

О.М. КОРБУТ, В.А. КЕЛЬМАН, Ю.В. ЖМЕНЯК, М.С. КЛЕНІВСЬКИЙ

Інститут електронної фізики НАН України
(Вул. Університетська, 21, Ужгород, 88017; e-mail: vkel171@gmail.com)

УДК 537.5; 535.33;
533.9

ЕМІСІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ АРГОНОВОГО ПЛАЗМОВОГО СТРУМЕНЯ АТМОСФЕРНОГО ТИСКУ ЗІ ЗБУДЖЕННЯМ БАР'ЄРНИМ РОЗРЯДОМ

Отримано плазмовий струмінь аргону в атмосфері шляхом збудження бар'єрного розряду в капілярній трубці, крізь яку продувався інертний газ аргон. Детально досліджено спектральний склад випромінювання аргонного плазмового струменя в атмосфері, а також просторово-спектральний розподіл інтенсивності його випромінювання. Показано, що спектральний склад випромінювання сформованого плазмового струменя представлений переважно спектральними переходами атомів аргону, кисню, а також електронно-ковинними переходами першої позитивної системи молекул азоту $N_2(C^3P_u \rightarrow B^3P_g)$ та переходами радикалу гідроксилу $OH(A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi)$.

Ключові слова: плазмовий струмінь, бар'єрний розряд, спектр випромінювання, просторовий розподіл випромінювання.

1. Вступ

Останнім часом значну увагу дослідників привертають до себе малопотужні плазмові струмені атмосферного тиску, що формуються слабко-струмовим розрядом [1]. На відміну від плазмових струменів, що генеруються сильнострумовими дуговими розрядами, слабкострумова плазма газорозрядних струменів атмосферного тиску є сильно нерівноважною і температура її електронів на порядки величин перевищує температуру газу. Такий спосіб формування плазми практично не призводить до нагріву її газової складової, внаслідок чого величина температури газу в плазмі залишається на рівні кімнатного значення. При взаємодії з різними матеріалами та об'єктами "холодний" газовий струмінь не призводить до їхнього термічного пошкодження, що відкриває широкі специфічні сфери використання такої плазми.

Нерівноважна плазма атмосферного тиску має широкий спектр застосувань у таких сферах, що

інтенсивно розвиваються, як: обробка та очистка поверхні матеріалів [2, 4], напилення покриттів [5, 6], травлення [7, 8], стерилізація [9, 10], біомедицина [11–13], хірургія [14], стоматологія [15–17] та ін. Зокрема, в стоматології плазмовий струмінь успішно застосовується для обробки вражених карієсом зубів перед їх пломбуванням завдяки сильній бактерицидній дії плазми [18, 19]. Крім того, така обробка покращує адгезію пломбувального матеріалу з тканиною зуба та підвищує довговічність пломби [20, 21].

Як відомо, атмосферна плазма є одним з найефективніших джерел стерилізації [22], а основним робочим газом, що використовується при генерації плазми атмосферного тиску, є гелій. Проте таке джерело плазмового струменя потребує великої кількості гелію, який є дорогим інертним газом. Температура гелієвого плазмового струменя, що виходить з капіляра, сягає 150 °С і може призвести до пошкодження досліджуваної поверхні. Тому авторами [22] було запропоновано замінити робочий газ гелій на аргон. Згідно з результатами досліджень [23, 24], густина електронів в ар-

© О.М. КОРБУТ, В.А. КЕЛЬМАН, Ю.В. ЖМЕНЯК,
М.С. КЛЕНІВСЬКИЙ, 2015

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2015. Т. 60, № 12

гоновій плазмі перевищує густину електронів гелієвої плазми у 2–2,5 рази. При використанні в струмені активного газу кисню O_2 разом з аргонном плазма може продукувати інші частинки, такі як: $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O_2(^1\Delta_g)$ та ін. До того ж плазмовий струмінь на основі аргону глибоко проникає в атмосферне повітря, що сприяє створенню шляху для радикалів кисню, які, в свою чергу, стерилізують досліджувану поверхню. В роботі [24] наголошується на високій ефективності стерилізації поверхонь від мікробів за допомогою плазмового струменя на суміші газів аргону та кисню, причому ця ефективність залежить від концентрації кисню в аргонівій плазмі. Така плазма може ефективно стерилізувати поверхню від мікробів при відносно низьких температурах, що значно зменшує величину термічного ураження при відносно малих кількостях аргону [25]. Детальною роботою стерилізаторів із використанням бар'єрного розряду в атмосферному газі різної вологості вивчалася в роботах [26, 27]. Авторами отримано хороше узгодження щодо експериментальних вимірювань та модельних розрахунків компонентного складу плазми як в розрядному об'ємі, так і робочій камері для обробки матеріалів, що належить стерилізувати.

