

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ І ЧИСЕЛЬНІ МОДЕЛЮВАННЯ ПЛАЗМИ КОРОННОГО РОЗРЯДУ

Василь ЧИГІНЬ

Академія Сухопутних військ імені гетьмана Петра
Сагайдачного,
вул. Гвардійська 32, Львів 79012
e-mail: vchugin@polynet.lviv.ua

Редакція отримала статтю 10 липня 2010 р.

Проведено цикл експериментальних досліджень і чисельних моделювань плазових процесів у негативній короні при тиску газових сумішей азот-кисень та аргон-кисень порядку атмосферного. Концентрація кисню змінювалась в межах 0,01-21 %. Вивчався вплив кисню, а також геометричних та електричних параметрів розряду на пульсації струму. Для математичного моделювання струму корони використали диференціальні рівняння неперервності потоків зарядів і Пуассона для електричного поля у квазидвovірному просторі. У ролі базових кінетичних процесів вибрано іонізацію молекул основного газу ударами електронів, прилипання електронів до молекул кисню і їх відлипання від іонів O_2^- , вторинну іон-електронну емісію, збудження молекул азоту й фотоіонізацію. Встановлено фізичні механізми складної пульсації негативної корони, зокрема, прекурсора, сходинки імпульсу і високочастотних пульсацій струму. Показано, що ріст електричного поля у початкових фазах імпульсу в $N_2 + O_2$ призводить до росту 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.

1. ВСТУП

Газорозрядна плазма у різних проявах досліджується у багатьох лабораторіях світу уже більше століття, її властивості і застосування детально описувались у ряді монографій [1-4]. Коронний розряд, завдяки його специфічним властивостям, найчастіше використовується впродовж десятиріч у різних технічних пристроях екологічного напрямку: в електрофільтрах - вловлювачах аерозолей [1, 5-7], для плазмо-хімічних перетворень і знешкодження шкідливих газових компонент [8-10], для генерування озону [11-13] і його використання в різних областях [14-16],

для захисту від пробиття і втрат електричної енергії [17-19], в іонізаторах газо-повітряних сумішей, зокрема, в маспектральних сенсорах [20], та ін. Експериментальні й теоретичні дослідження коронного розряду останнім часом дістали новий потужний стимул до розвитку. Виявлені специфічні особливості процесів у плазмі корони призводять до все ширшого її застосування у різних галузях техніки. Важливим є створення нових, достатньо чутливих і дешевих давачів газоаналізаторів, здатних надавати інформацію про концентрацію мікродомішок у технологічних і викидних промислових газах та в атмосферному повітрі безпосередньо на місці контролю, а також удосконалення апаратів для розділення та очищення газових сумішей [21-25]. Використання від'ємної корони суттєво розширюється у зв'язку із виявленими її складними пульсаціями при прикладанні постійної напруги між вістрям-емітером і плоским анодом [26-40]. Вивчення таких пульсацій корони є актуальним з огляду їх інформативності щодо фізичних процесів у низькотемпературній багатокомпонентній плазмі, що робить перспективними такі дослідження для її діагностики.

Проте, нерівноважні процеси у пульсуючій від'ємній короні вивчені недостатньо. Досі не існує завершеної теорії протікання імпульсів корони у сильно неоднорідних полях, зокрема, у потоках сумішей газів. Для тисків порядку атмосферного від'ємну корону вивчали, в основному, експериментальним шляхом. Досі не було консенсусу в науковій літературі щодо механізмів зародження і протікання складних пульсацій негативної корони [30, 31]. Незважаючи на розбіжності у визначенні ролі йонів у нерівноважних процесах корони, тільки в кількох більш ранніх працях інших авторів описані експерименти, в яких безпосередньо вивчався вплив електровід'ємних (ЕВ) домішок в електрододатних газах на її струмові параметри [27, 31]. При цьому не проводились дослідження вторинних структур імпульсів корони за використання сумішей електрододатних газів з електровід'ємними при низьких концентраціях останніх. В експериментах переважно використовувався один ЕВ газ або суміші двох газів із постійною, відносно високою концентрацією електровід'ємного (як-от, повітря) присутність якого призводить до підвищення екрануючого ефекту і згладження цієї вторинної структури. Виключно якісне пояснення виміряних окремих ефектів при пульсації корони, а також суттєві спрощення числових моделювань призвели до суперечливих інтерпретацій початкової стадії росту струму, не дали змоги описати вторинні осциляції струму [30, 31, 41-46] і, звичайно, зменшили цінність результатів таких робіт. Виявлені вимірюваннями інших авторів окремі вторинні ефекти зв'язувались із "хвилею іонізації" [45], "хвилею іонізації у вигляді стримера" [41], "поздовжнім коливанням електричного поля" [44], або "турбулізацією плазми електронним пучком" [46]. Тривалі вивчення "сходинки" і "горбика" на передньому фронті імпульсу [30, 31, 42] не дали відповіді, яку роль відіграють фотоелектронна емісія і "хвиля іонізації, подібна до стримера" у зародженні імпульсів. Суттєві спрощення геометрії при моделюваннях [30, 44] призвели до суперечливих інтерпретацій початкової стадії росту струму із "сходинкою" і не дали змоги описати вторинні осциляції [43, 45]. Автори виміряних високочастотних коливань у кінці імпульсу у водні [42] відносять їх до "не-трічелівських", і визнають, що "механізм цих осциляцій є не

зрозумілим". Не досліджувались умови існування плазми пульсуючої негативної корони, тому відсутня інформація в літературі про її кількісні характеристики.

Опрацювання ефективних методів використання корони для інтенсивної низькоенергетичної інжекції зарядів в ЕВ газу, отримання чистих газів та їх мас-спектрометрія є важливими задачами сьогодення. Адже значне захоплення електронів ЕВ газами знижує ефективність електрофільтрів, а підвищення міжелектродної напруги призводить до нестабільності корони і пробиття. Традиційні технології очищення газів є енергомісткими, а ступінь очищення часто не задовільняє вимоги для їх практичного застосування. Відомі схеми розділення газів у коронному розряді є недостатньо ефективними. Оскільки масспектрометри з використанням корони не є мобільними, необхідне створення малогабаритних аналізаторів з новими принципами ідентифікації мікродомішок. Таким чином, всестороннє дослідження процесів пульсації коронного розряду, важливих, зокрема, для розширення знань про газорозрядну плазму і вирішення прикладних задач, є актуальною науковою проблемою.

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА МЕТОДИКА І РЕЗУЛЬТАТИ ВИМІРЮВАНЬ

Пульсуючий режим негативної корони виникає при низьких струмах (порядку $10^{-6} - 10^{-5}$ А) за прикладання постійної напруги порядку кількох тисяч вольт між негативним вістрям і плоским анодом на віддалі порядку сантиметра (рис. 1а). У певному діапазоні напруг пульсації струму протікають строго періодично. Частота повторення основних імпульсів (що отримали назву Трічеля) є відносно низькою, порядку одиниць – сотень кілогерц. При нижчих струмах імпульси стають нерегулярними, а розряд – несамостійним. При високих струмах вони зникають і корона переходить у стан постійного жевріючого розряду, або (через стримерні процеси) в іскрове пробиття газового простору.

Природу основних імпульсів негативної корони зв'язують, в основному, із присутністю в газі електровід'ємної компоненти. При цьому простір корони ділять на дві області, нерівноцінні за напруженістю Е прикладеного поля – прикатодну високоенергетичну область генерування (іонізації або активну), $E \sim 10^5$ В/см, довжиною десятки – сотні мікрометрів від поверхні, і низькоенергетичну область дрейфу, $E \sim 10^3 - 10^4$ В/см (міліметри – сантиметри). Вважають, що просторовий заряд негативних іонів, які накопичуються за рахунок прилипання електронів в усій області дрейфу, знижує первинно високе приповерхнєве поле, тому розмноження лавин в області генерування та імпульс струму припиняються. І тільки після того, як негативні іони *відходять до анода*, зовнішнє поле відновлюється і створюються умови для наступного імпульсу. Проте, цей механізм не дає змоги пояснити, зокрема, двоякий характер залежностей частоти пульсації струму від концентрації ЕВ домішки, виміряних у різних газах: зростаюча в $N_2 + O_2$, $Ar + O_2$ (праці автора), спадна – у повітрі + SF_6 (Skalny-1984). Хоча окремі дослідники вказують на можливість пульсації корони у чистих електропозитивних газах, досі математичні моделювання основ-

них імпульсів струму проводились тільки при включенні ЕВ, причому, високої концентрації (100% кисню [44], повітря [30, 45]). В літературі не виявлено моделювань негативної корони залежно від типу електрододатного газу, типу і концентрації електровід'ємної домішки. Незважаючи на розбіжності у визначенні ролі негативних іонів у процесах пульсації, не проводились експерименти при змінних концентраціях ЕВ домішок (починаючи від слідових значень) в різних електрододатних газах.

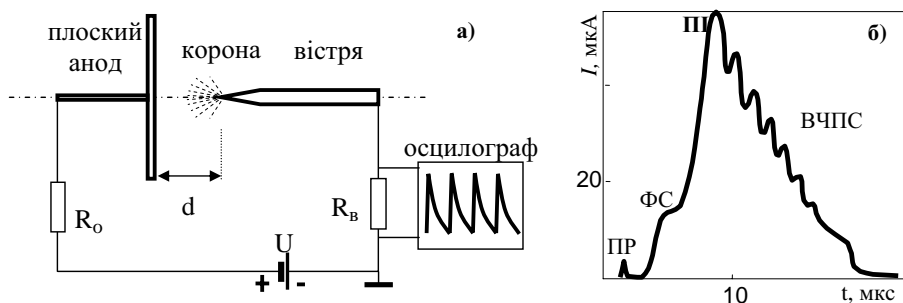


Рис. 1. а) Схема експериментального дослідження негативної корони; б) типовий імпульс струму із вторинними структурами. d - довжина розрядного проміжку, U - джерело високої постійної напруги, R_o - обмежувач опір, R_B - вимірвальний опір, ПР - прекурсор, ПІ - пік імпульсу, ФС - фронтова сходишка, ВЧПС - високочастотні пульсації струму.

