддалі від вістря і її ширина є малою, близько 0.0014 см (момент 1). При зростанні струму до максимального значення плазма різко наближається у напрямі до поверхні катода і збільшується у момент 2 до  $\Delta x = 0.003$  см. Після

проходження піку струму ширина плазми знову зменшується – майже втричі (моменти 3–6), а її середнє положення незначно “плаває” між  $4.5$  і  $5.0 \cdot 10^{-3}$  см.

Діапазон зміни температури електронів у плазмі також істотно залежить від фази розвитку імпульсу струму. Спочатку, при дуже низьких струмах корони (момент 1) діапазон  $T_e$  є дуже вузьким ( $1.5 \cdot 10^4$  –  $1.7 \cdot 10^4$  К). При максимальному струмі діапазон температур набуває максимального значення ( $0.9 \cdot 10^4$  –  $1.6 \cdot 10^4$  К) при істотному зниженні температури. Після проходження максимуму струму температура електронів знову росте при звуженні діапазону, аж до максимального значення  $1.9 \cdot 10^4$  К (момент 6). В усі моменти часу, крім точки 2, ця температура плавно знижується із ростом віддалі від катода. У момент піку струму залежність  $T_e(x)$  є істотно нелінійною, із мінімумом при  $x=4.6 \cdot 10^{-3}$  см. Середня концентрація зарядів у плазмі є спадною при зростанні віддалі від катода, незалежно від фази розвитку імпульсу струму. Вона плавно знижується у межах  $2.0 \cdot 10^{12}$ –  $0.7 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$  у момент часу  $1.67$  мкс (початок зростання імпульсу),  $8.0 \cdot 10^{12}$  –  $7.0 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$   $t = 1.684$  мкс (пік струму) і  $2.0 \cdot 10^{12}$  –  $0.7 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$  при  $t = 1.78$  мкс (завершення пікової частини імпульсу).

