

при певних співвідношеннях між довжиною хвилі і відстанню між ґратками. На основі чотирьох ґраток можна побудувати волоконно-оптичний інтерферометр Фабрі–Перо, який матиме спектральне розділення 0,1пм при коефіцієнті відбивання від однієї ізольованої ґратки 0,99.

1. Snyder A. W. // *Proceedings IEEE*. 1981. – V. 69. N 1. – P.6 – 13. 2. Snyder A. W., Sammut R. A. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1979. – V. 69. – P. 1663–1671. 3. Yariv A., Yeh P. *Optical waves in crystals*, A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, New York, – 1984. – 616 p. 4. Bobitski Ya, Fitio V., Lebid' S., Wanchytski T. // *Proceedings of the 3rd Conference MECHATRONIKA'97*. – 2. – Warsaw, Poland. – P. 775–781. 5. Lebid' S., Fitio V., Bobitski Ya. // *Proceedings of SPIE*. 1999. – V. 4239. – P. 100 – 106. 6. Гантмахер Ф. Р. *Теория матриц*. – М.; 1988. – 548 с. 7. Yariv A. *Quantum electronics*, A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, New York, 1975. – 488 p.

УДК 621.373.43:537.523

В.І. Чигінь, М.Ю. Скульський

Національний університет “Львівська політехніка”, кафедра фізики

РОЛЬ ФОТОПРОЦЕСІВ У ФОРМУВАННІ ІМПУЛЬСІВ СТРУМУ ВІД'ЄМНОЇ КОРОНИ У СУМІШАХ ГАЗІВ N_2+O_2 І $AR+O_2$

V.I. Chyhin, M.Y. Skulsky

Lviv Polytechnic National University,

PHOTOPROCESSES ROLE IN NEGATIVE CORONA CURRENT PULSE FORMING IN GASES N_2+O_2 AND $AR+O_2$

© Чигінь В.І., Скульський М.Ю., 2001

Досліджено вплив фотопроеесів на відмінні властивості імпульсів негативної корони в азоті та аргоні із домішкою кисню. Встановлено, що ріст електричного поля у початкових фазах імпульсу в N_2+O_2 веде до зростання інтенсивності збудження високоенергетичних рівнів N_2 , до іонізації O_2 фотонами, емітованими N_2^* і до адекватного росту струму. Такі процеси не відбуваються в $Ar+O_2$, оскільки збудження високоенергетичних рівнів Ar є малоімовірним. Тривалість імпульсу і струм у його хвостовій частині задаються динамікою негативних іонів O_2^- у прикатодній оболонці корони, зокрема їх зіткненнями із метастабілями N_2^* . Останні впливають також на характеристики високочастотних вторинних осциляцій струму.

The photoprocesses influences on the negative corona pulse different features in nitrogen and argon with the oxygen admixture have been studied. It has been determined that an electric field rise in the begining pulse phases in N_2+O_2 leads to an increase of the excitation intensity of N_2 high energy levels, to an ionization of O_2 molecules by the N_2^* emitted photons and to an adequate current rise. Such processes do not occur in $Ar+O_2$, since the Ar high energy level exitation has a low probability. Pulse trailing part duration and current value are operated by the O_2^- negative ions dynamics in a cathode sheath, particularly by its collisions with the N_2^* metastables. The last ones determine the features of the high frequency current secondary oscillation.

Вступ. При прикладенні постійної напруги між катодом-вістрям і плоским анодом у газі виникає низькострумний пульсуючий коронний розряд. Вичерпні знання про природу

імпульсів струму корони (у 1938 р. Трічель виявив їх існування у повітрі [1]) відкривають можливості для створення сенсорів газоаналізаторів, оскільки більшість із параметрів цих імпульсів і їх вторинної структури є чутливими до мікроконцентрацій домішок [2]. Проте, нерівноважні процеси у короні вивчені недостатньо [3–5]. В експериментах переважно використовувались електровід'ємні гази [6, 7], що призводило до підвищеного екрануючого ефекту і “розмивання” вторинної структури. Виявлені окремі вторинні ефекти зв'язувались із “хвилею іонізації” [8], “хвилею іонізації у вигляді стримера” [6], “поздовжнім коливанням електричного поля” [9] або “турбулізацією плазми електронним пучком” [10]. Тривалі точні вимірювання “сходинки” і “горбика” на передньому фронті імпульсу [6, 7] досі не визначили, яку роль відіграють фотоелектронна емісія і “хвиля іонізації, подібна до стримера” у зародженні імпульсів. Істотні спрощення геометрії при моделюваннях [8, 9] призвели до суперечливих інтерпретацій початкової стадії росту струму із “сходинкою” [6] і не дали змоги описати вторинні осциляції [8]. Автори недавно виміряних високочастотних коливань в кінці імпульсу у водні [14] відносять їх до “нетрічелівських” і визнають, що “механізм цих осциляцій є не зрозумілим”.

При використанні дуже низьких концентрацій кисню і вістря із малим радіусом кривизни вперше зареєстровано вторинні коливання імпульсів [15, 4]. Введення динамічної моделі прикатодної оболонки дало можливість вперше змодельювати ці коливання, включаючи “сходинку” і описати подвійну залежність частоти імпульсів від концентрації домішки [4, 5]. При цьому показано, що причиною високочастотних пульсацій струму є періодична взаємодія із “зворотним зв'язком” емітерної поверхні із різноіменними шарами зарядів, електродинамічно розділених у прикатодній області генерування. Процеси, що їх формують, задають основні характеристики пульсацій і при певних умовах приводять до істотного росту струму в електронегативних газах [16], що є вирішальним при формуванні плазмохімічних реакторів.

