

О.К. ШУАЙБОВ, А.Й. МІНЯ, М.П. ЧУЧМАН, А.О. МАЛІНІНА, О.М. МАЛІНІН,  
В.В. ДАНИЛО, З.Т. ГОМОКІ

Ужгородський національний університет  
(Вул. Волошина, 54, Ужгород 88000; e-mail: alexsander.shuaibov@uzhnu.edu.ua)

## ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМИ ПЕРЕНАПРУЖЕНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РОЗРЯДУ В ПОВІТРІ З МАЛИМИ ДОМІШКАМИ ПАРІВ ПЕРЕХІДНИХ МЕТАЛІВ

УДК 621.373.826.038.823

---

*Досліджено характеристики перенапруженого наносекундного розряду в повітрі коли віддаль між електродами складає  $(1-5) \cdot 10^{-3}$  м та при умовах внесення парів матеріалу електродів (Zn, Cu, Fe) в плазму за рахунок ектонного механізму. Шляхом числового моделювання розряду в системі “повітря–пари міді” встановлено параметри плазми розряду в залежності від величини відношення  $E/N$ , де  $E$  – напруженість електричного поля,  $N$  – концентрація частинок в розряді.*

*Ключові слова:* наносекундний розряд, повітря, випромінювання атомів та іонів, характеристики і параметри плазми, цинк, мідь, залізо.

### 1. Вступ

Сильнострумові розряди наносекундної і субнаносекундної тривалості в повітрі між металевими електродами є джерелом УФ випромінювання атомів та іонів матеріалу електродів (мідь, залізо, молибден, вольфрам тощо), які випромінюють в спектральному інтервалі 200–300 нм [1–5]. Внесення парів матеріалу електродів в розряд відбувається за рахунок мікровибухів на поверхні голкового електроду, електроду на основі гострої кромки металевої фольги, а також неоднорідностей на поверхні металевих електродів, що призводить до утворення ектонів [6].

На відміну від УФ-ВУФ ламп з накачуванням бар’єрним або ємнісним розрядами [7, 8], “точкові” УФ-лампи на парах хімічних елементів можуть мати дуже малі об’єми плазми на рівні 1–5 мм<sup>3</sup> при імпульсній потужності випромінювання більшій за

1 Вт. Тому вони знаходять застосування для калібрування спектральних приладів і різних оптичних елементів в УФ діапазоні спектра, а також є перспективними для нанотехнологій, медицини та біології. Характеристики цих “точкових” ламп найбільш повно досліджені при збудженні перенапруженого розряду тривалістю 1–2 нс, для запалюванні якого використовуються унікальні генератори накачування [9].

Менш дослідженими є характеристики наносекундних розрядів з металевими електродами для систем електродів з малою неоднорідністю розподілу напруженості електричного поля в розрядному проміжку [10–13]. Такі умови створюються при застосуванні системи електродів типу “сфера–сфера”, коли радіус заокруглення робочої поверхні електродів сумірний з величиною міжелектродної віддалі [14].

Застосування біполярних імпульсів високої напруги дозволяє зробити розрядний пристрій більш компактним, а також, при цьому, більш рівномірно використовується матеріал електродів при його

---

© О.К. ШУАЙБОВ, А.Й. МІНЯ, М.П. ЧУЧМАН,  
А.О. МАЛІНІНА, О.М. МАЛІНІН, В.В. ДАНИЛО,  
З.Т. ГОМОКІ, 2018

руйнуванні в сильному електричному полі за рахунок мікрровибухів.