Такі *вторинні структури* імпульсу струму негативної корони, як сходишка переднього фронту і пікова область, тривало досліджувались експериментально [48, 42]. При цьому їх інтерпретація базувалася на порівнянні з результатами перших числових моделювань Морова корони у кисні (100%) [44, 30]. Оскільки модель [44] зведена до нетипової для негативної корони циліндричної геометрії з надто великим радіусом катода 0.5 см, а струм обчислювався без виділення компоненти зміщення, то робляться висновки про переважаючу роль фотоелектронної емісії у формуванні як імпульсу [44], так і сходишки [30, 48]; роль струму зміщення не обговорюється. Не відомі праці, у яких проводились би числові оцінки поведінки вторинних структур в залежності від радіуса катода. Зокрема, не аналізується “зникання” сходишки при різкому рості іонізації i , тому, фронту імпульсу у дуже високих полях при зниженні радіуса до десятків мікрометрів, незалежно від фотоемісійних властивостей катода. Зареєстрований в єдиній, відомій нам, праці Hosokawa [49] незначний прекурсор за 5 нс перед фронтом імпульсу струму відноситься до “генерування критичним зарядом головки стримера”, проте, кількісної оцінки впливу цього заряду не надається. Поняття “катодо-скерованого стримера” і “хвилі іонізації, подібної до стримера” використовуються у працях авторів [48] для якісного пояснення піка імпульсу, і тільки перший після нього горб на хвостовій частині імпульсу відноситься до максимуму

потоків іонів на катод. Не аналізується подвійний характер залежності амплітуди імпульсу струму від концентрації ЕВ домішки: ріст піка при рості малих концентрацій шестифтористої сірки у повітрі і спад при рості значних концентрацій (Zentner [50]), а також ріст піка струму при рості тиску повітря (Nosokawa [49]). Високочастотні пульсації струму із частотами порядку мегагерц, які за певних умов накладаються на основні імпульси струму і його часові залежності при переході до жевріючого розряду і пробиття, описано якісно (Sigmond [46], Moggow [44]), досліджено експериментально і математично [36, 37, 39, 51, 52]. Досі не існувало консенсусу у поясненні цих пульсацій. З однієї сторони [47] стверджувалось, що вони “в азоті є дуже подібними на імпульси Трічеля у повітрі”, однак при моделюванні негативної корони у чистому азоті ВЧПС не отримано [43]. Досліджень умов існування і характеристик плазми у негативній пульсуючій корони в літературі не виявлено, а цьому поняттю не надається кількісних характеристик. Терміном “плазма” називається [44] квазінейтральна циліндрична область розряду між коронуючим катодом і анодом, яка скоріше нагадує позитивний стовп жевріючого розряду.

Оскільки відомі з літератури результати досліджень пульсуючої корони є суперечливими і не дають змоги проводити їх надійну інтерпретацію, у працях автора пропонується метод дослідження при малому радіусі катода-вістря (десятки – сотні мікрометрів) і змінній низькій концентрації електровід’ємної домішки з розділенням вторинних структур і вимірюванням параметрів імпульсів залежно від характеристик газу. При цьому суттєво звужується спектр кінетичних газорозрядних процесів – до іонізації і збудження атомів електрододатного газу, прилипання електронів до молекул домішки, їх відлипання при ударах електронів і збуджених (зокрема, метастабільних) атомів чи молекул, іон- і фотоелектронної емісії з поверхні катода. Задача встановлення фізичних механізмів складних пульсацій негативної корони зводиться до підбору адекватних математичних моделей, обчислення струму зміщення і зарядів та порівняння отриманих часових залежностей струму з вимірними. Використання електрододатних газів з відмінними фізичними властивостями (Ar, N₂) дає змогу детальніше визначати вплив характерних процесів на окремих стадіях пульсування струму.

Методика вимірювання часових залежностей струму корони у потоці газів при атмосферному тиску детально описана у працях [35, 37, 40]. У ролі коронуючого катода (рис. 1) використовується вістря і торці тонких дротинок з діаметрами 20 – 100 мкм, виготовлені з різних матеріалів - вольфраму, нікелю, сталі, платини, ренію. При діаметрі анода 12 мм довжина розрядного проміжку задається у межах 5 – 25 мм. Швидкість газу вздовж вістря змінюється від 0 до 50 см/с. Пристрій динамічного змішування чистих газів (99,998%) і зразкових газових сумішей дає змогу плавно задавати концентрацію кисню у діапазоні 10⁻³ %-21% і пари сірки - 10⁻⁷ %-10⁻⁴ %. Висока постійна напруга подається від високо стабілізованого джерела живлення через обмежувальний опір R_o (4.7 - 470 МОм) на анод і через вимірювальний опір (100 Ом - 20 КОм) на вістря і змінюється у межах 0.5 кВ - 3 кВ. У певному діапазоні напруги (рівень стабільності задається у межах 1 · 10⁻² – -2 · 10⁻¹ %) викликаються стабільні пульсації струму (діапа-

зон частот 10 - 100 кГц) з накладеними високочастотними пульсаціями (1-10 МГц). Змінюються у широких межах їх характеристики, зокрема, зміною типу газу і концентрації ЕВ домішки, прикладеної напруги і швидкості газу. Вимірювання пульсуючого струму проводяться за допомогою осцилографа та аналогово-вимірювального комплексу на базі персональної ЕОМ ІВМ РС/АТ сумісної з часовим розділенням до 50 нс.

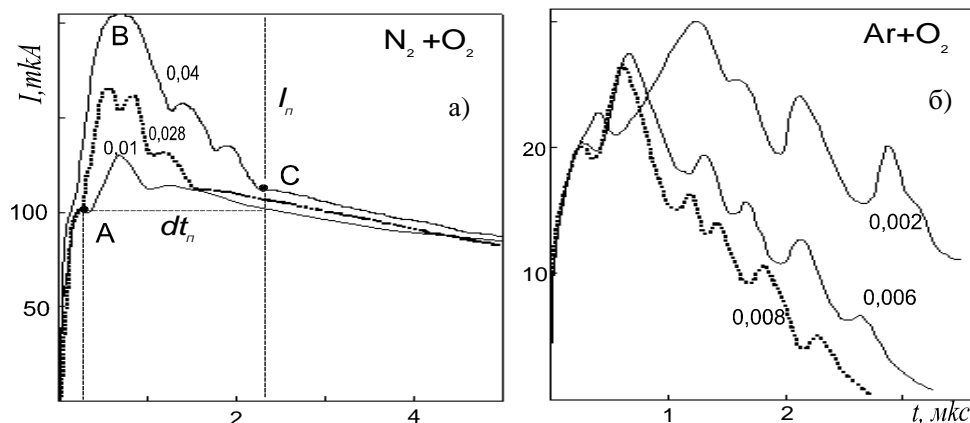


Рис. 2. Типові форми вимірних імпульсів струму негативної корони: а) в азоті і б) в аргоні з домішкою кисню при концентраціях (%), позначених цифрами.

В результаті вимірювань виявлено, що форма і параметри основних імпульсів струму негативної корони, а також їх залежності від концентрації кисню ($C\%, O_2$) є суттєво відмінними в азоті та аргоні (рис. 2). Амплітуда струму, тривалість і заряд імпульсу в N_2 є значно більшими, ніж в Ar , тоді, як частота пульсації є нижчою. В азоті струм формує двостадійний імпульс (рис. 2а): протягом десятківсотень наносекунд наростає до проміжного значення – сходинок у точці А, після короткої зупинки – до максимального I_m порядку сотень мікроампер (точка В), швидко спадає до проміжного (точка С), а далі – повільно, за час одиниці-сотні мікросекунд спадає до дуже низького міжімпульсного значення порядку сотих долей мікроампера. В аргоні усереднений по ВЧПС струм, починаючи від пікового значення, знижується монотонно (рис. 2б).

При рості концентрації кисню в аргоні та азоті заряд імпульсу спадає, а частота пульсації монотонно зростає. При цьому амплітуда і тривалість пікової частини в області низьких $C\%, O_2$ (0.002 % – 0.85 %) в N_2 суттєво зростають, тоді як амплітуда і тривалість імпульсу в Ar спадають. При концентрації кисню в аргоні порядку $10^{-3}\%$ – $10^{-2}\%$ крутизна залежності заряду імпульсу від $C\%, O_2$ суттєво вища, ніж при високих концентраціях (1%–21%). Ця ж крутизна в N_2 є низькою в усьому досліджуваному діапазоні $C\%, O_2$. При зниженні останньої

до значень порядку $1 \cdot 10^{-3} \%$ тривалість вимірних імпульсів в азоті зростає до значень порядку сотні мікросекунд (від долей мікросекунди при концентрації 21%). При цьому, через слабше зростання періоду пульсації чергові імпульси наближаються один до одного аж до злиття. При високих R_o , порядку десятків-сотень МОм, це призводить до жевріючого розряду – спостерігається поширення свічення газу від вістря до анода, а при нижчих опорах – до пробиття газового простору, іскри. Залежності амплітуди і частоти імпульсів струму від концентрації пари сірки у потоці аргону ($10^{-7} \%$ – $10^{-4} \%$) є немонотонними, з локальними максимумами в області $10^{-5} \%$, що вказує на достатню чутливість параметрів імпульсів до модифікаційних перетворень сірки.

Високочастотні пульсації струму негативної корони із частотою порядку кількох мегагерц виявлено вперше при використанні низьких концентрацій кисню ($10^{-3} - 10^{-1} \%$) і малих радіусів заокруглення торця коронуючого електрода (десятки мікрометрів). Область існування ВЧПС в аргоні поширюється на весь імпульс, тоді як азоті вони розміщуються, в основному, в околі піка (рис. 2). За певних умов ВЧПС можуть зміщуватись до хвостової частини імпульсу. Їх частота монотонно росте з ростом $C\%, O_2$ в аргоні – від 1.2 МГц при 0.002% до 2.5 МГц при 0.008%. Використання тонких платинових і нікелевих дротинок у ролі коронуючого електрода дає змогу отримувати високочастотні пульсації струму виразнішими і тривалішими, очевидно, за рахунок тривалішого зберігання осьової симетрії прикатодної області розряду. Вперше показано, що розміри робочої поверхні вістря є суттєво більшими у порівнянні з геометричними розмірами його верхівки. Після наших перших публікацій про складні пульсації струму негативної корони в аргоні та азоті з домішкою кисню [52, 53] інші автори опублікували результати вимірювань у водні [42] та азоті [43].

3. МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТА ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Фізико-математична модель корони у різко неоднорідному полі. Повна кінетична модель газорозрядної плазми, зокрема, у повітрі, може включати декілька сотень різних взаємодій [54-64] нейтральних та іонізованих частинок (O , O^- , O^+ , O_3 , O_3^- , NO , NO_2 і т.п). У випадку коронного розряду цю модель можна спростити [65]. При використанні “модельних” сумішей $N_2 - O_2$ і $Ar - O_2$ для виявлення домінуючих механізмів виникнення імпульсів струму, окремих вторинних структур і ВЧПС, залежностей їх параметрів від типу газу і концентрації O_2 , багато процесів є малоймовірними, зокрема, при низьких концентраціях O_2 . Тому, при відлагодженні числового моделювання, у ролі базових вибрано чотири процеси у плазмі негативної корони, зв'язані із зарядами: ударну іонізацію, електронне прилипання і відлипання, вторинну електронно-іонну емісію. Їх описано наступними диференціальними рівняннями у частинних похідних:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(v_e n_e) = (\gamma_i - \gamma_a) n_e + \gamma_d n_n, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} - \operatorname{div}(v_p n_p) = \gamma_i n_e, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \operatorname{div}(v_n n_n) = \gamma_a n_e - \gamma_d n_n, \quad (3)$$

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

(1-3) – рівняння неперервності для електронів, позитивних і негативних іонів, (4) – рівняння Пуассона для електричного поля; n_e, n_p, n_n – густини електронів, додатніх і негативних іонів; v_e, v_p, v_n – їх дрейфові швидкості; $\gamma_i, \gamma_a, \gamma_d$ – частоти іонізації, прилипання і відлипання. Допущено, що швидкості тих кінетичних процесів, які залежать від напруженості електричного поля E , є у рівновазі з полем [44].