При сучасному розвитку чисельних методів і комп'ютерної бази є недостатнім вивчатитіліпроцеси у розряді виключно на підставі якісної оцінки зареєстрованих екстремумів струму [6, 14] чи інших ефектів [13]. Можна із достатньою точністю змодельювати складні ефекти [8, 9, 17], включивши багато з елементарних процесів у плазмі, швидкість протікання яких на сьогодні є відомими [17–19]. У зв'язку із технічними складнощами числового опрацювання великої множини взаємодій зарядів, атомів та фотонів, на наш погляд, є перспективними паралельні експериментальні дослідження і моделювання відносно спрощених систем із попередніми оцінками можливих вкладів елементарних актів [4]. Вияснити роль окремих компонент розряду у процесах зародження імпульсів і формування їх вторинної структури уможливує використання електрододатних газів із електровід'ємними домішками в широкому діапазоні концентрацій. У цій роботі проаналізовано канали додаткового впливу процесів збудження, фотоіонізації та фотовідлипання на параметри імпульсів від'ємної корони, зокрема на їх форми і розміри та залежності від концентрації кисню у “модельних” сумішах $Ar+O_2$ і N_2+O_2 у діапазоні від $2 \cdot 10^{-3}\%$ до $5 \cdot 10^{-2}\%$.

Порівняльні характеристики виміряних імпульсів струму від'ємної корони у сумішах газів $N_2 + O_2$ та $Ar + O_2$. Дослідження корони проводили за методикою, описаною так само, як і основні результати вимірювань, в [4]. Струмові осцилограми знято при використанні вістря-зонда із радіусом заокруглення верхівки 30 мкм. Прикладена напруга на розрядному проміжку у першому випадку дорівнювала 1800 В, у другому – 1420 В, що є на 10–20 % вище від напруг початку коронного розряду.

Виміряні імпульси мають вигляд релаксаційних із складною вторинною структурою: за кілька десятків-сотень наносекунд струм наростає до проміжного значення (точка А, рис. 1 а, б), після короткого призупинення – до максимального значення (точка В) і далі, за одиниці-десятки мікросекунд спадає до дуже низького міжімпульсного значення. Розміри основних імпульсів (висота, тривалість, заряд) у сумішах N_2+O_2 є значно більшими, ніж в $Ar+O_2$, тоді, як частота їх повторення, навпаки, є значно нижчою [4]. Форми імпульсів у цих сумішах газів також істотно відрізняються. В N_2+O_2 після амплітудного значення (точка В) струм спадає на 10–50% у досить вузькому проміжку часу (приблизно одна мікросекунда) до точки С, формуючи окремий пік, а далі знижується значно повільніше, протягом кількох десятків мікросекунд, до значень приблизно 10^{-10} - 10^{-9} А. Таким чином, можна розрізнити чітко виражену двостадійну форму імпульсу – пікову між точками А і С та спадну “хвостову” частину (рис. 1, а, б). У суміші газів $Ar+O_2$ зламів спадної частини імпульсу немає: усереднений по вторинних осциляціях струм, починаючи від пікового значення, знижується монотонно. Вторинні осциляції струму у суміші N_2+O_2 розміщуються, переважно, в околі піків (між точками А і С), тоді, як в $Ar+O_2$ вони накладаються на усю спадну частину імпульсів.