У відомій нам літературі дослідження емісійних характеристик “точкових” УФ-ламп на парах цинку раніше не проводилось. При використанні електродів з цинку плазма випромінює переважно у вузькому спектральному інтервалі 200–215 нм, який знаходиться на межі пропускання повітря, і представляє інтерес для використання в медицині в якості бактерицидного джерела випромінювання. Оскільки цинк має порівняно низьку температуру плавлення і випаровування, то такий реактор може бути перспективним для синтезу тонких наноструктурованих плівок на основі оксиду цинку [15]. Дослідження подібних розрядів відкриває можливості розробки безвіконного реактора, який є одночасно джерелом селективного УФ випромінювання та наночастинок оксидів перехідних металів, в тому числі, і магнітних на основі оксидів заліза. Такі пристрої теж перспективні для застосування в медицині і біології [16].

В працях [17, 18] приведені результати ретельних досліджень параметрів катодного і анодного плазмоутворення об’ємом в десятки мікрометрів на передпробній стадії перенапруженого наносекундного розряду у системі електродів “вістря-площина”, заповненої повітрям атмосферного тиску. Густина електронів в цих мікроплазмових утвореннях досягає  $(5-6) \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ . Після формування катодного згустку плазми і різкого зростання розрядного струму в проміжку відбувається його об’єднання з відповідним плазмоутворенням, яке рухається від анода. Емісійні характеристики плазми на основі матеріалу електродів у цих працях не наводились.

Імпульсний розряд в ксеноні при мікросекундній тривалості імпульсів струму є ефективним джерелом неперервного випромінювання в спектральному діапазоні 120–500 нм (з можливим підвищенням коефіцієнта корисної дії лампи до 20–25% при  $p(\text{Xe}) = 36 \text{ кПа}$ ) [19]. При збільшенні тиску ксенону до 1000 кПа і переходу до збудження в плазмі мікророзряду наносекундної тривалості одержано дифузний розряд у проміжку між голками, який випромінював в спектральній області 200–800 нм [20].

Результати дослідження сильнострумового субнаносекундного розряду в газах, механізми генерації втікаючих електронів та супутнього рентге-

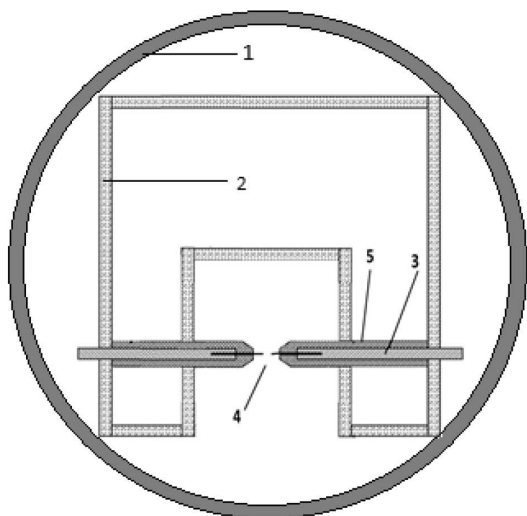
нівського випромінювання, а також параметрів такої плазми та основні області застосування подібних розрядів підсумовані в працях [21–24]. Умови та механізми формування однорідних плазмотворень високої густини і об’єму в сильно неоднорідних електричних полях багатоелектродного коронного розряду високого тиску розглянуто в монографії [25]. Основними в цих умовах були нелінійні процеси в плазмі важких інертних газів та вплив сильного прилипання електронів до електровід’ємних молекул на основі галогенів.

Одним з перспективних застосувань наносекундних та субнаносекундних розрядів у повітрі може бути синтез наноструктур оксидів перехідних металів (CuO, Cu<sub>2</sub>O, ZnO, Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Fe<sub>3</sub>O<sub>3</sub> тощо). Наноструктури оксидів перехідних металів синтезують з використанням методів, заснованих на осадженні наноструктур з газової фази при термічному, лазерному чи магнетронному розпиленні. Лазерні методи синтезу наноструктур характеризуються малим виходом кінцевого продукту, а інші газорозрядні методи потребують використання вакуумного обладнання. Можливості синтезу та характеристики наноструктур оксидів перехідних металів в перенапруженому наносекундному розряді з екзотичним механізмом внесення парів матеріалу електродів раніше не досліджувались, тому актуальною є задача дослідження умов синтезу таких наноструктур в повітрі атмосферного тиску, яке можливе без застосування коштовного лазерного і вакуумного обладнання.