Динаміку збуджених атомів і молекул із тривалими часами життя (метастабільними) описано рівнянням:

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} = \alpha_m n_e v_e - k_{dm} n_m n_n - k_q n_m n_0, \quad (5)$$

де n_m – їх густина, α_m – швидкість утворення, k_{dm} – коефіцієнт відлипання електронів від іонів O_2^- під їх впливом, k_q – швидкість гасіння метастабільних молекул при зіткненнях із атомами і молекулами в основному стані.

Кінетичні коефіцієнти процесів визначали згідно з [40].

Процес іонізації атомів і молекул електронним ударом в літературі описано достатньо повно в широкій області енергій [4,65]. Коефіцієнти іонізації молекул азоту взято із монографії [4] (формула Таунсенда $\alpha/p = A \cdot \exp(-Bp/E)$ та екстраполяція експериментальних графіків). Коефіцієнти іонізації атомів аргону обчислювали за формулами $\alpha/p = C \exp[-D(p/E)^{0.5}]$ і $\alpha/p = A_1 \cdot (E/p) \cdot \exp(-B_1 p/E)$ [4]. Остання враховує значні непружні енергетичні втрати електронів, зв'язані, в першу чергу, із збудженням низько енергетичних рівнів аргону. Коефіцієнти A_1 і B_1 обчислено за формулами [4], які зв'язують коефіцієнт іонізації Таунсенда з частотою іонізації і швидкістю дрейфу іона.

Для моделювання процесу трьохчастинкового прилипання електронів до молекул кисню у суміші газів азот-кисень використано коефіцієнт $K_{пр}$, наведений у праці [35], залежний від окремих коефіцієнтів прилипання: $K_{прO_2}$ – за наявності тільки молекул кисню і $K_{прN_2}$ – за наявності молекул азоту $K_{пр} = K_{прN_2} \cdot n_{N_2} \cdot n_{O_2} + K_{прO_2} \cdot (n_{O_2})^2$ [4], а також дані [66,67]. Значення $= 0,16 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 / \text{с}$ і $K_{прO_2} = 2,5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 / \text{с}$ збігаються із даними [67]. Представлені у праці [68] результати вимірювань залежності швидкості прилипання від середньої енергії електронів в області 0.01..1 еВ для чистого O_2 та кисню у присутності N_2 збігаються із даними [4] і [76] у межах множника 2. Значення коефіцієнта прилипання $K_{прN_2} = 2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6 / \text{с}$, наведені у праці [65], на наш погляд, є заниженими. Вплив поля на швидкість прилипання електронів змодельовано за формулою, представленою у праці [44] для чистого кисню. Тут постійне значення $K_{прO_2}$ ділиться на функцію E/n : $K_{пр} = K_{прO_2} [1 + (E/g/n)^{1.5}]^{-1}$ де g є сталою для даної газової домішки.

Для прилипання електронів у суміші $\text{Ar} + \text{O}_2$ використали дані, наведені у праці [66], екстраполюючи графіки 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 [67] для процесу $\text{O}_2 + \text{Ar} + e = \text{O}_2^- + \text{Ar}$.

Розуміння *відділення* електрона від від'ємного іона кисню у сумішах $\text{N}_2 + \text{O}_2$ та $\text{Ar} + \text{O}_2$ є досі слабким [77]. Основною проблемою при аналізі цього процесу є та, що тут конкурують процеси формування іонів O^- , O_2^- та O_3^- . Як виявилось, у дисоціативному процесі прилипання утворюються атомарні іони O^- із суттєвою кінетичною енергією. Відділення електрона від іонів O^- може відбутися, як тільки ці іони релаксують до стійких станів енергій. Протягом цієї релаксації енергії процес відділення конкурує із передачею заряду для формування O_2^- або комплексного утворення O_3^- при зіткненні трьох тіл. Тому слід коректно оцінювати вклади в канали розвитку цих негативних іонів. У працях [4,65] стверджується, що швидкість *відлипання* електронів від O_2^- при ударах не збудженими молекулами азоту при кімнатній температурі і при середніх значеннях енергії іонів E/n є низькою – "... при $kT = 0,026$ eВ є малою доля частинок з енергіями більшими, ніж $1\text{eV} \approx 40$ kT...". При напруженості електричного поля порядку 10^4 В/см при атмосферному тиску азоту швидкість відлипання має порядок 10^{-13} см³/с [65]. Очевидно, саме у зв'язку із малим впливом цього процесу при низьких енергіях іонів у більшості моделювань негативної корони [44,30] його не вводили у розгляд. Проте, враховуючи, що у прикатодній області, яка відіграє вирішальну роль на формування імпульсів і їх вторинної структури [35,36,37,69,70], напруженості полів сягають значно вищих значень (на окремих стадіях розряду – порядку $10^5 \dots 10^6$ В/см), у цій праці, як і в [45], цей тип відлипання електронів взято до уваги. Для дуже високих енергій іона ($> 20\text{eV}$) відривання електрона від O_2^- при зіткненнях із N_2 було виміряно в праці [71]. Проблема є подібною до тої, що розглядалась у праці [19], де обговорюється вплив відлипання електрона на статистичний час затримки струмових імпульсів негативної корони у повітрі.

Нам не відомі праці, в яких обговорювались би *відлипання* електрона у суміші $\text{O}_2^- + \text{Ar}$. Перерізи такого процесу вимірювались при зіткненнях атомарного іона O^- із Ar , та іонів O^- і O_2^- із гелієм [72]. У зв'язку з цим переріз відлипання електрона у суміші $\text{O}_2^- + \text{Ar}$ оцінено, використовуючи виміряні поперечні перерізи для $\text{O}^- + \text{Ar}$ і порівнюючи відповідні перерізи для O^- і O_2^- у гелії [31]. У даній праці, задаючись відношеннями цих перерізів для іонів O^- і O_2^- в He , оцінено відношення між виміряними перерізами для $\text{O}^- + \text{Ar}$ і невідомими для $\text{O}_2^- + \text{Ar}$. При цьому враховано відмінності у порогових енергіях відривання і перетворення від лабораторної енергії до енергії центра мас.

Проаналізовано такі можливі *фотопроцеси*, як збудження молекул азоту та атомів аргону, їх гасіння, прямої іонізації молекул кисню фотонами, випущеними спонтанно збудженими Ar^* і N_2^* , а також відривання електронів від іонів O_2^- , як фотонами, так і при зіткненні із Ar^* і N_2^* , використовуючи відомі дані для метастабіль-

них $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ і високоенергетичних станів. Збудження низькоенергетичних метастабільних станів типу $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$ описано детально [4], метастабілів азоту $A^3\Sigma_u^+$ і $B^3\Pi_g$ – [73, 62, 74]. При моделюванні ми використали результати праць [60, 75]. Збудження рівнів азоту із високими енергетичними станами вивчалось, зокрема, у працях [75, 74]. Нам відомо тільки кілька досліджень, пов'язаних із переходами в області ультрафіолету [78, 79], які можуть відігравати суттєву роль у формуванні характеру “швидкої” плазми. Хоча спектр випромінення газорозрядної плазми є дуже широким [73, 74], майже всі експериментальні роботи і числові моделювання процесів збудження азоту та кисню зв'язувались із встановленням відповідних параметрів для їх основних метастабільних станів [60, 62].

Вважається, що процес фотоіонізації молекул повітря є суттєвим процесом, що забезпечує генерацію вільних електронів перед фронтом стримера [17, 80, 81, 79], а також, що іонізація молекул кисню є можливою взагалі фотонами із довжинами хвиль $\lambda \leq 1025\text{Å}$, а в розряді в азоті – в області $980 < \lambda < 1025\text{Å}$ [79]. Водночас, у літературі майже відсутні коефіцієнти переходів в області ультрафіолету, які можуть відігравати суттєву роль у формуванні кінетики “швидкої” плазми. У працях [78, 79] експериментально вивчався процес фотоіонізації повітря, азоту та кисню інтегральним випроміненням (за всіма енергіями фотонів) негативного коронного розряду. Виведені емпіричні формули для джерела фотоелектронів використано у моделюванні [80]. У цій роботі фотоіонізаційний терм обчислювався за методикою [80, 79]. Отриману емпіричну формулу для джерела фотоелектронів (як прямої іонізації фотонами молекул кисню нерезонансним випроміненням молекул азоту) приведено до більш зручного вигляду [79]. Показано, що іонізація молекул кисню взагалі є можливою фотонами із довжинами хвиль $\lambda \leq 1025\text{Å}$, а в розряді в азоті – в області $980 \leq \lambda \leq 1025\text{Å}$ [79]. Використовуючи результати досліджень [78-81], терм фотоіонізації S_{fi} обчислювали при використанні співвідношення

$$N_{fi}(x) = N_i(x') \cdot \Psi(R_p)\theta d_f P, \quad (6)$$

яке задає число іонів N_{fi} , створених фотонами у точці x , при відомім числі іонів N_i , створених електронами в іншій точці x' . $\Psi(R_p)$ є експериментальною функцією положення, $R_p = |r - r'| P$, де P – парціальний тиск молекул O_2 , θ – тілесний кут, що охоплює об'єм фотоіонів N_{fi} , d_f – товщина області поглинання фотонів. Допущено, що фотони випромінюються із прикатодної області із максимумом концентрації позитивних іонів у точці x_0 і рухаються, як до катода (перевіряється стримерна модель), так і до анода, іонізуючи газ. Інтенсивність фотоіонізації для суміші азоту і кисню (швидкість утворення фотоелектронів в одиниці об'єму у положенні x) визначається при інтегруванні рівняння (6) від точки x_0 до точки x [40].

Збудження електронами високоенергетичних станів атомів аргону у суміші $Ar + O_2$ є малоімовірним процесом [4, 66]. Зниження енергії електронів тут відбувається через суттєві втрати на збудження

низькоенергетичних станів. Крім того, довжина основних резонансних ліній аргону 1065,6 і 1048,2 Å при переходах $3^1S_0 - 3^3P_1$ і $3^1S_0 - 3^1P_1$ у низькотемпературному розряді лежить за межами області допустимих до іонізації молекул кисню $\lambda \leq 1025 \text{Å}$ [79]. За даними [76,62] існує великий розкид у вимірних значеннях констант *гасіння* метастабільних рівнів азоту та аргону.

Відривання електронів від іонів O_2^- при зіткненні із метастабільними молекулами азоту, час життя яких у порівнянні із тривалістю імпульсу є значним, на кілька порядків сильнішим від відлипання при ударах O_2^- із не збудженими молекулами N_2 [4,62,65]. У праці [62] показано, що при рості густини струму розряду у суміші $N_2 : O_2 = 4 : 1$ одночасно із пропорційним ростом концентрації метастабільів N_2 ($A^3\Sigma_u^+$) концентрація від'ємних іонів спадає майже у два рази. При цьому більш ефективно руйнуються іони O^- , зокрема, за рахунок зростання на два порядки концентрації збуджених коливних станів $N_2(v=6)$. Переріз руйнування іонів O_2^- метастабілями N_2 ($A^3\Sigma_u^+$) є суттєвим, порядку 10^{-16} см^2 [4,82] і на кілька порядків більшим від відлипання при ударах O_2^- до нейтральних молекул [65].