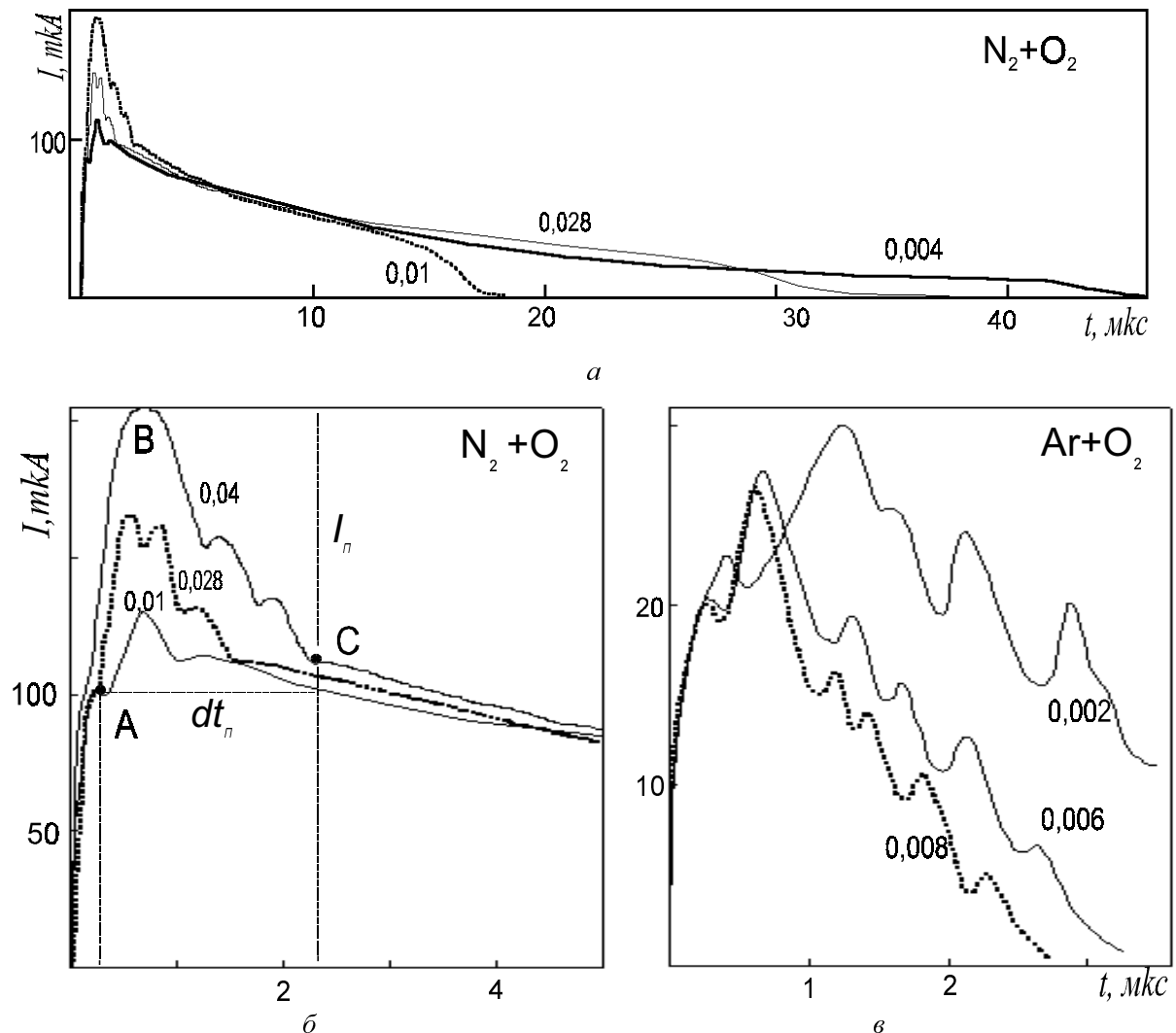


Рис. 1. Осцилограми імпульсів струму від'ємної корони, зняті у потоках сумішей азоту з киснем (а, б) та аргону з киснем (в) в області низьких концентрацій (цифри позначено відсотковий вміст кисню)

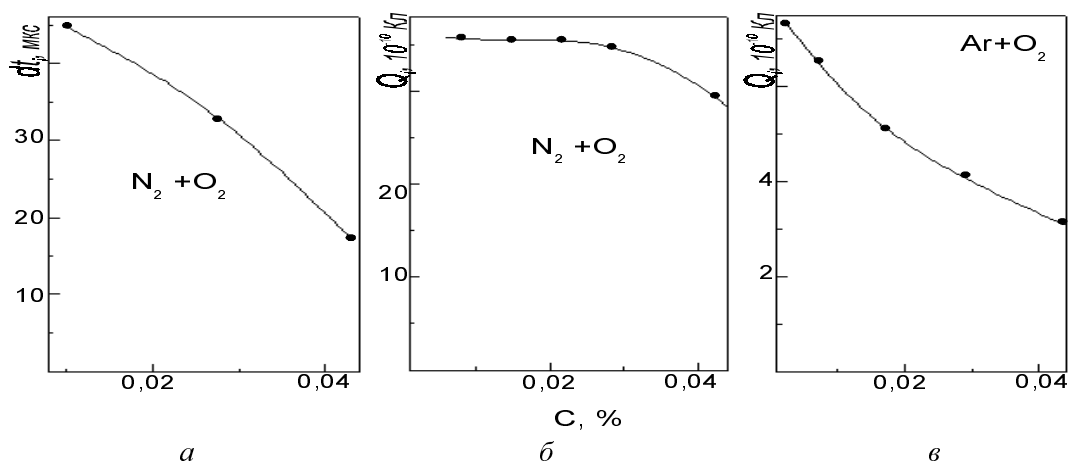


Рис. 2. Залежності вимірних параметрів імпульсів від'ємної корони у сумішах газів N_2+O_2 (а,б) і $Ar+O_2$ (в) від концентрації кисню: dt_i – тривалість (а); Q_i – заряд імпульсу (б,в)

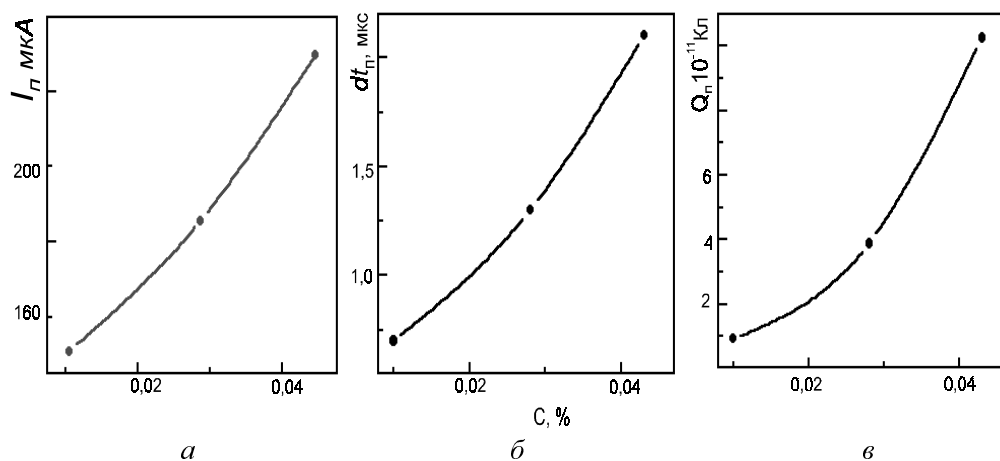


Рис. 3. Залежності параметрів вимірних піків від'ємної корони у суміші газів N_2+O_2 від концентрації кисню: I_n – пікове значення струму; dt_n – тривалість піка; Q_n – заряд піка