Широка сфера застосувань газоплазмових струменів атмосферного тиску спонукає до створення нових джерел з різними робочими газами та проведення всебічних досліджень їхньої роботи. Зокрема, становить інтерес інформація про спектральний та просторовий розподіл випромінювання плазмових струменів та фізику процесів, що протікають в плазмі розряду.

Важливі результати щодо кінетики процесів в аргон-азотній плазмі в жевріючому розряді отримано в роботах [28, 29], які підтвердили визначальну роль атомарного азоту в процесах азотування поверхні металів.

Метою даної роботи було дослідження роботи джерела "холодного" аргонного плазмового струменя атмосферного тиску зі збудженням бар'єрним розрядом, вивчення просторового та спектрального розподілу інтенсивності його випромінювання.

2. Техніка та методика експерименту

Для проведення досліджень була розроблена та виготовлена розрядна конструкція, яка містить

кварцовий капіляр завдовжки 50 мм, внутрішнім діаметром 3 мм і зовнішнім – 6 мм. Геометрія і положення електродів розрядної конструкції відповідає бар'єрному типу розряду. Усередині капіляра знаходився електрод у вигляді загостреного стрижня діаметром 2,3 мм і довжиною 45 мм. Інший електрод, виконаний із смужки фольги шириною 25 мм, був розміщений (обгорнутий) поверх капіляра, циліндрична стінка якого виконувала роль міжелектродного діелектричного бар'єра. Проміжок між електродами становив 1,85 мм, з яких 1,5 мм – кварцовий діелектрик. Відстань від електродів до зрізу капіляра дорівнювала 7 мм. Крізь капіляр продувався інертний газ аргон. Витрата аргону становила приблизно 1,7 л/хв., а швидкість потоку атомів інертного газу на виході капіляра оцінюється величиною 1 м/с.

Вибір бар'єрного розряду в ролі методу збудження газу зумовлений, зокрема тим, що бар'єрний розряд відноситься до малопотужних слабкострумових розрядів і тому не викликає істотного нагріву газової складової плазми, що генерується. Наявність діелектричного бар'єра забезпечує обмеження величини електричної енергії, що вводиться в розряд протягом імпульсу збудження та визначається величиною міжелектродної ємності.

Збудження розряду в капілярній трубці здійснювалося високовольтними однополярними імпульсами з частотою повторення 2,5 кГц. Імпульсне джерело напруги побудоване за схемою резонансного заряду накопичувального конденсатора ємністю 825 пФ від високовольтного випрямляча з наступним його розрядом за допомогою тиратронного комутатора ТГІ1–2000/35. В експерименті напруга на випрямлячі дорівнювала 1,1 кВ, а середній струм розряду – 0,08 А.

Дослідження спектрального розподілу інтенсивності випромінювання розряду проводилося за допомогою дифракційного монохроматора MS 7504i, побудованого за горизонтальною оптичною схемою Черні–Тернера. В ролі фотореєструючого детектора використовувалася CCD-камера HS 101H з розмірами матриці 2048 × 122 пікселів. Сигнал з CCD-камери надходив на персональний комп'ютер для запису та подальшої обробки. При визначенні позиційного розподілу інтенсивності випромінювання сканування просторової координати здійснювалося переміщенням фокусуєчої лін-

зи вздовж струменя паралельно площині вхідної щілини монохроматора.

Окрім спектральних характеристик аргонного плазмового струменя досліджувалися також часові характеристики імпульсного випромінювання компонент плазми за допомогою системи реєстрації, що складалася з монохроматора МДР-6, фотоприймача ФЭУ-106 та осцилографа С1-99. Загальна схема збудження бар'єрного розряду, формування плазмового струменя та експериментальної апаратури наведена на рис. 1.

3. Результати досліджень та їх обговорення

При подачі на електроди кварцової газорозрядної капілярної трубки високовольтної імпульсно-періодичної напруги на виході конструкції, через яку продувався інертний газ аргон, формувалася плазмовий струмінь, що горів в атмосферному повітрі та мав вид голкоподібного факела з характерним бузковим відтінком. Цей відтінок зумовлений, як буде показано нижче, домінуванням в спектрі випромінювання розрядної плазми спектральних ліній атомів інертного газу аргону, що змішувався в капілярній трубці зі складовими компонентами повітря. За межами вихідного зрізу капіляра протяжність плазмового струменя візуально визначалася значенням ~ 10 мм.