Руйнування негативних іонів кисню метастабільними атомами аргону при теплових енергіях є слабким процесом, із швидкістю порядку $1,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [82,76]. У літературі не виявлено констант швидкостей розпаду негативних іонів кисню при їх зіткненнях із збудженими молекулами азоту та аргону при вищих, ніж теплових, енергіях, хоча такі процеси можуть бути інтенсивними [74] в області високих електричних полів.

При розрахунках використали [35,36-37] швидкості дрейфу електронів, позитивних іонів азоту та аргону і негативних іонів кисню w_e , w_p , w_n , надані у монографіях [4,66,68,44,80].

Ряд процесів виключено із розгляду. Так, роль відлипання електронів від іонів O_2^- при ударах фотонів [83,66,67] є низькою – в області енергій останніх 1,9-2,7 еВ переріз σ розпаду O_2^- не перевищує $2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [67]. Враховуючи також низькі концентрації обох частинок (O_2^- і фотонів), цим процесом знехтувано. Хоча швидкість дисоціативного прилипання електронів за схемою $e + O_2 \rightarrow O^- + O$ є досить високою [65-67,59]. Проте, враховуючи, що відлипання електронів від атомарних іонів O^- в області середніх енергій ($10^4 \dots 10^5$ еВ/см, типових для прикатодної області корони) є суттєво вищим від відлипання від O_2^- [66] і що включення такого прилипання призводило до змін параметрів корони у повітрі у не більше, ніж на 5% [45], цей процес знято із розгляду у нашій моделі, де процентний вміст кисню є суттєво нижчим. З цієї ж причини не розглядаються іонізація O_2 ударами електронів, пряме двочастинкове прилипання $e + O_2 \rightarrow O_2^-$ і збудження синглетних метастабільів $a^1\Delta_g$ молекул O_2 , як це зроблено у працях [80,81]. Оскільки протягом періоду пульсації корони позитивні іони є майже повністю розділеними у просторі із від'ємними іонами, а час проходження електронів крізь хмаринку позитивних іонів, розміщених у дуже вузькому приповерхневому [35,36-37], є коротким порівняно з тривалістю імпульсу, виключили із розгляду *рекомбінацій-*

ні процеси типу електрон-іон [65] та іон-іон [44,30]. У працях [44,30] ці процеси розглядаються, оскільки при зниженому електричному полі у короні із значною площею катоду область існування іонів O_2^+ суттєво розширюється. Не включено у розгляд також дифузію, оскільки при великих тисках вплив її на швидкі пульсівні процеси практично відсутній [44].

Розрядні характеристики коронного розряду. Напруженість поля у кожній точці розряду зв'язана із струмом у зовнішньому колі I :

$$\int_0^d E dx = U - RSJ, \quad (7)$$

де U – прикладена до розрядного проміжку напруга, R – обмежуючий опір, ліва частина – спад напруги на розряді, J – густина струму, $I = SJ$. Коронний розряд має осьову симетрію. Це означає, що рівняння (1)–(5) достатньо розв'язати у двовимірному випадку. Проте, через необхідні для цього надзвичайно великі витрати комп'ютерного часу [84], використали квазі-двовимірну модель. При цьому вважали, що величини E, n_e, n_p, n_n є постійними у кожному поперечному перерізі розрядного проміжку [44]. Для того, щоби врахувати розтікання струму у розрядному проміжку, дивергентні члени рівнянь брали у вигляді $\frac{1}{S} \frac{\partial Sf}{\partial x}$, де S – площа поперечного перерізу струмового каналу. Таким чином, рівняння (1)–(4) зводяться до таких:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} (Sv_e n_e) = (\gamma_i - \gamma_a) n_e + \gamma_d n, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} - \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} (Sv_p n_p) = \gamma_i n_e, \quad (9)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} (Sv_n n_n) = \gamma_a n_e - \gamma_d n_n, \quad (10)$$

$$\frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} (SE) = 4\pi e(n_p - n_e - n_n). \quad (11)$$

Краєві умови для позитивних та негативних іонів встановили такими:

$$n_p|_{x=d} = 0; \quad n_n|_{x=0} = 0, \quad (12)$$

для електронів на катоді – з врахуванням вторинної електронно-іонної емісії:

$$j_e|_{x=0} = \gamma j_p|_{x=0}, \quad (13)$$

де $j_e = v_e n_e$, $j_p = v_p n_p$, а γ – коефіцієнт вторинної іонної емісії. Допущено, що в момент часу $t = 0$ кількості негативних і позитивних іонів дорівнюють нулеві, а число вільних “затравкових” електронів дорівнює 10. Їх розміщувалось в області генерування, на незначній віддалі від вістря.

Вибір форми струмового каналу. Оскільки розряд концентрується біля вістря і займає порівняно велику площу на аноді, форму каналу

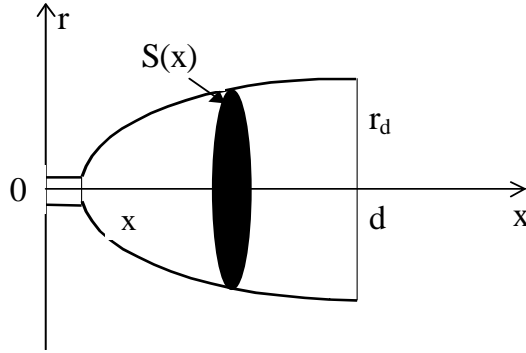


Рис. 3. Форма струмового каналу корони.

вибрали складною. Вважаємо, що його циліндрична апроксимація, як у моделі [44], є неприпустимою.

Відношення міжелектродної віддалі до радіуса катода у цій моделі дорівнює 2 і циліндрична апроксимація струмового каналу не вносила великої похибки. У нашому ж випадку це відношення є порядку 600. Тому у струмовому каналі ми виділили дві різні області: одна відноситься до зони генерування (прикатодна, циліндрично- або конусоподібна, у межах $0 - x_\Gamma$), друга – зона дрейфу до віддалі d . Форми цих зон визначаються різними процесами, тому вони вибираються майже незалежно. Прикатодна зона характеризується радіусом біля катода r_0 , радіусом на межі між двома зонами r_Γ . Ці параметри змінювались при розрахунках для отримання кращого узгодження обчислених струмових параметрів з вимірними. Довжина зони генерування незалежно оцінювалась при аналізі початкових умов запалювання коронного розряду. Для цього обчислювали інтеграл електронного помноження $M = \int \alpha dx$, як функцію осрової віддалі. Довжину x_Γ визначали з умови $M = 0.995 \ln(1 + \gamma^{-1})$ [45]. Форма зони дрейфу задавалась у вигляді параболоїда обертання. Розмір струмової плями на аноді визначався за законом Варбурга $r_d = (7/6)^{1/2} d$. Припускали, що струмовий канал не змінює з часом своєї форми.

Рівняння для обчислення Лапласового електричного поля. Приосьове значення поля між вістрям і плоским анодом, яке існує у беззарядному розрядному проміжку у початковий момент запалювання корони, обчислювали за формулою [4]:

$$E_0(x) = \frac{2U}{(2x + r_0) \ln(2d/r_0 + 1)}, \quad (14)$$

де координатна вісь x вибрана вздовж поля E_0 , r_0 – радіус торця коронуючого вістря, d – віддаль між вістрям та анодом.

Об'ємна квазінейтральна частина розряду вимагає підвищеної точності при розв'язанні рівняння Пуассона (11), оскільки концентрації є

приблизно однаковими. Крім того, це рівняння містить малий безрозмірний параметр. Для нашої моделі метод дисків [44] не підходить, що зумовлено структурою розрядного проміжку. Крім того, у моделі [44] не враховується зовнішнє коло. Тому ми використали метод [45]. Він полягає у таких перетвореннях вихідної системи рівнянь (8)–(11), які узгоджуються із законом збереження заряду:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial SJ}{S \partial x} = 0, \quad (15)$$

де $\rho = n_p - n_e = n_n$ – об'ємна густина зарядів, $j = e(b_e n_e + b_p n_p + b_n n_n)E$ – густина струму провідності (b_e, b_p, b_n – рухливості електронів, позитивних і негативних іонів). У цьому легко перекопатись, віднявши від рівняння (8) рівняння (1)–(3). Отже, рівняння Пуассона (4) є еквівалентним до:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma E = J(t), \quad (16)$$

де $\sigma = e(b_e n_e + b_p n_p + b_n n_n)$. Рівняння (16) з врахуванням (7) набуває вигляду

$$\frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma E = \frac{1}{RS} \left(U - \int E dx \right). \quad (17)$$

Це рівняння використали для визначення самоузгодженого електричного поля E .

Обмеження на часові кроки. При моделюванні плазми газових розрядів слід враховувати характерні часи τ протікання різних процесів – часовий крок, який використовується при розв'язанні рівнянь, не повинен бути більшим, ніж τ будь-якого процесу. До них слід віднести час релаксації об'ємного заряду, час іонізації, час прилипання і т.п. Найбільш жорсткі умови на часовий крок накладає час іонізації $\tau_i = [\alpha(E)v_e]^{-1}$, де v_e – швидкість електрона. У нашому випадку при напруженості поля 10^4 – 10^5 В/см його задавали в межах 10^{-10} – 10^{-11} с.

Методів розв'язання диференціальних рівнянь, які описують жорсткі нерівноважні процеси, є багато. Вибрано *FCT*-метод, запропонований Борісом і Буком [85], який має найвищий порядок апроксимації і найнижчий рівень числової дифузії. Для оцінок використовували метод *біжучого рахунку* першого порядку апроксимації [86], гірший за порядком апроксимації і рівнем числової дифузії, проте, швидший і який забезпечує задовільні результати. Диференціювання проводили на неоднорідній просторовій сітці з 160 комірками і найменшим кроком 10^{-4} см, часовий крок змінювали у межах 10^{-11} – 10^{-9} с.

У результаті проведених комп'ютерних моделювань отримано корелятивні залежності між функціями розряду і пульсуючим струмом, зокрема, між просторово-часовими розподілами зарядів і поля у різних фазах розряду і розділеними струмами зміщення та провідності. Вони виявилися достатньо інформативними для встановлення механізмів їх складних пульсацій і дають підставу стверджувати про отримання ряду нових рішень, викладених у висновках. *Вперше* описано залежності струму від часу для $N_2 + O_2$ та $Ar + O_2$ у вигляді, як

гладких імпульсів (високі концентрації кисню), так і з сильно розвинутими вторинними структурами ($10^{-2} \% - 10^{-1} \%$). Перший імпульс струму є суттєво складнішим, вищим і тривалішим від наступних. Розміри і форма чергових імпульсів струму задовільно узгоджуються з відповідними параметрами вимірюваних імпульсів. Їх частота зростає з ростом напруги, що підтверджується вимірюваннями. Зниження амплітуди і тривалості імпульсів відбувається як з ростом концентрації домішки, так і коефіцієнта прилипання електронів. Обчислені залежності тривалості, заряду, амплітуди і частоти імпульсів від $C\%, O_2$ в азоті добре узгоджуються з відповідними вимірними залежностями. При зниженні концентрації O_2 до значень порядку $10^{-2} \%$ тривалість імпульсів зростає до значень порядку сотні мікросекунд, при цьому період пульсації зростає з меншою швидкістю. Вперше теоретично підтверджено, що частота імпульсів струму негативної корони спадає з ростом концентрації ЕВ домішок зі значними коефіцієнтами прилипання електронів (Skalni-1984), або в області дуже високих концентрацій, і зростає у випадку низьких коефіцієнтів прилипання і концентрацій ЕВ домішки (ця праця).