На рис. 2 і 3 показані типові залежності вимірних параметрів основних імпульсів і піків струму від концентрації кисню в області 0,008–0,05% ($Ar+O_2$) і 0,01–0,043% (N_2+O_2). На рис. 1, б позначена схема вимірювання амплітуди пікового струму I_n і тривалості піка dt_n . Повний заряд імпульсу Q_i і заряд його пікової частини Q_n визначався за відповідними площами під кривою струму. Можна відзначити, що тривалість імпульсу струму Δt_i у суміші N_2+O_2 , яка задається передусім його “хвостовою” протяжною частиною, знижується при зростанні концентрації кисню (рис. 1, а, рис. 2, а) подібно, як і в суміші $Ar+O_2$ (рис. 1, в). При цьому максимальне значення струму I_m істотно зростає в N_2+O_2 (на рис. 3, а зображена зміна тільки його пікової частини) і слабо спадає в $Ar+O_2$. Така відмінність у поведінці Δt_i і I_m приводить до значної відмінності у залежності заряду Q_i від концентрації кисню C : якщо в $Ar+O_2$ він різко, у 3–4 рази спадає при зміні C у межах 0,002–0,05% (рис. 2, в), то в суміші N_2+O_2 спадає тільки на 15% (рис. 2, б). Із ростом концентрації кисню в азоті при рості висоти I_n пік розширюється (Δt_n – в межах 0,5–2 мкс, рис. 3, б) і його площа Q_n зростає квадратично (рис. 3, в).

Моделювання процесів у пульсуючій короні. Для повного опрацювання плазмо-хімічних перетворень, що відбуваються у короні сумішей газів N_2+O_2 та $Ar+O_2$, потрібно було б включити у розгляд велику кількість атомних і молекулярних частинок [18, 19]. Проте, метою цієї роботи є розглянути тільки домінуючі фізичні процеси для пояснення великої різниці між зовнішнім виглядом імпульсів струму у цих сумішах газів в області піку та у хвостовій частині та пояснити механізми виникнення високочастотних коливань струму імпульсів. Тому при складанні числової моделі враховано, що у від'ємній короні переважаючу роль відіграють такі елементарні акти, як ударна іонізація та збудження атомів Ar і молекул N_2 , іонізація молекул O_2 фотонами, прилипання електронів до молекул O_2 , їх відлипання від O_2^- при зіткненнях із Ar і N_2 в основному та збудженому станах, дрейф зарядів та поверхнева фото- та іонно-електронна емісія [4]. Через незначний вклад іонно-іонної рекомбінації і дифузії їх виключено із розгляду [4, 8]. Отже, основою кінетичної моделі у цій роботі є диференціальні рівняння неперервності потоків зарядів і метастабільних молекул та рівняння Пуассона для напруженості електричного поля E в квазіодномірному просторі:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(w_e n_e) = \alpha n_e w_e - \eta n_e w_e + k_d n_n n_0 + k_{dm} n_n n_m + S_{fi}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} - \text{div}(w_p n_p) = \alpha n_e w_e + S_{fi}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{div}(w_n n_n) = \eta n_e w_e - k_d n_n n_0 - k_{dm} n_n n_m; \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} = \alpha_m n_e w_e - k_{dm} n_m n_n - k_q n_m n_0; \quad (4)$$

$$\text{div}E = 4\pi e(n_p - n_e - n_n). \quad (5)$$

Тут t – час; n_e, n_p, n_n – густини електронів, позитивних (N_2^+, Ar^+) і негативних O_2^- іонів; w_e, w_p, w_n – відповідно, їх дрейфові швидкості; e – заряд електрона, α, η і k_d – коефіцієнти іонізації частинок газу в основному стані (N_2, Ar) із густиною n_0 електронного прилипання і відлипання; S_{fi} – терм джерела зарядів за рахунок фотоіонізації.

Порівняно із моделлю [4] включено додаткове рівняння (4), що описує динаміку метастабільних молекул азоту із густиною n_m , де α_m є швидкістю їх утворення. Вплив цих метастабільних молекул на процес відлипання електронів від негативних іонів O_2^- включено у систему рівнянь за допомогою додаткового коефіцієнта відлипання k_{dm} . Швидкість гасіння метастабільних молекул під дією зіткнень із молекулами азоту в основному стані описується коефіцієнтом k_q . Допущено, що усі швидкості елементарних процесів, які залежать від напруженості електричного поля E , знаходяться в рівновазі з цим полем. При розрахунках використано відомі коефіцієнти перенесення і перетворення зарядів $w_e, w_p, w_n, \alpha, \eta, k_d$, як і в [4].

Струм у зовнішньому колі $I = JF$ визначали із другого закону Кірхгофа :

$$\int_0^d E dx = U - RFJ, \quad (6)$$

де U – прикладена до розрядного проміжку напруга; R – баластний опір, терм зліва – спад потенціалу на розряді; d – віддаль катод-анод; J – густина струму; F – площа поперечного перерізу трубки струму, яку у генеруючій області ввели залежною від концентрації позитивних іонів ($F \sim n_p^{2/3}$).

З деталями моделювання можна ознайомитись в [4].

Фотоіонізаційний терм S_{fi} обчислювали за методикою [17, 20] при використанні співвідношення

$$N_{fi}(x) = N_i(x') \cdot \Psi(R_p) \theta d_f P, \quad (7)$$

яке задає число фотоіонів N_{fi} , створених фотонами у точці x , при відомім числі іонів N_i , створених електронами в іншій точці x' . Тут $\Psi(R_p)$ є експериментальною функцією положення, $R_p = |r - r'|P$, де P – парціальний тиск молекул O_2 ; θ – тілесний кут, що охоплює об'єм досліджуваних фотоіонів; N_{fi} , d_f – товщина області поглинання фотонів.

У нашому випадку допущено, що фотони випромінюються із прикатодної області із максимумом концентрації позитивних іонів у точці x_0 і рухаються як до катода (перевіряється подібність стримерної моделі), так і до анода, іонізуючи газ. Інтенсивність фотоіонізації у положенні x визначається при інтегруванні рівняння (7) від точки x_0 до точки x :

$$S_{fi}(x) = P \cdot dx / V(x) \int_{x_0}^x |n_e \alpha w_e|_{x'} \Psi(x', x) V(x') dx', \quad (8)$$

де $|n_e \alpha w_e|_{x'}$ є кількістю іонізаційних випадків в одиниці об'єму у точці x' , а $V(x)$ є певним об'ємним елементом у точці x .