В ході проведення досліджень був вивчений спектральний склад випромінювання сформованого плазмового струменя аргону в атмосфері. Ділянка спектра випромінювання розрядної плазми, інтегрованою в часі, в інтервалі довжин хвиль 280–790 нм, наведена на рис. 2. Побіжний погляд на представлений спектр показує, що він складається з двох груп емісій – короткохвильової (300–406 нм), яка містить смуги ультрафіолетового та фіолетового випромінювання, та довгохвильової (696–922 нм), спектр якої містить випромінювання червоної та ІЧ ділянок спектра.

Детальний аналіз спектра випромінювання розряду приводить до висновку, що основними випромінюючими компонентами плазмового струменя, окрім інертного газу аргону, що продувався крізь капіляр, є азот, кисень та радикали гідроксилу. Наявність в спектрі випромінювання розряду крім ліній атомів інертного газу аргону ще й емісій молекул азоту та кисню викликано супутнім збудженням присутніх в повітрі атмосферних газів, оскільки

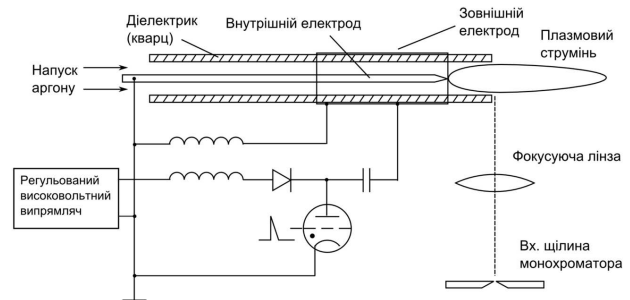


Рис. 1. Загальна схема збудження бар'єрного розряду, формування плазмового струменя та експериментальної апаратури

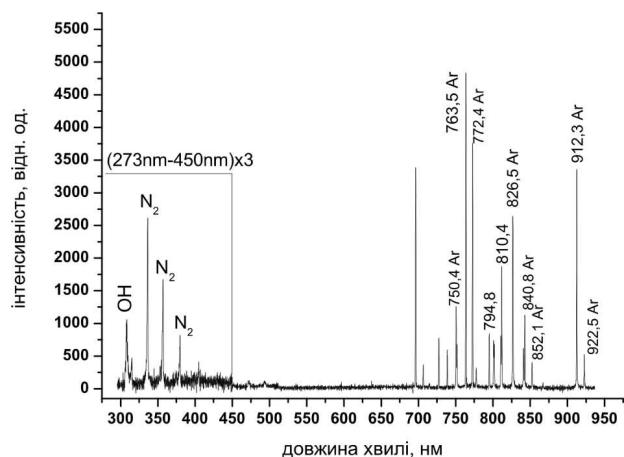


Рис. 2. Інтегрований в часі емісійний спектр плазмового струменя аргону в атмосфері, знятий на відстані +3 мм від зрізу капіляра

ки розряд горів в безпосередньому контакті з повітрям. Випромінювання збуджених радикалів гідроксилу зумовлено їх утворенням внаслідок дисоціації молекул води, які присутні в повітрі в вигляді атмосферної вологи та у вигляді домішки до аргону.

Найбільш інтенсивні зареєстровані спектральні емісії досліджуваного плазмового аргонного струменя та їх ідентифікація наведені в таблиці. Ідентифікація атомарних спектральних ліній емісійного спектра проводилася за допомогою довідкових даних [30, 31], а визначення коливних переходів молекулярних складових розрядної плазми здійснювалося на основі даних робіт [32, 33].

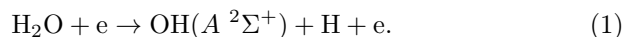
В довгохвильовій (червоній) області спектра у випромінюванні розряду (690–922 нм) були зареєстровані лінії спектральних переходів поміж

Атомні та молекулярні емісії, зареєстровані в спектрі випромінювання плазмового струменя аргону в атмосфері