На основі аналізу обчислених розподілів концентрацій зарядів і поля виявлено, що позитивні іони протягом періоду пульсації корони розміщуються у приповерхневій частині області генерування, товщина якої не перевищує 0.005 см при довжині цієї області 0.02 см. Основна маса негативних іонів та електронів розміщується в області генерування і у близькій до неї частині області дрейфу. Діапазон віддалей від поверхні катода, при яких концентрації позитивних іонів та електронів є близькими між собою (перша умова існування нерівноважної плазми), є досить малим, порядку 0.0007 – 0.01 см. Тут концентрації зарядів є меншими на порядок порівняно з іншими частинами області генерування. Існує постійне розділення шарів позитивних і негативних зарядів, між якими перебуває шар нерівноважної плазми. Отримані результати дали змогу пояснити поведінку складних імпульсів негативної корони.

Спадна залежність заряду імпульсу від концентрації електроємної домішки. У початкових фазах розряду лавинне розмноження електронів (e) і позитивних (p) іонів відбувається одночасно із хвилеподібним зміщенням максимуму густини n_p (максимуму іонізації) до катода. При цьому у прилеглий до поверхні області різко зростає поле E , а отже, струми провідності $I_{пр}$ і зміщення $I_{зм}$. Встановлено, що одночасно за p -шаром суттєво знижується сумарне поле і підвищується інтенсивність прилипання електронів. Низька рухливість негативних (n) іонів призводить до вагомого зростання їх кількості. В результаті прикатодні функції n_p, E , а отже, струми $I_{пр} i I_{зм}$ сягають максимальних значень, які контролюються сусіднім шаром негативних зарядів. Підвищення концентрації домішки призводить до адекватного росту концентрації n -іонів, зниження концентрації p -іонів і відповідного спаду максимального струму. Крім того, пришвидшується зниження інтеграла наповнення $\int \alpha(x) dx$ до критичного значення $\ln(1+1/\gamma)$, при якому припиняється розряд (γ – коефіцієнт іон-електронної емісії поверхні катода), тобто, скорочується тривалість імпульсу струму. Таким чином, заряд імпульсу різко спадає при рості концентрації ЕВ домішки.

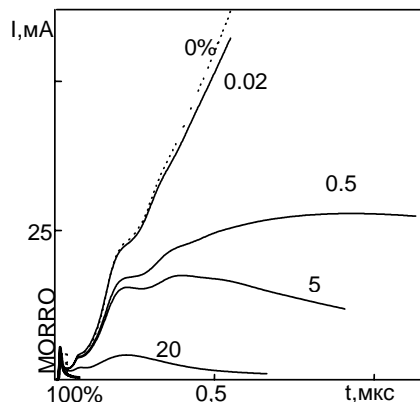


Рис. 4. Залежності струму від часу, обчислені при параметрах негативної корони [44] і змінній концентрації кисню (цифрами позначено об'ємні відсотки).

Зростаюча залежність частоти пульсації струму від концентрації ЕВ домішки. Відхід додатних іонів у міжімпульсному періоді на катод проходить одночасно із відлипально-прилипальними процесами та "естафетним" переміщенням електронів в околі області генерування у протилежному напрямі. Це призводить до росту напруженості поля у прикатодній області, а отже, до початку наступного лавинного розмноження зарядів. Настання цього моменту є можливим тим швидше, чим нижчою є згенерована кількість p -іонів. З ростом концентрації ЕВ домішки остання знижується і, відповідно, росте частота пульсації струму корони. Вперше показано, що максимум концентрації n -іонів у міжімпульсному періоді залишається близьким до області генерування, що суперечить твердженню про необхідність відходу n -іонів на катод, як умову виникнення нового імпульсу.

Спадна залежність частоти пульсації струму від концентрації ЕВ домішки. Встановлено, що у випадку високих значень коефіцієнта прилипання або високих концентрацій ЕВ домішки негативні іони нагромаджуються безпосередньо в області генерування протягом імпульсу корони. При спаді струму максимум концентрації n -іонів навіть зростає, переміщаючись до катода. Оскільки зниження n_n у міжімпульсному періоді проходить значною мірою за рахунок відлипання електронів, то з ростом концентрації ЕВ домішки час такого очищення зростає – частота пульсації падає.

Зниження частоти пульсації струму з ростом швидкості газу вздовж вістря до анода зумовлене, на наш погляд, частковим відтягненням (завдяки поляризаційним силам) негативної компоненти від області генерування і, як наслідок, додатковій іонізації газу. Ця схема підсилює викладені вище висновки про переважаючий вплив відлипання електронів на протікання міжімпульсної фази. В альтернативному варіанті "відходу іонів на анод" при рості швидкості газу у напрямі

до анода зростає швидкість очищення області дрейфу від негативних іонів, а отже, і частота імпульсів.

Вторинні структури переднього фронту імпульсу струму вперше описали комплексно при розширенні моделювання Морова [44] у напрямі зниження концентрації кисню від 100 % до 0 % і радіуса катода від 10 мм до 0.02 мм, а також при вмиканні і вимиканні фотоелектронної емісії (ϕee) (рис. 3,4). При концентрації O_2 100% отримуємо єдиний гладкий імпульс (рис. 3), трактований у праці [44], як основний імпульс струму негативної корони. В результаті проведених розширених досліджень виявилось, що він є *прекурсором* – попередником основного імпульсу.

Прекурсор створюється струмом зміщення наступним чином. При початковому розвитку лавин від затравкових електронів останні швидко відходять від місця зародження, залишаючи позитивний слід іонів. Вплив останніх на поверхневу напруженість поля є вищим, ніж віддалених електронів. Віддаляючись від поверхні катода, електрони попадають в області з різко зниженою напруженістю поля (від порядку 10^5 В/см біля поверхні до 10^4 В/см на віддалі 0.01 см), розмноження зарядів припиняється і загальна кількість іонів перестає рости. При цьому ріст напруженості поля на поверхні катода слабне і струм зміщення, як її похідна, отримує максимум. Подальший відхід електронів до області дрейфу і спад їх концентрації за рахунок різкого розширення цієї області кінцево призводить до стабілізації поверхневої напруженості поля і відповідного спаду струму зміщення майже до нуля. Слабкий струм зміщення в цей час підтримується тільки за рахунок повільного наближення p -іонів до поверхні. Струм прекурсора порядку 10^{-7} А при реально малих радіусах вістря порядку десятків мкм і зростає до значень 10^{-3} А при рості радіуса до 0.4 см (рис. 4б). За одночасного впливу значної вторинної фотоелектронної емісії з прийнятої у [44] надто великої для негативної корони площі поверхні катода (радіус 10 мм) амплітуда прекурсора наростає до значень порядку амплітуди основного імпульсу (рис. 3). У практиці коронування таких електродів не використовують, а модель [44] скоріше відображає початкову фазу жевріючого (glow) розряду при плоскопаралельній геометрії. Вмикання автоелектронної емісії (aee) призводить до лінійного росту струму іонів і зміщення. При використанні формули Фаулера-Нордгейма для aee отримуються мізерні значення струму у фазі розвитку прекурсора.

Умови існування *сходинки* на передньому фронті імпульсу струму встановлено при її числовому моделюванні в умовах змінної концентрації домішки кисню в азоті, змінних радіусі катода (0.004 см – 0.5 см) і прикладеному полі у межах, що охоплюють відомі параметри пульсуючого негативного коронного розряду. Доведено, що сходинка створюється струмом зміщення, викликаного зміною напруженості електричного поля на поверхні катода при наближенні основної хвилі іонізації або катодоспрямованого стримера (Сх, рис. 4,5), та існує при усіх параметрах корони, що викликають її пульсації, зокрема, за відсутності ϕee (рис. 4б, 5). При попаданні іонів, створених прекурсором, на поверхню зростає складова струму I_p . За рахунок вторинної іон-електронної емісії e^- концентрація в області генерування зростає і по-

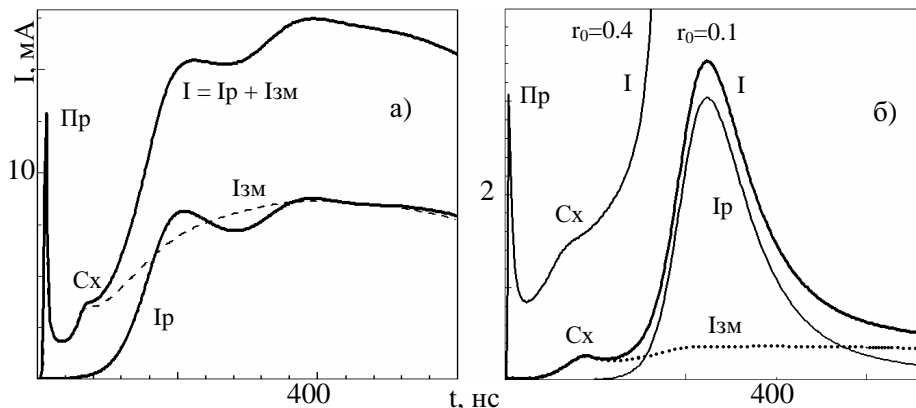


Рис. 5. Залежності складових струму від часу при параметрах негативної корони однакових із [44], але: а) концентрація кисню дорівнює 5 %; б) фотоелектронна емісія відсутня і радіус вістря зменшено до 0.4 і 0.1 см.

чинається формування імпульсу струму. Час розвитку його переднього фронту суттєво скорочується з ростом прикладеної напруги і зниженні радіуса вістря, тобто, з ростом ефективної напруженості поля та іонізації газу (рис. 5). Наявність ЕВ домішок з високими коефіцієнтами e -прилипання і концентраціями сповільнює розвиток фронту (рис. 3). Вмикання ϕ_{ee} та a_{ee} призводить лише до пришвидшення виникнення основного імпульсу, не змінюючи суттєво крутизни фронту. При великих радіусах катода, порядку міліметра, тривалість сходинок є значною (рис. 4,5б) і її амплітуда зростає при рості фотоелектронної емісії. Зниження радіуса до десятків мікрометрів, тобто, зниження площі поверхні катода у сотні разів призводить до непомітності сходинок - вона стає дуже короткою порівняно з тривалістю фронту імпульсу (рис. 5а,б), а вплив ϕ_{ee} на неї відсутній. Показано, що у праці [30] Моров при зниженні радіуса катода змодельовав імпульс струму із сходиною, яку, за відсутності виразу для струму зміщення, пояснив фотоелектронною емісією – як у праці [44]. Очевидно, заперечення у ряді наступних праць інших авторів ролі ϕ_{ee} у формуванні сходинок є зайвим, оскільки цей механізм дійсно є нехтуючим при коронуючих вістрях у цих працях із площами емісії на кілька порядків менших, ніж прийнятої у [44]. Таким чином, отримані автором результати дали змогу встановити залежність параметрів сходинок від основних параметрів негативної корони і зняти протиріччя у її трактуванні, що існували досі в літературі (Zentner-1970 – гальмуючий вплив негативних іонів на розряд, Акишев 1997 – струм зміщення, Moggow 1985, Sernak 1998, Акишев 2001 – механізм фотоелектронної емісії).