До основних елементарних процесів віднесені такі:

а) іонізація молекул та атомів ($M = N_2, Ar$) ударами електронів



б) прилипання електронів при зіткненні трьох частинок, де M є третьою – N_2 або Ar



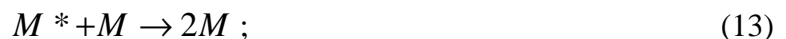
в) відлипання електронів від іонів O_2^- при ударах молекул ($M = N_2, Ar$)



г) утворення метастабільних молекул азоту та аргону ($M^* = N_2^*, Ar^*$)



д) гасіння метастабілів ($M^* = N_2^*, Ar^*$)



е) відривання електронів від іонів O_2^- при ударах із збудженими метастабільними молекулами ($M^* = N_2^*, Ar^*$)



Іонізація (9) в літературі описана досить повно в широкій області енергій [18, 21, 22]. При розрахунках використано коефіцієнт іонізації N_2 із [21] (табл. 5.1) і формули (5.25) Таунсенда $\alpha / p = A \cdot \exp(-Bp/E)$ та екстраполювали експериментальні графіки (рис. 5.4–5.6). Використано також універсальну формулу [22] $K = 10^{-A-B/(E/n)}$, см³/с. Коефіцієнт іонізації атомів Ar обчислювали за формулою $\alpha / p = A_1 \exp(-B_1 p/E)$ [21], яка враховує

значні непружні енергетичні втрати електронів, зв'язаних, насамперед, із збудженням низькоенергетичних рівнів аргону.

Для моделювання тритільного прилипання (10) у суміші азот – кисень використано коефіцієнт $K_{\text{пр}}$, залежний від окремих коефіцієнтів прилипання: $K_{\text{пр}O_2}$ – у чистому кисні і $K_{\text{пр}N_2}$ – в присутності азоту $K_{\text{пр}} = K_{\text{пр}N_2} \cdot n_{N_2} \cdot n_{O_2} + K_{\text{пр}O_2} \cdot (n_{O_2})^2$ [21], а також дані [23, 24]. Значення $K_{\text{пр}N_2}$ [18] є надто заниженим. При моделюванні прилипання у суміші $Ar+O_2$ були використані дані [24], екстраполюючи графіки на рис. 8.7.5, залежності $K_{\text{пр}}$ від середньої енергії електронів для чистого O_2 , O_2 в N_2 і O_2 в He . Ці функції узгоджено із окремими даними [23] для процесу $O_2 + Ar + e = O_2^- + Ar$.

На наш погляд, розуміння відділення електрона (11) у сумішах N_2+O_2 та $Ar+O_2$ є досі слабким [25]. Основна проблема при аналізі цього процесу: що тут конкурують формування іонів O^- , O_2^- та O_3^- . Швидкість відлипання від O_2^- при ударах молекул азоту при середніх значеннях E/n є низькою [18]. Очевидно, саме тому у більшості моделювань як від'ємної [9, 26], так і позитивної корони [17] цей процес не вводили. Проте, враховуючи, що у прикатодній області, яка відіграє вирішальну роль на формування імпульсів [4], напруженості полів сягають високих значень; у нашій праці (як і в [8]) цей тип відлипання електронів взято до уваги. При цьому виявлено [4] (на відміну від [8]), що саме прилипально-відлипальний “естафетний” механізм передачі заряду задає період пульсації корони і його подвійні залежності від концентрації електровід'ємної домішки та коефіцієнта прилипання [4]. Нам не відомі праці, в яких обговорювалось би відлипання електрона у суміші $O_2^- + Ar$. Вимірювались перерізи цього процесу при зіткненнях атомарного іона O^- із Ar , O^- і O_2^- з гелієм [27]. При порівнянні перерізів для He оцінено відношення між вимірними перерізами для $O^- + Ar$ і невідомими для $O_2^- + Ar$.

Майже усі відомі нам дослідження в області збудження (12) пов'язані із низькоенергетичними метастабільними станами $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$ тощо, і їх кінетика вивчена досить детально [22]. При моделюванні ми використали результати [19, 28]. Відомо тільки кілька досліджень, пов'язаних із переходами у високоенергетичній області ультрафіолету [20], які можуть відігравати істотну роль у формуванні характеру “швидкої” плазми. Збудження електронами високоенергетичних станів атомів аргону у суміші $Ar+O_2$ є мало ймовірною [21, 24].

Вважається, що фотоіонізація молекул повітря (8) є найістотнішим процесом, який забезпечує генерацію вільних електронів перед фронтом стримера [20]. Емпіричні формули для джерела фотоелектронів використано у моделюванні [17]. Вважається, що іонізація молекул кисню є можливою взагалі фотонами із довжинами хвиль $\lambda \leq 1025 \text{ \AA}$, а в розряді в азоті – в області $980 < \lambda < 1025 \text{ \AA}$ [20]. Існує досить великий розкид у вимірних значеннях констант швидкостей гасіння (13) метастабільних рівнів азоту [22].

Відривання електронів від іонів O_2^- при дії метастабілів (14) є на кілька порядків сильнішим процесом від відлипання при ударах із незбудженими молекулами (11) [18, 21, 22]. Руйнування негативних іонів кисню метастабільними атомами аргону при теплових енергіях є приблизно $1,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [29]. У літературі не виявлено констант швидкостей розпаду від'ємних іонів кисню при їх зіткненнях із збудженими молекулами високих рівнів, які можуть бути інтенсивними в області високих електричних полів. Відлипання електронів від іонів O_2^- при ударах фотонів є слабким [23, 28, 29].