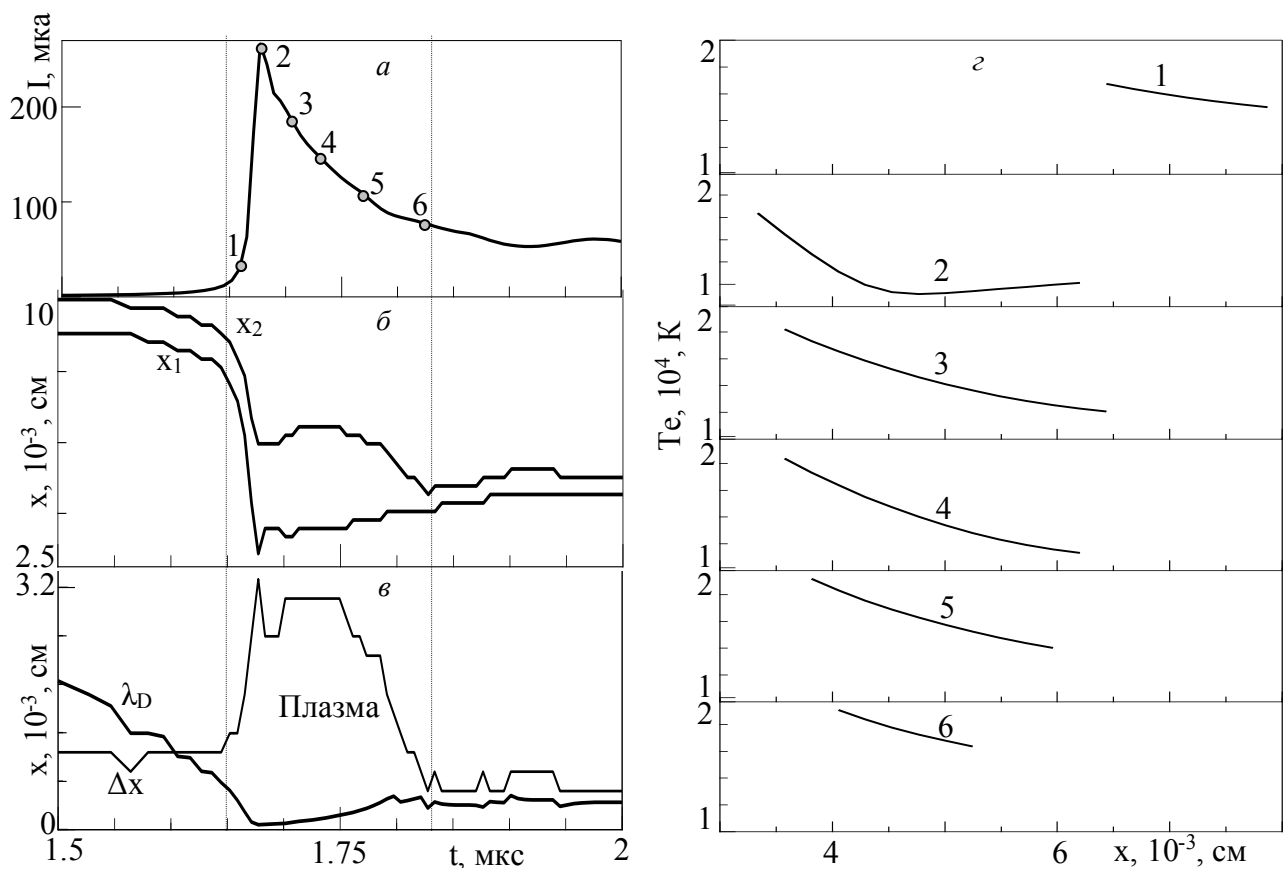


Рис. 3. Обчислені: а,б,в) залежності від часу а) струму корони у межах пікової частини імпульсу (точки 1–6 – моменти часу, для яких обчислено температуру електронів у плазмі – г); б) віддалі  $x_1$  і  $x_2$  від вістря, при яких  $n_e = 0.2n_p(x_1)$  і  $n_p = 0.2n_e(x_2)$ ; в)  $\Delta x = x_2 - x_1$  і дебайвського радіуса  $\lambda_D$ ; г) залежності температури електронів  $T_e$  від відстані до вістря

Описану вище пульсацію основних параметрів нерівноважної плазми негативної корони встановлено вперше. Досі тільки в одній праці [11] виконано моделювання плазми негативної корони у циліндричній геометрії в сухому повітрі (азот + кисень, 21%). Всі параметри цієї плазми є сталими, стаціонарними у часі. Зауважимо, що автори не перевіряли двох умов існування плазми. Вони доволіно прийняли її межі: одну – на поверхні катода, другу – як межу області генерування, з умови рівності коефіцієнтів розмноження і прилипання електронів. Між цими межами електричне

поле відповідає середній кінетичній енергії електронів 1.85 eV, тобто це область, в якій проходять реакції електронного удару. Поза цією областю умовно існує тільки прилипання електронів до молекул кисню і утворення негативних іонів  $O_2^-$ . На наш погляд, такий підхід є сумнівним щодо строгості виконання вимог класичної фізики плазми.

### Висновки

1. Вперше запропоновано методику визначення області існування нерівноважної плазми пульсівної негативної корони з використанням рівнянь потоків зарядів і Пуассона для електричного поля і обчислено її основні характеристики.
2. Показано, що плазма постійно пульсує як у просторі генераційної зони, безпосередньо прилеглої до поверхні катода, так і в часі, синфазно із зміною струму.
3. Отримані температури і концентрації електронів підтверджують відношення плазми негативної корони до класу низькотемпературної нерівноважної.
4. Теорія плазми коронного розряду потребує розвитку, зокрема, щодо визначення дебаївського радіуса екранування і встановлення розподілу електронів за енергіями.

1. Полякова А.А. и др. *Масс-спектральный анализ смесей с применением ионно-молекулярных реакций*, М., 1989, – 240 с.
2. Чигінь В.І. Пат. 25169 // ДУ “Львівська політехніка”, 1998.
3. Чигінь В., Проць О. // *Вісник ДУ “Львівська політехніка”*. – 1999. – 343. – С. 180–183.
4. Sigmond R.S. // *Proc. 11<sup>th</sup> Int. Symp. on Plasma Chemistry, Loughborough, 1993*. – P. 1–6.
5. Чигінь В. І. // *Звіт НДР №7033, НУ “Львівська політехніка”, 2003*.
6. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. – М., 1987.
7. Мак-Даниель И. *Процессы столкновений в ионизированных газах*, 1967.
8. Грановский В.Л. *Электрический ток в газе*. – М., 1971.
9. Morrow R. // *Phys. Rev. A*, 1985, 32, N3. – P.1799–1809.
10. Акишев Ю.С. и др. // *Физика плазмы 2001*, 27, N5, С.1–12.
11. Chen J., Davidson J. // *Plasma Chemistry and Plasma Processing 2003*, 23.
12. Чигінь В. І. // *Вісник НУ “Львівська політехніка”, 2000*. – 397. – С. 136–146.
13. Trichel G.W. // *Phys. Rev.* 1938, 54. – С. 1078–1084.
14. Чигінь В. І. // *Укр. Фіз. Журн.* 2002, 47. – С.350–360.
15. Chyhin V. I. // *Conden. Matter Phys.* 2002, 5. – P.429–448.
16. Чигінь В. І., Бойко О. // *Вісник НУ “Львівська політехніка”, 1998*, 337. – С.283–286.
17. Александров Н. и др. // *ТВТ*, 1981, 19. – С.485–490.
18. Акишев Ю. и др. // *Физика Плазмы*, 1994, 20. – С.571–584.
19. Kossyi I.A. et al // *Plasma Sources Sci. Technol*, 1992, 1. – P.207–220.
20. Morrow R., Sato N. // *J.Phys.D.* 1999, 32. – P.1.20–1.22.