Уточнено механізм *пікової частини імпульсу* негативної корони. Результати досліджень Акишева Ю., Moggow R., Sernak M. та ін. отримали подальший розвиток у цій роботі при розширенні області вимірю-

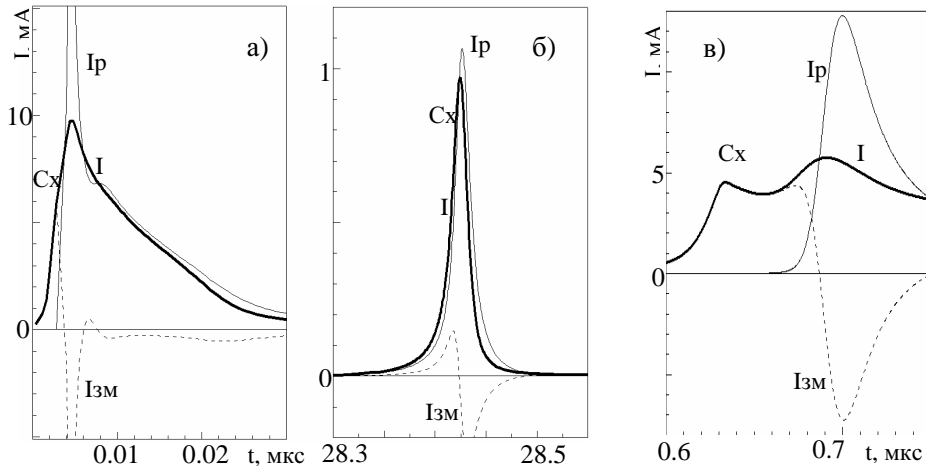


Рис. 6. Обчислені імпульси струму у повітрі при параметрах розряду а,б) [47], $r_0 = 0.03$ мм, $U=4200$ В і в) [41], $r_0 = 0.125$ мм, $U=3300$ В, які є близькими до відповідних змодельованих [47] і вимірених [41].

вання і числового моделювання за умов розділення струмів зміщення та іонів, зміни газу (азот, аргон), ЕВ домішки (кисень, шестифториста сірка) і її концентрації (10^{-7} % – 21%), радіуса катода (0.004 – 0.5 см) і прикладеної напруги (1400 – 10000 В). Показано, що пікове значення струму задається сумою максимального потоку позитивних іонів і максимальних від’ємних значень струму зміщення на поверхні катода при приході хвилі іонізації (рис. 5) і залежить від поля, геометрії простору, типу газу і концентрації (зокрема, при 21% кисню пік імпульсу стає слабо помітним у порівнянні з прекурсором – рис. 3). Струм зміщення вносить значний вклад у піковий струм при великих радіусах катода (рис. 5б). Недавно автором [44] введено корективи у формулу для струму розряду з включенням компоненти зміщення. Ріст піка струму за рахунок ϕ_{ee} та a_{ee} емісій з реально малих катодів-вістр є нехтуєчо малим. Нечутливість піка струму [48, 42, 41] до фотопроектів на катоді можна пояснити насиченням іонізаційної хвилі критичним числом іонів при прибутті до поверхні. Таким чином, знімаються протиріччя у трактуванні піка імпульсу струму негативного коронного розряду, що існували досі в літературі (основні механізми: Moggow 1985, Акишев 1997 – струм іонів, Сернак 1991,1998 – не іонний, а стримерний).

Високочастотні пульсації струму негативної корони вперше змодельовано при прийнятті радіуса трубки струму в області генерування збільшеним у кілька разів порівняно з радіусом вістря. На основі аналізу розподілів зарядів і поля, а також усіх приповерхневих функцій розряду встановлено, що ВЧПС є результатом зміни потоку позитивних іонів на катод, який викликається зворотнім зв’язком їх припо-

верхньої концентрації і електричного поля та інтенсивності іонізації у хвостовій частині області генерування (від'ємною вольт-амперною характеристикою цієї області). Змодельовані ВЧПС за характером є близькими до вимірних: рис. 6а, $R_o = 5 \cdot 10^6$ Ом - до рис. 2, $C\%, O_2 = 0.04\%$; рис. 6а, $R_o = 1 \cdot 10^6$ Ом - до рис. 6б, [42]; рис. 6в, $C\%, O_2 = 0.2\%$ - до рис. 6г, [42]; рис. 7а,в, $R_o = 1 \cdot 10^4$ Ом і $5 \cdot 10^4$ Ом - до рис. 6б,г, [87]. Поділ ВЧПС на три типи (припікові, прихвостові (рис. 6а,б) і перехідні до жевріючого розряду або пробиття (рис. 6в,г і рис. 7) введено вперше. Виявилось, що знаходження шару негативного заряду зовсім близько до шару позитивних іонів в області генерування підсилює ВЧПС. Метастабільні молекули азоту підтримують розширений простір між цими шарами, що підтверджується переважною відсутністю ВЧПС у середній частині імпульсів струму в $N_2 + O_2$ (рис. 2а).

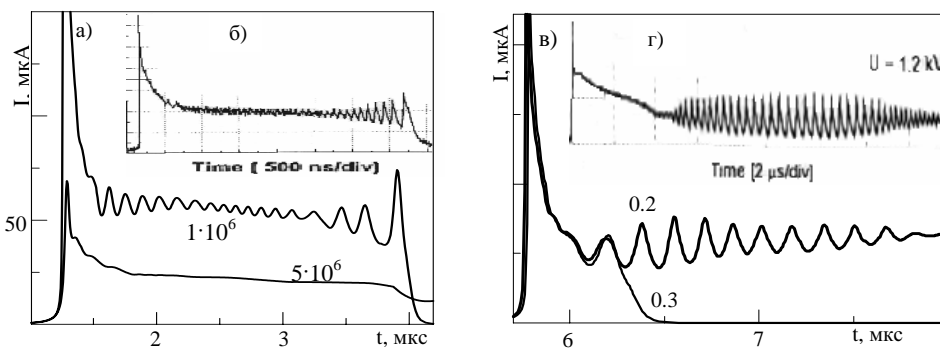


Рис. 7. Обчислені імпульси струму в $N_2 + O_2$ із ВЧПС а) 1-го і 2-го типу залежно від обмежуючого опору, Ом, в) 2-го і 3-го типу залежно від $C\%, O_2$.

Суттєве зближення різнозарядних шарів відбувається на стадіях наростання струму, коли процес відлипання при ударах від'ємних іонів з метастабільними молекулами є ще слабким. Відповідно пояснюється поява другого типу ВЧПС у кінці імпульсу у слабо негативному водні [42] і в азоті [43]. При високих концентраціях ЕВ домішки ВЧПС можуть виродитись і проявляться у вигляді одного горба після піка імпульсу, ускладнюючи їх інтерпретацію [48]. Особливою вимогою для існування чітких ВЧПС є підтримання осьової симетрії прикатодного простору. Обмеження в утворенні бокових катодних "плям" є можливим при використанні у ролі катода торця тонкої дротини. За певних умов ВЧПС можуть переходити у позаімпульсні "моди" (третій тип, рис. 6в,г, рис. 7), а далі – у жевріючий розряд або пробиття простору.

Вплив *фотопроцесів* вперше враховано при числовому моделюванні росту пікової ділянки імпульсу струму у суміші газів $N_2 + O_2$ за незначного росту концентрації кисню (рис. 2а). Виявилось, що без накопичення молекул кисню у прикатодній області розряду, утворених при ударах від'ємних іонів зі збудженими, зокрема, метастабіль-

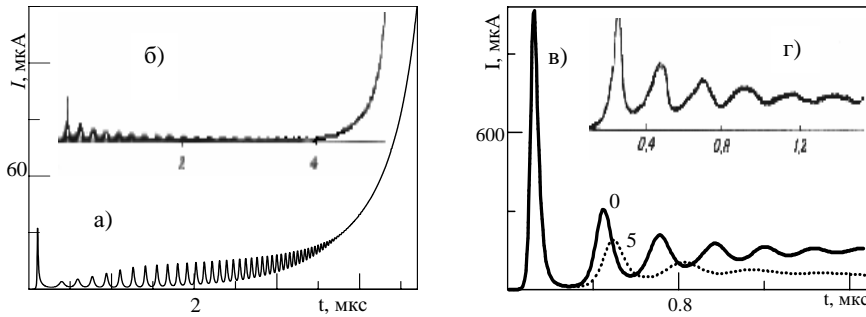


Рис. 8. Обчислені високочастотні пульсації струму у суміші газів $N_2 + O_2$ при низьких обмежуючому опорі і концентрації кисню: а) $R_o = 1 \cdot 10^4$ Ом, С%, $O_2 = 0$; в) $R_o = 5 \cdot 10^4$ Ом, С%, O_2 – позначено цифрами. б,г) Виміряні ВЧПС в азоті [87].

ними молекулами азоту не вдається пояснити навіть якісно це явище – ріст іонізації молекул газу ударами електронів без цього є мізерним. Таким чином, підтверджено, що характер піка імпульсу струму негативної корони зумовлюється взаємодією хвилі іонізації з поверхнею при наближенні до катода, а стримерні, чисто об’ємні процеси є слабкими [44]. У суміші $Ag + O_2$ такий вплив метастабільних атомів не спостерігається, оскільки інтенсивності збудження високоенергетичних станів аргону електронами є низькими через суттєві втрати енергії електронів на збудження низькоенергетичних станів аргону. Крім того, довжина основних ліній аргону $1065,6$ і $1048,2 \text{ \AA}$ при переходах $3^1S_0 - 3^3P_1$ і $3^1S_0 - 3^1P_1$ лежить за межами області допустимих до іонізації молекул кисню $\leq 1025 \text{ \AA}$. Оцінку впливу е-відривання при зіткненнях іонів O_2^- зі збудженими метастабільними молекулами азоту на характер хвостової частини імпульсу струму в N_2 виконано вперше. В аргоні, де заселеність високоенергетичних збуджених станів є низькою, переважає процес прилипання, у зв’язку з чим крутизна спадання струму є вищою, струм – значно нижчим, ніж в азоті, а ВЧПС накладаються на весь імпульс струму (рис. 2б).