В зв'язку із використовуваними низькими концентраціями кисню у цій роботі не розглядається іонізація молекул O_2 ударами електронів, пряме двочастинкове прилипання $e + O_2 \rightarrow O_2^-$, а також збудження синглетних метастабілів $a^1\Delta_g$ молекул O_2^* [17].

Аналіз результатів. В результаті проведення численних розрахунків при різних параметрах, включених у модель процесів, виявлено, що у прикатодній області негативної корони зосереджується сильне електричне поле, яке може викликати ті чи інші процеси блокування і розблокування генерації зарядів [4]. Напруженість поля на довжині приблизно десятки мікрон змінюється в області 10^4 – 10^5 В/см, тоді як в усій зовнішній “дрейфовій” області довжиною приблизно сантиметр воно плавно змінюється у межах 10^3 – 10^2 В/см (рис. 3 [4]) і є недостатнім для збудження ряду електронних станів молекул азоту [21]. У початкові моменти часу наростання фронту імпульсу струму – це фази розвитку лавин і “хвилі іонізації” [4, 8, 9] (до точки А, рис. 1, б), стрімке зростання напруженості поля у приповерхневій області [4] (рис. 3, д) приводить до відповідного росту інтенсивності збудження високих рівнів азоту у суміші N_2+O_2 , високоенергетичного випромінення та іонізації молекул фотонами вакуумного ультрафіолету [20]. Включення у числову модель [4] фотоіонізації кисню за схемою (7, 8) в усьому просторі корони при концентрації 0,04% привело до відносного зростання струму у максимумі такого самого порядку. Це узгоджується із майже постійними вимірними значеннями струму в області точки А при зміні концентрації кисню 0,01–0,04%. Додавання до розрахованого струму за методикою [4] потоку електронів, утворених при фотоіонізації азоту (7, 8), з врахуванням кінетичних коефіцієнтів [20], приводить до зміни амплітудного значення струму на 15,3%. Виявилось, що приріст струму за рахунок приповерхневої іонізації є нехтує малим, приблизно 10^{-1} , що дає змогу піддавати сумніву так звану “стримероподібну іонізаційно-хвильову” природу “сходинки” на передньому фронті імпульсу [6]. Отже, підтверджуються допущення Моррова [9] і результати наших попередніх моделювань [4, 5], що наближення позитивної хмаринки до катода у початкових стадіях розвитку імпульсу зумовлюється взаємодією з поверхнею, а не стримерними, чисто об'ємними, процесами [6]. Очевидно, врахування фотоіонізації попередньо збуджених молекул [20, 21] повинно додати певний приріст струму у цій фазі імпульсу. Ми не включили у модель цей процес, оскільки в літературі не виявлено відповідних швидкостей реакцій. Потрібно зауважити, що в азоті додаткова сходинка на передньому фронті імпульсу (типу струму зміщення [4, 8]) експериментально не реєструється (рис. 1, б), оскільки швидкість загальної іонізації газу із врахуванням фотоіонізаційних процесів є дуже високою навіть після прибуття “хвилі іонізації” і шару позитивних іонів [4] до поверхні емітера. Така схема узгоджується із результатами аналізу причини виникнення додаткової сходинки в [26], хоча момент завершення формування останньої автори пов'язують із завершенням “формування плазми”. На наш погляд, таке поняття не потрібно вводити при вираженому розділенні зарядових шарів у прикатодній області.

Ріст пікової ділянки імпульсу у суміші азот – кисень (між точками А і С (рис. 1, б) у фазі зростання негативного заряду [4, 9] можна пояснити впливом кількох паралельних процесів, при яких зміна дуже малої концентрації кисню (приблизно $10^{-2}\%$) приводить до значних змін струму і заряду піка (на порядок) (рис. 3). До них відносимо: 1) відлипання електронів від іонів O_2^- , концентрація яких у цій фазі імпульсу наростає до високих значень (приблизно 10^{12} – 10^{13} см⁻³) у негативному шарі [4] при їх зіткненнях, як із незбудженими

(11), так і з збудженими молекулами азоту (14); 2) накопичення молекул кисню за рахунок дрейфу O_2^- до негативного шару і відлипання; зростання концентрації O_2 є пропорційним до вихідної концентрації у газі і часу; 3) іонізації електронами накопичених молекул кисню, зокрема збуджених [21]; дифузійне розпливання O_2 є достатньо повільним, щоб їх концентрація зростає до одиниць відсотків і істотно зріс коефіцієнт іонізації електронами азоту [30] при середніх енергіях, типових у цій фазі розряду [4] (поріг іонізації і нижні рівні збудження молекул кисню порівняно із молекулами азоту є значно нижчими [21]); 4) іонізації фотонами накопичених молекул кисню, зокрема збуджених [20, 21], 5) іонізації накопичених молекул кисню при зіткненнях із збудженими молекулами азоту [21, 28, 29] (процес типу низькоенергетичного захоплення [21]). Сумуючи відлиплі електрони у процесах (11) і (14), оцінено зміну концентрації кисню в прикатодній області з часом протікання розряду: за час проходження кількох імпульсів концентрація зростає до значень на порядок вище від вихідної. Ріст струму за рахунок процесу 3) врахували у моделі (1–5), задаючи ріст коефіцієнта α пропорційним до концентрації молекул кисню [30]. Така підстановка привела до росту максимального струму третього імпульсу [4] на 7,4% і 25,7% при концентрації кисню 0,01% і 0,04%. Під'єднання до моделі (7, 8) залежності концентрації кисню від часу привело до сумарного росту максимального струму відповідно на 16,3% і 123,8%. Ці значення є значно ближчими до експериментальних – 26 і 205%. У зв'язку із відсутністю даних про іонізацію попередньо збуджених молекул електронами 3) та фотонами 4) [21], а також швидкості іонізації за п. 5), їх вплив не оцінювали. У суміші $Ar+O_2$ процеси 1)–5) є малоімовірними, оскільки інтенсивність збудження високоенергетичних станів аргону електронами із зниженими середніми енергіями є низькою [21]. Зниження енергії електронів відбувається як за причини зниження напруги запалення і підтримання пульсуючої корони, так і через істотні втрати енергії електронів на збудження низькоенергетичних станів аргону [21]. Крім того, довжина основних ліній аргону 1065,6 і 1048,2 \AA при переходах $3^1S_0-3^3P_1$ і $3^1S_0-3^1P_1$ у низькотемпературному розряді [28] лежить за межами області допустимих до іонізації молекул кисню $\leq 1025 \text{\AA}$ [20]. Усе це разом накладає заборону на ріст струму у піці імпульсу при рості концентрації кисню (рис. 1, в).