λ, нм	Компонента плазми	Електронний (коливний) перехід	Енергія збудження, еВ	Інтенс., (відн. од.)
308	ОН	$A^2\Sigma^+(v=0) \rightarrow X^2\Pi(v=0)$	9,1	7,3
315,9	N ₂	$C^3\Pi_u(v=1) \rightarrow B^3\Pi_g(v=0)$	11,3	3,27
337,1	N ₂	$C^3\Pi_u(v=0) \rightarrow B^3\Pi_g(v=0)$	11	18
357,7	N ₂	$C^3\Pi_u(v=0) \rightarrow B^3\Pi_g(v=1)$	11	11,6
380,4	N ₂	$C^3\Pi_u(v=0) \rightarrow B^3\Pi_g(v=2)$	11	5,6
405,8	N ₂	$C^3\Pi_u(v=0) \rightarrow B^3\Pi_g(v=3)$	11	2,87
696,02	Ar	$3p^5(2P_{1/2}^0)4d^2[3/2]_2^0 \rightarrow 3p^5(2P_{3/2}^0)4s^2[3/2]_2$	14,95	70,01
706,7	Ar	$3p^5(2P_{1/2}^0)4p^2[3/2]_2 \rightarrow 3p^5(2P_{3/2}^0)4s^2[3/2]_2^0$	13,30	6,28
727,29	Ar	$3p^5(2P_{1/2}^0)4p^2[1/2]_1 \rightarrow 3p^5(2P_{3/2}^0)4s^2[3/2]_1^0$	13,32	16,6
738,39	Ar	$3p^5(2P_{1/2}^0)4p^2[3/2]_2 \rightarrow 3p^5(2P_{3/2}^0)4s^2[3/2]_1^0$	13,30	12,25
750,3	Ar	$3p^5(2P_{1/2}^0)4p^2[1/2]_0 \rightarrow 3p^5(2P_{1/2}^0)4s^2[1/2]_1^0$	13,47	26,01
763,51	Ar	$3p^5(2P_{3/2}^0)4p^2[3/2]_2 \rightarrow 3p^5(2P_{3/2}^0)4s^2[3/2]_2^0$	13,17	100
772,42	Ar	$3p^5(2P_{1/2}^0)4p^2[1/2]_1 \rightarrow 3p^5(2P_{1/2}^0)4s^2[1/2]_1^0$	13,32	77,7
777,4	O	$2p^3(4S^0)2p^5P_2 \rightarrow 2p^3(4S^0)3s^5S_2^0$	10,7	6,5
794,81	Ar	$3p^5(2P_{3/2}^0)4p^2[3/2]_1 \rightarrow 3p^5(2P_{1/2}^0)4s^2[1/2]_0^0$	13,28	17,5
800,61	Ar	$3p^5(2P_{3/2}^0)4p^2[3/2]_2 \rightarrow 3p^5(2P_{3/2}^0)4s^2[3/2]_1^0$	13,17	15,37
810,36	Ar	$3p^5(2P_{3/2}^0)4p^2[3/2]_1 \rightarrow 3p^5(2P_{3/2}^0)4s^2[3/2]_1^0$	13,15	38,74
826,45	Ar	$3p^5(2P_{1/2}^0)4p^2[1/2]_1 \rightarrow 3p^5(2P_{1/2}^0)4s^2[1/2]_1^0$	13,32	53,45
840,82	Ar	$3p^5(2P_{3/2}^0)4p^2[3/2]_2 \rightarrow 3p^5(2P_{1/2}^0)4s^2[1/2]_1^0$	13,30	23,3

збудженими станами атомів аргону конфігурацій $3p^54p \rightarrow 3p^54s$ та $3p^54d \rightarrow 3p^54p$, які, головним чином, і надають плазмовому струменю того самого бузкового відтінку. Випромінювання спектральних ліній аргону є домінуючим за інтенсивністю в інтегральному випромінюванні плазми розряду і становить не менше 90% від повної інтенсивності. В цьому ж спектральному діапазоні зареєстрована також незначна за інтенсивністю емісія спектрального переходу $3p^5P \rightarrow 3s^5S^0$ (777,4 нм) атома кисню. В діапазоні довжин хвиль 300–405 нм емісійний спектр сформованого плазмового струменя представлений здебільшого численними спектральними смугами азоту (рис. 2), які є результатом електронно-коливних переходів другої позитивної системи нейтральних молекул азоту. Крім емісій азоту в ультрафіолетовому діапазоні спектра зареєстрована ще одна смуга з максимумом інтенсивності випромінювання на довжині хвилі 308 нм. Вона відповідає випромінюванню радикала гідроксилу $ОН(A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi)$ – перехід. Поява в спектрі цієї смуги зумовлена процесом дисоціативного збудження молекул води, які є присутніми

в повітрі у вигляді атмосферної вологи:

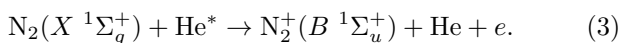


Для утворення збудженого стану $ОН(A^2\Sigma^+)$ в результаті процесу дисоціативного збудження молекул води (1) необхідно здійснити енергозатрату на рівні 9,1 еВ [34], хоча енергія збудження цього електронного стану із основного $ОН(X^2\Pi)$ становить всього 4 еВ. Незважаючи на це, в наших умовах утворення збуджених молекул гідроксилу відбувається переважно в результаті реакції дисоціативного збудження молекул води (1) в зв'язку з відсутністю радикалів гідроксилу в вільному стані та складності їхньої достатньої акумуляції у відкритому просторі. При перегляді наведеної таблиці добре видно, що випромінювання молекулярних компонент плазмового струменя відбувається в результаті спектральних переходів із найбільш низькорозташованих енергетичних коливних рівнів їх електронних станів. Це є свідченням швидкої коливної релаксації збуджених молекул внаслідок високої частоти зіткнень частинок у плазмі атмосферного тиску.