Допускалось, що імпульси Трічеля у чистих електрододатних газів є можливими: при зниженні концентрації ЕВ домішки зовнішній опір відіграє її роль (Sigmond 1993); струми негативної корони, при яких спостерігаються пульсації, є нижчими від струмів її запалення [43]. Наші дослідження області існування пульсуючої корони при струмах вищих від струму її запалення показали, що при зниженні концентрації кисню в аргоні вона різко звужується: від $1300 - 2100 \text{ В}$ при концентрації 0.04% до $1650 - 1750 \text{ В}$ при залишковій концентрації 0.002% . Змодельовані при таких струмах і слідових значеннях концентрації кисню імпульси зливаються і розряд переходить у жевріючий або пробиття, зокрема, через ВЧПС (рис. 6а,в), затримуючись у часі при рості зовнішнього обмежуючого опору.

Параметри плазми пульсуючої негативної корони вперше обчислено в [88], використовуючи отримані розподіли концентрацій зарядів і поля. Виявлено, що діапазон зміни дебаєвського радіуса екранування λ_D є високим протягом існування імпульсу: за межами – порядку одиниць см, у момент піка $\sim 5.89 \cdot 10^{-5}$ см. Далі λ_D наростає до значення порядку 0.0006 см і зберігається майже постійним у межах існування імпульсу. Таким чином, друга умова існування плазми виконується тільки у час протікання піка імпульсу. У початкові моменти росту струму плазма знаходиться близько до середини області генерування (0.01см) і її ширина є порядку 0.001 см. При піку струму вона є біля поверхні катода (~ 0.0025 см), а її ширина ~ 0.003 см. Після проходження піка ширина плазми знову зменшується майже у 3 рази, а її середнє положення незначно “плаває” в околі 0.005 см. Залежність середньої енергії електронів у плазмі від часу перебуває у повній антифазі зі струмом. При дуже низьких струмах середня температура електронів T_e є порядку 15000 – 17000 К, при піку струму ~ 9000 – 16000 К. Майже синфазно з T_e змінюється температура іонів у межах 750 К – 300 К. Отримані дані відносять плазму негативної корони до типу низькотемпературної нерівноважної.

4. ВИСНОВКИ

Опрацьована методика встановлення фізичних механізмів складних пульсацій струму, що включають основні імпульси і їх вторинні структури – прекурсор, сходінку переднього фронту, пікову і хвостову частини, а також високочастотні пульсації, з використанням даних вимірювань і результатів математичного моделювання. Основні результати, отримані в роботі, зводяться до таких.

Вимірні залежності параметрів імпульсу струму від типу газу є достатньо інформативними для встановлення механізмів пульсації: амплітуда, тривалість і заряд імпульсу в азоті є значно більшими, ніж в аргоні; пік імпульсу зростає в N_2 і спадає в Ar з ростом концентрації кисню.

Кінетична модель негативної корони задовільно описує поведінку основних імпульсів струму і їх вторинних структур при включенні іонізації атомів чи молекул основного газу ударами електронів, прилипання електронів до молекул ЕВ домішки і відлипання електронів при ударах від’ємних іонів з атомами чи молекулами основного газу, дрейф зарядів, іон- і фотоелектронні емісії.

Встановлено, що прекурсор імпульсу струму утворюється струмом зміщення, спричиненого лавинним розмноженням зародкових зарядів у високоенергетичній приповерхневій області розряду і має вигляд короткого (до 10 нс) імпульсу з амплітудою на порядок нижчою від амплітуди основного імпульсу. Він існує до приходу позитивних іонів на поверхню катода, викликання ними вторинної електронної емісії і лавинного росту основного імпульсу. Отримані результати дають змогу зняти існуючі протиріччя у його трактуванні. Зокрема показано, що при дуже високій концентрації електровід’ємного газу (100% кисню) основний імпульс струму пригнічується до принципових значень за рахунок прилипання електронів і залишається лише прекурсор, а великий внесок від фотоелектронної емісії, що спостері-

гається у розрахунках Moggow пояснюється прийнятою надто великою для коронного розряду площею катода.

Доведено, що сходи́нка на передньому фронті основного імпульсу струму утворюється струмом зміщення, викликаного зміною напруженості електричного поля на поверхні катода при наближенні до нього основної хвилі іонізації, й існує за всіх параметрів корони, що викликають її пульсації, зокрема, при відсутності фотоелектронної емісії з поверхні. Отримані результати дали змогу встановити залежність параметрів сходи́нки від основних параметрів негативної корони і зняти протиріччя у її трактуванні, що існували досі в літературі (Zentner 1970 – гальмуючий вплив негативних іонів на розряд, Акишев 1997 – струм зміщення, Moggow 1985, Cernak 1998, Акишев 2002 – механізм фотоелектронної емісії).

Показано, що пікова частина імпульсу струму задається сумою максимального потоку позитивних іонів і максимальних від'ємних значень струму зміщення на поверхні катода при приході до неї основної хвилі іонізації. Пік струму залежить від типу електрододатного газу та електровід'ємної домішки і її концентрації (зокрема, при 100% кисню і радіусі катода 0.5 см пікова частина імпульсу стає слабо помітною порівняно з амплітудою прекурсора і сходи́нки). Встановлено, що його ростом за рахунок фотоелектронної та автоелектронної емісії з реально малих катодів-вістр можна нехтувати. Таким чином, отримані результати дали змогу узагальнити залежність основного піка струму негативного коронного розряду від основних параметрів розряду і зняти протиріччя у трактуванні його, що існували досі в літературі (основні механізми: Moggow 1985 – вторинна фотоелектронна емісія, Cernak 1991 – не іонний, а стримерний, Акишев 1997 – струм іонів).

Встановлено, що характер залежностей параметрів імпульсів струму негативної корони від концентрації електровід'ємної домішки визначається кінетичними процесами у приповерхневій області генерування і близькій до неї частині дрейфової області, у межах десятків-сотень мікрометрів. Ця сукупна область протягом усіх фаз пульсації негативної корони ділиться на шари з різнойменними зарядами і шаром нерівноважної плазми між ними. Виявлено, що у фазі росту імпульсу струму зниження поля безпосередньо за шаром приповерхневих позитивних іонів призводить до росту інтенсивності прилипання електронів і концентрації негативних іонів, а отже, до їх значного зворотного впливу на динаміку хвилі іонізації. Тому рі́ст концентрації домішки призводить до зниження струму і пришвидшення спаду інтеграла наповнення у приповерхневій області до критичного значення, при якому припиняється розряд, тобто, до скорочення тривалості імпульсу, а отже, до значно швидшого спаду його заряду. Отримані результати дають змогу встановити основні характеристики пульсації негативної корони залежно від стану газу і уточнити трактування окремих з них, що існували досі (Sigmond 1993 – імпульси є результатом гри між іонізаційною і дрейфовою областями, а період їх повторення – це час очищення просторового заряду останньої).

Встановлено, що високочастотні пульсації струму, які накладаються на основні імпульси струму корони і його часові залежності при переході до жевріючого розряду і пробиття газового простору, виникають в результаті зміни потоку позитивних іонів на катод в умовах

самоекранування, при якому існує зворотній зв'язок між їх концентрацією на поверхні і полем у хвостовій частині області генерування. ВЧПС існують при низьких концентраціях ЕВ домішок і малих радіусах вістря. Математично змодельовано ці пульсації струму при заданні поперечного перерізу генеруючої області розряду збільшеним на порядок порівняно з відповідним розміром коронуючого вістря. Отримані результати дали змогу встановити умови існування ВЧПС корони, жевріючого розряду і пробиття й зняти протиріччя у їх трактуванні, що існували в літературі (Hosokawa 1991: горб після піка імпульсу струму є максимумом потоку іонів при приході стримера на поверхню катода; ВЧПС – це: Moggow 1985 – “поздовжні коливання електричного поля”, Sernaк 1999 – “турбулізація плазми електронним пучком”, Wagner 1999 – “не-трічелівські і їх механізм потребує вивчення”; Акишев 2001: “високочастотні коливання в азоті дуже подібні на імпульси Трічеля у повітрі при аналогічних параметрах корони).

Виявлено відмінні залежності параметрів пікової частини імпульсів струму від концентрації ЕВ домішки в азоті та аргоні. Змодельовано ріст піка струму в азоті при підвищенні концентрації кисню за рахунок відривання електронів при зіткненні негативних іонів із збудженими метастабільними молекулами азоту, накопичення домішки і росту іонізації суміші газів. В аргоні амплітуда імпульсу спадає з ростом концентрації кисню, оскільки процеси відлипання, зв'язані з метастабільними атомами, є слабкими. Отримані результати дають змогу пояснити подібні ефекти, зокрема, зареєстрований ріст піка струму негативної корони при рості концентрації шестифтористої сірки у повітрі (Zentner 1970) і рості тиску повітря (Hosokawa 1988).

Вияснено, що високочастотні пульсації струму в азоті підсилюються у моменти протікання пікової і хвостової частин імпульсу через зниження концентрації метастабільних молекул азоту і ослаблення відлипання електронів від негативних іонів домішки. В аргоні ВЧПС існують протягом усього імпульсу струму, а крутизна спаду усередненого струму є вищою, ніж в азоті, оскільки вплив метастабільних атомів є слабким. Цим механізмом можна пояснити появу ВЧПС на різних частинах імпульсів струму негативної корони, зареєстрованих іншими авторами (Sernaк 1999, Wagner 1999 – у водні; Акишев 2001 – в азоті).

Показано, що плазма негативної корони постійно пульсує як у просторі генераційної зони, так і в часі, синфазно із зміною струму. Отримані усереднені температура і концентрація електронів відносять плазму негативної корони до типу низькотемпературної нерівноважної.

ЛІТЕРАТУРА

- [1] *Капцов Н.А.* Коронный разряд и его применение в электрофилтрах. М.-Л.: Гостехиздат. 1947. 226 с.
- [2] *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах. М.;Л.: Гостехиздат. 1950. 672 с.
- [3] *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. М.: Наука. 1971. 543 с.
- [4] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука. 1987. 591 с.

- [5] Справочник по пыле- и золоулавливанию/ Под редакцией А.А.Русанова. М.: Энергоатомиздат. 1983. 204 с.
- [6] Патент 22211 України, В03С 3/08. Електрофільтр/ Чигінь В. (Україна); ДУ "Львівська політехн". - № 95031372; Заяв. 28.03.95; Опуб. 30.06.98, Бюл. №3.
- [7] *Kogelschaltz U.* Int. Sympos. Electr. Technol. For Envir. Protect., Lodz, Poland. 1997. 299 – 303.
- [8] *Русанов В.Д., Фридман А.А.* Физика химически активной плазмы. М.: Наука. 1984. 415 с.
- [9] *Dors M., Mizeraczyk J.* J. of Electrostatics. 1998. **45**. 25–36.
- [10] *Ponizovski A., Ponizovski L., Kryutchkov S. et al.* Proc. Int. Symp. High Pressure Low Temper. Plasma Chemistry, HAKONE VII, Greifswald. 2000. 345–349.
- [11] *Kuzmichev A. et al.* 14th Int. Symp. on Plasma Chemistry, Prague. 1999. 2691–2696.
- [12] *Kogelschaltz U.* Ozone generation and dust collection. In: Electrical discharges for environmental purposes: Fundamentals and applications. Chapt.12, Ed. E.M. van Veldhuizen, New York. 1999. 315–344.
- [13] *Spyrou N., Peyrous R. and Held B.* J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. **27**. 2329–2339.
- [14] *Soloshenko I. A.* Proc. 15th Int. Symp. on Plasmachemistry, ISPC-15, Orleans. 2001. 543–549.
- [15] *Богданов А., Войтенко А., Денбновецкий С. и др.* Укр. журн. мед. техн. і техн-ї. 1994. №1,2. 22–26.
- [16] *Rutger W., Veldhuizen E.* HAKONE VII, Intern. Symposium High Pressure Low Temper. Plasma Chemistry. Greifswald. 2000. 339–340.
- [17] *Дьяков А., Бобров Ю., Сорокин А., Юргеленас Ю.* Физические основы электрического пробоя газов. М.: Изд-во МЭИ. 1999. 400 с.
- [18] Физико-технические проблемы передачи электрической энергии: Сб. научн. ст. Вып. 1/ Под ред. А. Дьякова. М.: Изд-во МЭИ. 1998. 328 с.
- [19] *Van Brunt R.J.* IEEE Trans. on Dielectrics and Elec. Insulation. 1994. **1**, №5. 761–784.
- [20] Масс-спектральный анализ смесей с применением ионно-молекулярных реакций / А. Полякова, И. Ревельский, М. Токарев и др. Под ред. А. Поляковой. М.: Химия. 1989. 240 с.
- [21] *Sigmond R., Goldman M., Goldman A. et al.* Proc. 11th Int. Symp. on Plasma Chemistry, Loughborough, UK. 1993. 1–6.