На стадії завершення імпульсу струму [9] швидкість наростання концентрації від'ємних іонів у прикатодному шарі і блокування іонізації газу може знижуватися також за кількома каналами. Ми визначили як основне – відривання електронів через зіткнення із збудженими метастабільними частинками основного газу (11). Переріз руйнування іонів O_2^- метастабілями $N_2(A_3\Sigma_u^+)$ є значним, порядку 10^{-16} см^2 [29, 21] і на кілька порядків більшим від відлипання при ударах O_2^- до нейтральних молекул [18]. Процес фоторозпаду O_2^- відіграє невелику роль [24]. Так, в області енергій фотонів 1,9–2,7 eV його переріз не перевищує $2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [23]. Виключення із розрахунків процесу (14) у суміші N_2+O_2 знизило значення струму корони на 8-й мікросекунді розвитку імпульсу на 27% і тривалість імпульсу на 21% при концентрації кисню 0,01%. В аргоні, де заселеність високоенергетичних збуджених станів є низькою [21], переважає процес прилипання. У зв'язку з цим крутизна спадання струму у хвостовій частині імпульсу є високою, а струм, відповідно, є значно нижчим, ніж в азоті (рис. 1, в).

Знаходження шару негативного заряду у безпосередній близькості до шару позитивних іонів є передумовою для виникнення вторинних високочастотних коливань [4]. При цьому метастабілі азоту підтримують розширений простір між цими шарами, що підтверджується переважною відсутністю вторинних осциляцій на хвостовій частині імпуль-

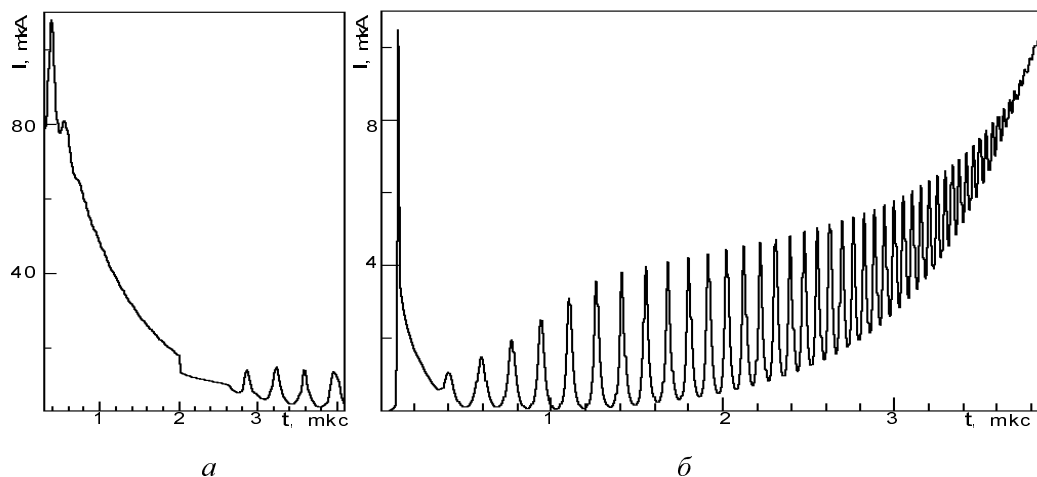


Рис. 4. Хвильові форми імпульсів струму від'ємної корони в азоті із домішкою кисню, обчислені при різних параметрах розряду:

a – $U = 1700$ В, радіус вістря $r_0 = 0,001$ см, $R = 4,7 \cdot 10^6$ Ом; концентрація O_2 $C = 1\%$; радіуси прикатодної трубки струму $r_{C0} = 0,006$ і $r_{C1} = 0,03$ см;
б – $U = 2400$ В, $C = 0$, $r_0 = 0,004$ см, $R = 5 \cdot 10^3$ Ом, $r_{C0} = r_{C1} = 0,06$ см

сів у суміші N_2+O_2 (рис. 1, а). Така структура може з'явитись тільки при істотному зближенні різнозарядних шарів. Це відбувається на стадіях наростання струму (пікова частина – рис. 1, а), коли процес відлипання між шарами ще тільки наростає (потрібно врахувати час затримки на дрейфування збуджених молекул). Виходячи з цього твердження і з результатів окремих моделювань (рис. 4, а, б), можна пояснити появу вторинних осциляцій у кінці імпульсу [4, 14]. Так, у слабконегативному водні [14] концентрація від'ємних іонів у приповерхневому шарі у сильному полі підтримується незначною. Високоенергетичні і рухливі збуджені атоми водню легко знищують від'ємні іони водню у міжшаровій області і підтримують її значну ширину. І тільки в моменти часу, коли із ростом негативного заряду слабне приповерхнєве поле і збудження молекул водню, негативний шар швидко (швидкість дрейфу іонів водню є високою) підступає до позитивного і на завершення імпульсу починається пульсуючий високочастотний процес [4, 14]. Останній може перейти у повні імпульси із зниженням струму до майже нульових значень [14], (рис. 4 а, б), тобто в імпульси Трічеля, оскільки природа їх виникнення є такою самою. Подібне явище переходу однієї “моди” коливань із низькою частотою в іншу – з високою частотою, ми змоделювали на прикладі розряду в азотно-кисневій суміші (рис. 4 а, б). В обох випадках вторинною фотоемісією знехтували. При певних параметрах такі високочастотні коливання можуть переходити у пробій (рис. 4, б).