В статті приведені результати дослідження просторових, електричних та оптичних характеристик перенапруженого наносекундного розряду між електродами з ряду перехідних металів (цинк, мідь, залізо) в повітрі при умовах досить однорідного розподілу напруженості електричного поля в розрядному проміжку “сфера–сфера”.

## 2. Методика і техніка експерименту

Будова розрядної камери з системою електродів, між якими запалювався наносекундний розряд в повітрі, представлена на рис. 1. Електроди виготовлялись з цинку, міді або нержавіючої сталі і встановлювались у розрядну камеру з діелектрика об’ємом 0,03 м<sup>3</sup>. Віддаля між електродами складала 0,001–0,005 м, тому розряд був перенапруженим. Тиск повітря в камері змінювався в діапазоні



**Рис. 1.** Будова газорозрядної комірки: 1 – корпус діелектричної комірки, 2 – система кріплення електродів, 3 – система регулювання віддалі між електродами, 4 – металеві електроди, 5 – ізолятор з фторопласту

6–303 кПа. Розрядна камера відкачувалась до залишкового тиску 10 Па, проте більшість експериментів було проведено при тиску повітря 101 кПа (1 атм) і при відсутності вихідного кварцового вікна на розрядній камері [26, 27].

Для зменшення впливу електромагнітних наведень на систему реєстрації характеристик сильнотривого наносекундного розряду камера з системою електродів встановлювалась в екран з металеві сітки. Діаметр циліндричних металевих електродів був рівним 0,005 м, а радіус заокруглення робочої торцевої частини електродів складав 0,003 м. При такому співвідношенні між радіусом заокруглення електродів та величиною міжелектродної віддалі розподіл напруженості в проміжку є порівняно рівномірним [14]. Для локалізації розряду в міжелектродному проміжку, металеві електроди вставлялись в трубки з фторопласту, так що довжина їх неізольованих частин не переважала 0,003 м. При використанні на електродах наносекундного розряду діелектричних трубок відбувається розширення зони свічення розряду [28].

Для запалювання сильнотривого наносекундного розряду на один з електродів подавались біполярні імпульси високої напруги загальною тривалістю 50–100 нс і амплітудою  $\pm(20-40)$  кВ. При

цьому, між торцевими частинами металевих електродів сферичної форми запалювався дифузний розряд з амплітудою імпульсів струму 50–170 А. Об'єм плазми не переважав  $5 \cdot 10^{-9}$  м<sup>3</sup>. При віддалі між електродами  $d = 0,001$  м і атмосферному тиску повітря розрядний проміжок був перенапруженим, оскільки для перенапруженого проміжку в повітрі ( $p = 101$  кПа) напруженість електричного поля складає 0,30 кВ/м [29, 30], а в даних експериментах вона досягала 3–5 кВ/м. Частота повторення імпульсів змінювалась у діапазоні  $f = 40-1000$  Гц.

Імпульси напруги на розрядному проміжку та розрядний струм вимірювались за допомогою широкосмугового ємнісного дільника напруги, поясу Роговського і широкосмугового осцилографа 6 ЛОР-04. Часове розділення цієї системи реєстрації було рівним 2–3 нс. Дослідження просторових характеристик наносекундного розряду проводилось з використанням цифрової фотокамери. Для реєстрації спектрів випромінювання розряду використовувався монохроматор МДР-2, фотопомножувач ФЕП-106, підсилювач постійного струму і електронний потенціометр. Випромінювання плазми аналізувалось у спектральній області 200–650 нм. Система реєстрації випромінювання плазми була прокалібрована за випромінюванням дейтерієвої лампи в спектральному діапазоні 200–400 нм і банд-лампи в діапазоні довжин хвиль 400–650 нм.