- [22] *Chygin V.* Вісник ДУ “Львівська політехніка”. 1997. № 325. 149–155.
- [23] *Aints M., Haljaste A, Kudu K., Plank T.* J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. **30**, № 2. 210–220.
- [24] *Chygin V., Procy O.* Вісник ДУ “Львівська політехніка”. 1999. № 343. 180–183.
- [25] Авторське Свідоцтво 1660752 СССР, МКИ В 03 С 3/00. Аппарат для разделения газа./Чигинь В., Билый Я., Корбецкий Р. - № 4617869/26; Заяв.12.12.88; Оп. 07.07.91, Бюл.№25. 3с.
- [26] *Loeb L.B., Kip A., Hudson G., Bennet W.* Phys. Rev. 1941. **60**. 714–722.
- [27] *Weissler G.L.* Phys. Rev. 1943. **63**. 96–107.
- [28] *Zentner R.* Z. Angew. Phys. 1970. **29**. 294–301.
- [29] *Ikuta N. and Kondo K.* Proc 4th Int. Conf. on Gas Discharge, IEE Conf. Publ. 1976. **143**. 227–230.
- [30] *Morrow R.* Phys.Rev.A. 1985. **32**. 21–24.
- [31] *Cernak M., Hosokawa T.* Jap.J.Appl.Phys. 1987. - **26**, № 10. L1721–L1723.
- [32] *Kulkarni S. and Nema R.* Proc. 5th Int. Symp. on Gas. Dielectrics, New York. 1987. 637–642.
- [33] *Куду К., Лаан М., Парис П.* Тезисы докл. 6. Конф. По физике газового разряда, Казань. 1992. ч.1. 98–99.
- [34] *Chygin V., Omelchuk O.V.* Вісник НУ “Львівська Політехніка”. 1996. № 304. 88–90.
- [35] *Chygin V.* Вісник НУ “Львівська Політехніка”, Електроніка. 2000. № 397. 136–146.
- [36] *Chygin V.* Укр. фіз. журн. 2002. **47**, № 4. 350–360.
- [37] *Chyhin V.* Conden. Matter Phys. 2002. **5**, № 3(31). 429–448.
- [38] *Chyhin V.* Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics. 2005. № 1.(10). 178–180.
- [39] *Chyhin V.* Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics. 2005. № 2(11). 185–187.
- [40] *Chygin V.I.* Фізичні механізми пульсації негативної корони. Рукопис // Дис. . . на здобуття вченого ступеня доктора фіз.-мат. наук. Харків, 2006. 257 с.
- [41] *Cernak M., Hosokawa T., Kobayashi S., Kaneda T.* J. Appl. Phys. 1998. -**83**, № 10. 1–13.

- [42] *Zahoranova A., Cernak M., Stefecka M. and Wagner H.-E.* Czech. J. Phys. 1999. **49**, № 12. 1721–1735.
- [43] *Акишев Ю., Грушин М., Кочетов И. И др.* Физика плазмы. 1999. **25**. 998–1003.
- [44] *Morrow R.* Phys.Rev.A. 1985. **32**, № 3. 1799–1809.
- [45] *Napartovich A., Akishev Yu., et al.* J.Phys. D: Appl.Phys. 1997. **30**. 2726–2736.
- [46] *Sigmond R.S.* in Electrical Breakdown of Gases, Wiley. 1978. P. 358.
- [47] *Акишев Ю. и др.* Физика Плазмы. 2002. **28**, № 11. 1–11.
- [48] *Cernak M., Hosokawa T.* Phys.Rev.A, Brief Reports. 1991. **43**, № 2. 1107–1109.
- [49] *Cernak M., Kaneda T., Hosokawa T.* Jap.J.Appl.Phys. 1989. **28**, № 10. 1989–1996.
- [50] *Zentner R.* Z. Angew. Phys. 1970. **29**. 294–301.
- [51] Патент 25169 А України, Н03В 7/10. Генератор релаксаційних коливань / Чигинь В.; ДУ “Львівська політехніка”. - № 96124587; Заявл. 09.12.96; Опубл. 30.10.98.
- [52] *Чигинь В., Палюх Б.* Фіз. зб. НТШ. 1998. **3**. 79–83.
- [53] *Chyhin V.* 14th European Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionised Gases, ESCAMPIG. Dublin, Ireland. 1998. 190–191.
- [54] *Словецкий Д.* Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме. М.: Наука. 1974. 271 с.
- [55] *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир. 1977. 672 с.
- [56] *Мак-Ивен М., Филлипс Л.* Химия атмосферы. М.: Мир. 1978. 375 с.
- [57] *Словецкий Д.* Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука. 1980. 310 с.
- [58] *Eliasson B., Kogelschaltz U.* Basic data for Modelling of electrical discharges: Oxygen. Baden, Report N KLR 86-11C. 1986. 148 p.
- [59] *Sigmond R.S.* Electron and Ion Phys. Res. Group, Phys. Department, N-7034, Trondheim, Norway. 1983. 231 p.
- [60] *Kossyi I., Kostinaky Yu., Matveyev A. and Silakov V.* Plasma Sources Sci.Technol. 1992. **1**. 207–220.
- [61] *Eichwald O., Yousfi M., Benabddessadok M.* J. Appl. Phys. 1997. **82**, № 10. 4781–4794.

- [62] Александров Н., Высикайло Ф., Исламов Р. и др. ТВТ. 1981. **19**, № 3. 485–490.
- [63] Hartmann G. and Gallimberti I. J. Phys. D.: Appl. Phys. 1975. **8**. 670–680.
- [64] Акишев Ю., Елкин Н., Напартович А. Физ.Плазмы. 1986. **12**, вып.10. 1225–1232.
- [65] Акишев Ю., Дерюгин А., Каральник В. и др. Физ. Плазмы. 1994. **20**, № 6. 571–584.
- [66] Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизированных газах. М.: Мир. 1967. 832 с.
- [67] Смирнов Б.М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат. 1978. 176 с.
- [68] Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир. 1976. 422 с.
- [69] Chyhin V. 14 Europh. Conf. ESCAMPIG-98. Dublin. 1998. 190–191.
- [70] Chyhin V. 15 Europhys. Conf. ESCAMPIG, Miskolc, Hungary. 2000. 470–472.
- [71] Ranjan R., and Goodyear C. J. Phys. B.: Mol. Phys. 1973. **6**. 1070–1078.
- [72] Wynn M., Martin J. J.Chem.Phys. 1970. **52**. 191–203.
- [73] Gallimberti I., Herworth J. and Klewe R. J. Phys. D.: Appl. Phys. 1974. **7**. 880–898.
- [74] Jelenkovich B., Phelps A. Phys. Rev. A. 1987. - **36**, № 11. 5310–5326.
- [75] Смирнов Б.М. Возбужденные атомы. М.: Атомиздат. 1982. 231 с.
- [76] Смирнов Б. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат. 1979. 456 с.
- [77] Parkes A. Vacuum. 1974. **24**, № 11. 561–571.
- [78] Penney G. And Hummert G. J. Appl. Phys. 1970. **41**. 572–577.
- [79] Железняк М., Мнацаканян А., Сизых С. ТВТ. 1981. **20**, № 3. 423–428.
- [80] Morrow R., Lowke J. J.Phys.D.: Appl.Phys. 1997. **30**. 614–627.
- [81] Morrow R. J.Phys.D.:Appl.Phys. 1997. **30**. 3099–3114.
- [82] Мессу Г. Отрицательные ионы. М.: Мир. 1979. 754 с.
- [83] Хастед Дж. Физика атомных столкновений. М.: Мир. 1965. 710 с.
- [84] Akishev Yu., Kochetov I., Loboiko A., Napartovich A. Proc. Intern. Symp. High Pressure Low Temper. Plasma Chemistry, HAKONE-6, Greifswald, HAKONE YI, Kork. 1998. 308–312.

- [85] *Boris J.P. and Book D.L.* Methods in computational physics, Ed. Killen J., Acad. Press, N.Y. 1976. p. 85-130.
- [86] *Самарский А.* Введение в теорию разностных схем. М.: Наука. 1971. 552 с.
- [87] *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир. 1968. 605 с.
- [88] *Чигинь В., Карп'як С.* Вісник НУ "Львівська Політехніка", Електроніка. 2005. № 532. 153–159.

**EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS
AND NUMERICAL MODELLING
OF CORONA DISCHARGE PLASMA**

Vasyl CHYHIN

Academy of Land Forces by Petro Sahaydachny,
32 Gwardiyska Str., Lviv 79012, Ukraine
e-mail: vchygin@polynet.lviv.ua

A complete cycle of experimental and theoretical investigations and mathematical modellings of the plasma processes in negative corona under the ambient pressure of nitrogen-oxygen and argon-oxygen gas mixtures has been carried out. The oxygen concentration varied within the range of 0,01-21%. The effect of oxygen, geometrical and electrical parameters on the current pulsation was investigated. The numerical modelling of the corona current has been realized, using continuity differential equations for fluxes of charges, supplemented by the Poisson's equation for an electrical field in quasi-two-dimensional space. The kinetic model includes the ionization and excitation of Ar atoms and N₂ molecules by electron collisions, the ionization by photons, the attachment of electrons to O₂, their detachment from O₂⁻ due to collisions with N₂ in the ground and excited states, the charge drift and the surface photo- and ion-electron emission. The physical mechanisms of complex corona current pulse, as the precursor, as well as the pulse step and the high-frequency pulsations of current have been determined. It is shown that the peak part shape in N₂ + O₂ mixture is formed due to rise of an electric field in the initial phases of a pulse, the subsequent increase of high energy excitation of N₂ levels and the photoionization of oxygen molecules. In the case of Ar + O₂, this process is weakened due to the lowered energy of the electrons.