Висновки

1. Встановлено, що вигляд і характер імпульсів струму від'ємної корони у сумішах газів N_2+O_2 і $Ar+O_2$ залежно від концентрації кисню є різко відмінними.
2. Основні процеси зміни зарядового стану та збудження молекул протікають у прикатодній області. Визначальним процесом є формування різнозарядових шарів у цій області, взаємодія між якими і поверхнею визначає більшість характеристик імпульсів струму корони. Швидкість формування і руйнування шарів залежить від інтенсивності окремих процесів, зокрема фотопроцесів.

3. Ріст переднього фронту імпульсу струму без утворення додаткової сходинки в азоті спричинений сильною іонізацією газу у прикатодній області, підсиленою фотоіонізацією випроміненням збудженого азоту.

4. Характер імпульсу в області піка в азотно-кисневій суміші спричиняється переважно відриванням електронів від від'ємних іонів кисню збудженими молекулами азоту та іонізацією накопичених молекул кисню у прикатодній області.

5. В аргоні такі процеси є ослабленими через знижені енергії електронів і через те, що в області можливої фотоіонізації кисню відбувається значна фотоіонізація аргону.

6. Вплив відлипання електронів від іонів O_2^- за участю метастабілів у фазі спадання струму на значення струму і тривалість імпульсу істотно відрізняються залежно від фотопроцесів в азоті та аргоні.

7. Вторинні осциляції струму негативної корони є результатом періодичної взаємодії із “зворотним зв'язком” прикатодних шарів зарядів та емітуючої поверхні. У ланцюгу відповідних процесів істотну роль відіграють фотоіонізація та фотовідлипання.

8. Показано, що вторинні високочастотні пульсації струму можуть переходити у відмінні від основних пульсацій струму “моди”, подібні до пульсацій Трічеля. Такі поняття, як “турбулізація електронним пучком плазми” і “поздовжнє коливання поля у прикатодній області” не є адекватними до їх природи.

1. Trichel G.W. // *Phys. Rev.*, 1938. – 54. – P. 1078–1084.
2. Chyhin V. *International conference HAKONE, Kork, 1998.* – P. 342–346.
3. Чигінь В., Федоришин О., Скульський М. // *Вісник ДУ "Львівська політехніка"*, 1999, – № 382, – С. 50–56.
4. Чигінь В. // *Вісник ДУ "Львівська політехніка"*, 2000, – № 397, – С. 136–146.
5. Chyhin V. // *Intern. Symposium HAKONE VII, Greifswald, 2000.* – P. 18–22.
6. Cernak M., Hosokawa T. // *Phys. Rev. A.*, 1991. – 43. – P. 1107–1109.
7. Акишев Ю.С. и др. // *Письма в ЖТФ*, 1996. – 22. – С. 1–6.
8. Napartovic A.P. at all // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1997. – 30. – P. 2726–2736.
9. Morrow R. // *Phys. Rev. A.*, 1985. 32, № 3. – P. 1799–1809.
10. Sigmond R.S. in *Electrical Breakdown of Gases*, Wiley, 1978. – P. 358.
11. Cross A., Morrow R., Haddad G. // *J. Phys. D.*, 1986. – 19. – P. 1007 – 1017.
12. Hosokawa T. at all // *J. Appl. Phys.*, 1998. – 83. № 10. – P. 1–13.
13. Reess Th. At all // *J. Phys. D.*, 1995. – 28. – P. 2308–2313.
14. Zahoranova A. et all. // *Czech. J. Phys.*, 1999. – 49. № 12. – P. 1721–1735.
15. Чигінь В. // *Вісник ДУ "Львівська політехніка"*, 1996. – 304. – С. 88–92.
16. Chyhin V. // *Intern. Symposium HAKONE VII, Greifswald, 2000.* – P. 103–106.
17. Morrow R. // *J. Phys. D.*, 1997. – 30. – P. 3099–3114.
18. Акишев Ю. и др. // *Физика Плазмы*. 1994. – 20. № 6. – С. 571–584.
19. Kossyi I.A. at all // *Plasma Sources Sci. Technol.*, 1992. – 1. – P. 207–220.
20. Железняк М., Мнацаканян А., Сизых С. // *ТВТ*, 1981. – 20. №3. – С. 423–428.
21. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*, М., – 1987. – 591 с.
22. Александров Н. и др. / *ТВТ*, 1981. – 19. №3. – С. 485–490.
23. Смирнов Б.М. *Отрицательные ионы*. – М., 1978. – 176 с.
24. Мак-Даниель И. *Процессы столкновений в ионизированных газах*. – М., 1967. – 832 с.
25. Parkes A. // *Vacuum*, 1974. – 24. – С. 567–571.
26. Gupta D., Mahajan S., John P. // *J. Phys. D.*, 2000. – P. 681–691.
27. Wynn M., Martin J. // *J. Chem. Phys.* 1970. 52. – P. 191–203.
28. Смирнов Б. *Возбужденные атомы*. М., 1982. – 231 с.
29. Смирнов Б. *Ионы и возбужденные атомы*. 1974. – 456 С.
30. Guerra V. at all // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1997. – 6. – P. 220–230.