Вказані в таблиці енергії збудження верхніх рівнів різних випромінюючих переходів перевищують значення 9 еВ, що вказує на наявність значної доли електронів в розряді з такою енергією. Однак, необхідно відзначити, що збудження енергетично високорозташованих рівнів молекул може здійснюватися не тільки при прямому збудженні електронами з основного електронного стану внаслідок одноразових зіткнень, а і в результаті багаторазових зіткнень через проміжкові метастабільні стани:



Цікаво порівняти результати, отримані в даній роботі в ході дослідження спектрів випромінювання аргонового плазмового струменя, з результатами, отриманими нами в роботі [35] за таких самих умов при дослідженні спектрів випромінювання гелієвого плазмового струменя. В спектрі випромінювання аргонового плазмового струменя домінує за інтенсивністю випромінювання спектральних переходів нейтральних атомів інертного газу аргону, який продувався крізь капіляр, тоді як в спектрі випромінювання гелієвого струменя найбільші за інтенсивністю емісії належать переходам першої від'ємної системи іонів молекулярного азоту $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$, хоча випромінювання нейтральних атомів інертного газу гелію теж має достатньо високу інтенсивність. В той самий час, в складі випромінювання плазми аргонового струменя спектральні переходи іонів азоту взагалі відсутні. В роботі [35] зроблено припущення, що висока інтенсивність випромінювання молекулярних іонів N_2^+ може бути зумовлена високою ефективністю протікання в гелієвій плазмі процесу іонізації Пенінга при зіткненнях молекул азоту з метастабільними атомами гелію, в ході якої утворюються іони молекул азоту в основному та збуджених станах $N_2^+(B^1\Sigma_u^+)$:



Результати отриманих в даній роботі досліджень підтверджують зроблені в роботі [34] припущення про вирішальну роль процесів Пенінга в утворенні іонів азоту та збудженні інтенсивного випромінювання переходів першої від'ємної системи іонів молекулярного азоту. Як було сказано вище, в спектрі випромінювання плазми аргонового струменя лінії молекулярних іонів азоту взагалі відсутні,

що пояснюється тим, що іонізації молекул азоту при їх зіткненні з метастабільними атомами аргону не відбувається, адже енергії метастабільних атомів аргону є недостатніми для реалізації процесу іонізації Пенінга. Мінімальна енергія збудження основного електронного стану іона молекулярного азоту $N_2(X^2\Sigma_g^+)$ становить 15,6 еВ, а енергія збудженого електронного стану $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ дорівнює 18,7 еВ [28]. В той самий час енергії метастабільних станів аргону $3p^5(^2P_{3/2})4s^2[3/2]_2^0$ та $3p^5(^2P_{1/2})4s^2[1/2]_0^0$ становлять 11,55 еВ та 11,72 еВ відповідно, які є недостатніми для утворення іонів молекул азоту. Отже, відсутність свічення іонів азоту в аргоновій плазмі є наслідком дуже малої ефективності утворення іонів молекул азоту за відсутності такого каналу іонізації, як процес Пенінга.

Це підтверджує припущення, що саме процес Пенінга в гелієвій плазмі, який є енергетично дозволеним (енергія найнижчих метастабільних станів атома гелію становить 19,8 еВ – $He(1s2s^3S_1)$, 20,6 еВ – $He(1s2s^1S_0)$ [26], призводить до ефективної іонізації молекул азоту, а отже і до інтенсивного свічення переходів $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$.

У зв'язку з тим, що в спектрі випромінювання плазмового струменя присутні, як уже було сказано вище, крім емісій інертного газу аргону, ще й інші емісії, зумовлені супутнім збудженням атмосферних газів, актуальним є вивчення питання зміни інтенсивності випромінювання компонент струменя вздовж осі поширення та виявлення області підмішування атмосферних газів до аргону.

Для дослідження просторового розподілу випромінювання проводилось вимірювання ряду спектрів в ході сканування плазмового струменя, зорієнтованого горизонтально, вздовж осі. За допомогою оптичної лінзи на площину вхідної щілини монохроматора формувалося зображення плазмового струменя. Переміщення зображення струменя поперек вхідної щілини монохроматора здійснюється зміщенням фокусуючої оптичної лінзи вздовж осі струменя. При цьому вхідна щілина монохроматора виконувала також роль оптичної діафрагми, здійснюючи відбір випромінювання з певної ділянки струменя. В експерименті ширина вхідної щілини монохроматора дорівнювала 0,2 мм.

У роботі крім спектральних характеристик плазми досліджувалася також часові характе-

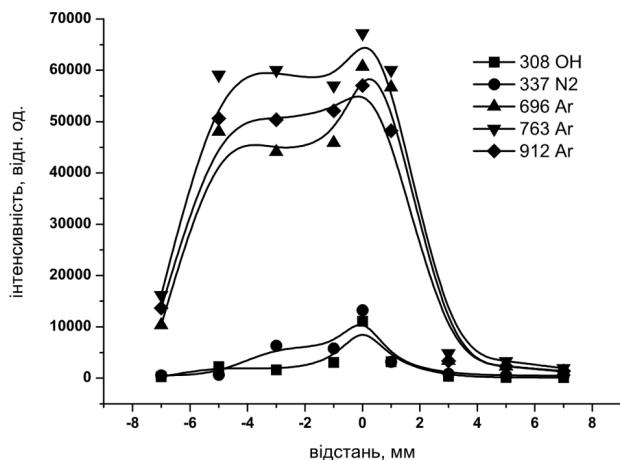


Рис. 3. Просторовий розподіл інтенсивності випромінювання аргонного плазмового струменя для різних спектральних компонент

ристики імпульсного випромінювання плазми та оцінювалася швидкість поширення фронту випромінювання аргонної плазми та її складових елементів – азоту та гідроксилу. Оцінка швидкості поширення аргонної плазми була зроблена таким чином. Проводилась реєстрація експериментальних осцилограм часового ходу імпульсів випромінювання компонент плазми на різних відстанях від зрізу капіляра. Виходячи з різниці часу приходу імпульсів випромінювання та різниці відстаней від зрізу капіляра було оцінено швидкість руху фронту випромінювання молекул N_2 та радикалів гідроксилу OH. За результатами часових вимірювань вона становила близько 2000 м/с. Це при тому, що, як вже зазначалося, швидкість витоку аргону з капіляру становить всього 1 м/с. Проте, відзначимо, що, на думку більшості дослідників (див., наприклад, [36]), всередині плазмових струменів вздовж їхньої осі з надзвуковою швидкістю – аж до кількох десятків км/с – рухаються яскраві плазмові утворення (плазмові кулі). Вважається, що вони генеруються в бар'єрному розряді. Єдиної думки щодо механізму їх утворення та прискорення немає. Найбільш поширеним є варіант, що вони утворюються на фронті хвилі іонізації завдяки дифузії електронів, дії пондеромоторних сил або ж хвиль пробою. На рис. 3 наведені просторові розподіли інтенсивності випромінювання ряду емісій аргонного плазмового струменя атмосферного тиску. За

початок відліку просторового положення був прийнятий зріз капіляра. Від'ємним значенням просторової координати (положення сканування) відповідає відбір випромінювання при русі від зрізу капіляра в його глибину. Найбільш інтенсивні емісії відповідають випромінювальним переходам 337,1 нм $N_2(C^3\Pi_u[v=0] \rightarrow B^3\Pi_g[v=0])$, 308 нм OH($A^2\Sigma^+[v=0] \rightarrow X^2\Pi[v=0]$), 777,4 нм O($3p^5P \rightarrow 3s^5S^0$) та для аргонних емісій 696 нм ($3p^5(2P_{1/2}^0)4d^2[3/2]_2^0 \rightarrow 3p^5(2P_{3/2}^0)4p^2[3/2]_2$), 763,5 нм ($3p^5(2P_{3/2}^0)4p^2[3/2]_2 \rightarrow 3p^5(2P_{3/2}^0)4s^2[3/2]_2^0$), 912,3 нм ($3p^5(2P_{3/2}^0)4p^2[1/2]_1 \rightarrow 3p^5(2P_{3/2}^0)4s^2[3/2]_2^0$).

Усі просторові розподіли виявилися цілком однотипними для усіх плазмових компонент. Найбільші інтенсивності відзначаємо на зрізі капіляра. По мірі віддалення від зрізу спостерігається спад інтенсивностей по обидва боки від нього. Вважаємо, що головний запас енергії плазми струменя отримує в розрядному проміжку бар'єрного розряду – у вигляді збуджених та іонізованих компонент й електронного газу. Переважно ця енергія нагромаджена в метастабільних станах аргону з енергією збудження 11,55 та 11,72 еВ та радіаційними часами життя 60 та 50 секунд, відповідно [36]. Слід, однак, наслідуючи [29], зазначити, що ефективний час життя групи збуджених станів конфігурації $3p^54s$ атома аргону, що включає метастабільні 3P_2 і 3P_0 та резонансні 3P_1 і 1P_1 рівні в умовах нашого експерименту за атмосферного тиску дорівнює $\sim 10^{-2}$ с. Він зумовлений процесами самопоглинання резонансного випромінювання та електронного перемішування близьких станів аргону. Цього цілком достатньо для підтримки процесів збудження молекул азоту та радикалів гідроксилу вздовж усього струменя. Адже добре відомо, що метастабільні атоми аргону через співударання II роду здатні ефективно підсилювати випромінювання молекул азоту й радикалів гідроксилу. Збудження ж аргонних емісій здійснюється, ймовірно, за рахунок рекомбінаційних процесів. Наявність же значного числа випромінювальних переходів аргону зі станів, енергія яких значно перевищує 11,72 еВ (див. таблицю) вочевидь може означати, що усі випромінювальні закономірності контролюються двома чинниками: ефективною температурою електронів та концентрацією відповідних компонент. Вбачаємо, що газ після виходу з капіляра в атмосферу, гальмує своє поступальне поширення й тут утворюється свого

роду корок – зона підвищеної концентрації, де й спостерігаються випромінювальні максимуми інтенсивності. За подальшого ж розширення зменшуються і концентрації компонент та електронна температура.

4. Висновки

Отримано плазмовий газовий струмінь в атмосфері зі збудженням бар'єрним розрядом у капілярі, через який продувався інертний газ аргон. Основними випромінюючими компонентами сформованого плазмового струменя на виході капіляра є збуджені атоми аргону, кисню та молекули азоту та радикалу гідроксилу.

Встановлено, що спектр випромінювання плазмового струменя представлений переважно випромінюванням переходів між збудженими станами аргону та переходів другої позитивної системи молекули азоту.

Оцінено швидкість поширення фронту випромінювання молекул N_2 та радикалів гідроксилу, яка становила близько 2000 м/с.

- Kangil Kim, Geunyoung Kim, Yong Cheol Hong, and Sang Sik Yang, *Microelectr. Eng.* **87**, 1177 (2010).
- M. Wolte, S. Bornholdt, M. Häckel, and H. Kersten, *J. Achiev. Mater. Manufact. Eng.* **37**, 730 (2009).
- R. Foest, E. Kindel, A. Ohl, M. Stieber, and K.-D. Weltmann, *Plasma Phys. Contr. Fus.* **47**, B525 (2005).
- A. Lehmann, A. Rueppell, A. Schindler, I.-M. Zylla, H.J. Seifert, F. Nothdurft, M. Hannig, and S. Rupf, *Plasma Proc. Polym.* **10**, 262 (2013).
- A.C. Ritts, C.H. Liu, and Q.S. Yu, *Thin Solid Films* **519**, 4824 (2011).
- L. Marcinauskas, M. Silinskas, and A. Grigonis, *Appl. Surf. Sci.* **257**, 2694 (2011).
- Y. Hiroyuki, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 043510 (2007).
- Li Haijiang, Wang Shouguo, Zhao Lingl, and Ye Tianchun, *Plasma Sci. Technol.* **6**, 2481 (2004).
- M. Thiyagarajan, A. Sarani, and X. Gonzales, *J. Appl. Phys.* **113**, 093302 (2013).
- Ye Tian, Peng Sun, Haiyan Wu, Na Bai, Ruixue Wang, Weidong Zhu, Jue Zhang, and Fuxiang Liu, *J. Biomed. Res.* **24**, 264 (2010).
- Jae Koo Lee, Myoung Soo Kim, June Ho Byun, Kyong Tai Kim, Gyoong Cheon Kim, and Gan Young Park, *Jpn. J. Appl. Phys.* **50**, 08JF01 (2011).
- J. Heinlin, G. Morfill, M. Landthaler, W. Stolz, G. Isbary, J.L. Zimmermann, T. Shimizu, and S. Karrer, *J. Germany Soc. Dermatol.* **8**, 1 (2010).
- M. Laroussi, M.G. Kong, G. Morfill, and W. Stolz, *Plasma Medicine: Applications of Low-Temperature Gas Plasmas in Medicine and Biology* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2012).
- J. Raiser and M. Zenker, *J. Phys. D* **39**, 3520 (2006).
- Jaе-Hoon Kim, Mi-Ae Lee, Geum-Jun Han, and Byeong-Hoon Cho, *Acta Odontologica Scand.* **72**, 1 (2013).
- Gyoo Cheon Kim, Hyun Wook Lee, June Ho Byun, Jin Chung, Young Chan Jeon, and Jae Koo Lee, *Plasma Proc. Polym.* **10**, 199 (2013).
- Hyun Woo Lee, Seoul Hee Nam, A.-A.H. Mohamed, Gyoo Cheon Kim, and Jae Koo Lee, *Plasma Proc. Polym.* **7**, 274 (2010).
- S. Lerouge, M.R. Wertheimer, and L'Н.Yahia, *Plasma Polym.* **6**, 175 (2001).
- M. Moisan, J. Barbeau, M.-Ch. Crevier, J. Pelletier, N. Philip, and B. Saoudi, *Pure Appl. Chem.* **74**, 349 (2002).
- Xiaoqing Dong, A.C. Ritts, C. Staller, Qingsong Yu, Meng Chen, and Yong Wang, *Eur. J. Oral Sci.* **121**, 355 (2013).
- A.C. Ritts, Hao Li, Qingsong Yu, Changqi Xu, Xiaomei Yao, Liang Hong, and Yong Wang, *Eur. J. Oral Sci.* **118**, 510 (2010).
- H.W. Herrmann, I. Henins, J. Park and G.S. Selwyn, *Phys. Plasmas* **6**, 2284 (1999).
- M. Moravej, X. Yang, G.R. Nowling, J.P. Chang, R.F. Hicks, and S.E. Babayan, *J. Appl. Phys.* **96**, 7011 (2004).
- Li Shou-Zhe, J.P. Lim, J.G. Kang, and H.S. Uhm, *Phys. Plasmas* **13**, 093503 (2006).
- S. Wang, V. Schultz von der Gathen, and H.F. Dubele, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3272 (2003).
- I.A. Soloshenko, V.V. Tsiolko, S.S. Pogulay, A.G. Terentyeva, V.Yu. Bazhenov, A.I. Shchedrin, A.V. Ryabtsev, and A.I. Kuzmichev, *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **16**, 56 (2007).
- I.A. Soloshenko, V.V. Tsiolko, S.S. Pogulay, A.G. Kalyuzhnaya, V.Yu. Bazhenov, and A.I. Shchedrin, *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **18**, 1 (2009).
- В.А. Хомич, А.В. Рябцев, Е.Г. Дидык, В.А. Жовтянский, В.Г. Назаренко, *Письма в ЖТФ* **36**, 91 (2010).
- В.А. Жовтянский, О.В. Анисимова *УФЖ* **59**, 1155 (2014).
- А.А. Радциг, Б.М. Смирнов, *Справочник по атомной и молекулярной физике.* (Атомиздат, Москва, 1980).
- <http://physics.nist.gov/cgi-bin/ASD/lines1.pl>
- R.R. Laher and F.R. Gilmore, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **20**, 685 (1991).
- К.-П. Хьюбер, Г. Герцберг, *Константы двухатомных молекул. В 2-х ч.:* (Пер. с англ. Ч.1,2. (Мир, Москва, 1984).
- Y. Itikawa, and N. Mason, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **34**, 1 (2005).
- А.М. Корбут, В.А. Кельман, Ю.В. Жменяк, М.С. Кленовский, *Оптика и спектроскопия* **116**, 995 (2014).
- А.А. Радциг, Б.М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов* (Энергоатомиздат, Москва, 1986).
- Jianun Shi, Fangchun Zhong, Jing Zhang, D.W. Liu, and M.G. Kong, *Phys. Plasmas* **15**, 013504 (2008).

Одержано 08.02.15

*А.Н. Корбут, В.А. Кельман,
Ю.В. Жменяк, М.С. Кленовский*

ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННОЙ
СТРУИ АРГОНА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ
С ВОЗБУЖДЕНИЕМ БАРЬЕРНЫМ РАЗРЯДОМ

Резюме

Получена плазменная струя аргона в атмосфере возбуждением барьерного разряда в капиллярной трубке, через которую продувался инертный газ аргон. Детально исследован спектральный состав излучения аргоновой плазменной струи в атмосфере, а также пространственно-спектральное распределение интенсивности его излучения. Показано, что спектральный состав излучения сформированной плазменной струи представлен преимущественно спектральными переходами атомов аргона, кислорода, а также электронно-колебательными переходами первой позитивной системы

молекул азота $N_2(C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g)$ и переходами радикала гидроксила $OH(A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi)$.

O.M. Korbut, V.A. Kelman, Yu.V. Zhmenyak, M.S. Klenivskiy

EMISSION PROPERTIES
OF AN ATMOSPHERIC PRESSURE ARGON
PLASMA JET EXCITED BY BARRIER DISCHARGE

S u m m a r y

An atmospheric-pressure argon plasma jet is initiated by the barrier discharge in a capillary, through which argon was flown. The spectral composition of radiation emitted by the jet in the atmosphere and its variation in the space are analyzed in detail. The jet radiation spectrum is shown to be predominantly formed by spectral transitions of argon and oxygen atoms, by electron-vibrational transitions of the first positive system of nitrogen molecules $N_2(C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g)$, and by transitions of hydroxyl radical $OH(A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi)$.