Вимірювання потужності випромінювання точкової лампи відбувалось за допомогою ультрафіолетового вимірювача абсолютної потужності випромінювання “ТКА-ПКМ”, який був налаштований на вимірювання в спектральному діапазоні 200–280 нм. Геометрія відбору випромінювання при цьому не враховувалась, тому визначалась лише середня потужність випромінювання в даному спектральному інтервалі у відносних одиницях.

### 3. Характеристики розряду

З результатів реєстрації просторових характеристик розряду, наведених на рис. 2, випливає, що в системі електродів “сфера–сфера” при атмосферних тисках повітря і міжелектродній віддалі сумірній за величиною з радіусом заокруглення металевих електродів, реалізується дифузний розряд сферичної форми, об'єм якого сильно залежить від

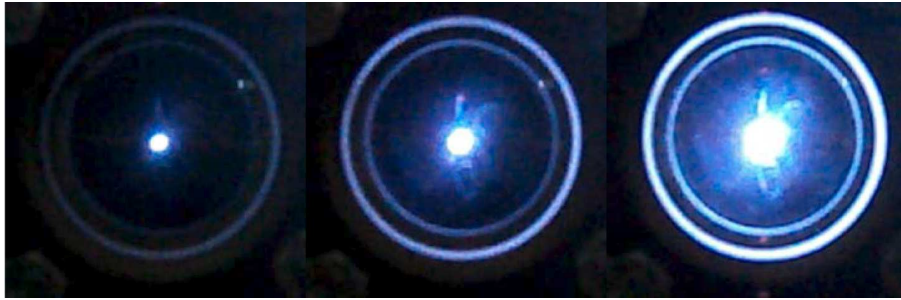


Рис. 2. Світлини перенапруженого наносекундного розряду між мідними електродами при частоті слідування імпульсів (зліва на право) 40, 150, 1000 Гц

частоти повторення імпульсів напруги. Режим роботи у вигляді “точкової” лампи досягається лише при частотах повторення імпульсів напруги 40–150 Гц.

При збільшенні частоти повторення імпульсів напруги до 1000 Гц діаметр плазмоутворення зростає у 3–4 рази і охоплює нові ділянки робочої поверхні електродів, що може бути зумовлено залишковими явищами в плазмі, коли густина заряджених часток не встигає релаксувати до свого початкового рівня у міжімпульсний період. Сферична форма зони свічення плазми може бути зумовлено використанням діелектричних трубок на електродах і накопиченням на поверхні діелектрика малорухливих додатних іонів, які утворюються в результаті іонізаційних процесів біля електродів і приводять до зміни конфігурації напруженості електричного поля в міжелектродному проміжку [28]. Другою причиною цього явища можуть бути особливості утворення стримерів в сильно перенапружених проміжках наносекундного розряду у повітрі, які пов’язані з генерацією стримерів в напрямку перпендикулярному міжелектродній віддалі і вектору напруженості електричного поля [9].

Дифузний вигляд досліджуваного розряду при атмосферних тисках повітря підтверджується результатами дослідження просторових характеристик поперечного наносекундного розряду без спеціальної системи передіонізації, який запалювався з використанням високовольтного модулятора з амплітудою імпульсів напруги  $U < 35$  кВ в азоті при  $p = 4\text{--}101$  кПа [31]. Світлини цього розряду в поєднанні з реєстрацією просторових характеристик розряду за допомогою CCD-камери показали, що дифузний вигляд подібних розрядів

зберігається на протязі всієї тривалості імпульсу напруги і при різних частотах їх повторення. Як випливає з експериментальних результатів [31], у сильнотривалому наносекундному розряді в азоті, пучок втікаючих електронів формується лише при тисках азоту, менших 13 кПа. Тому в умовах даного експерименту основним чинником, що визначає дифузний характер розряду, є переважно рентгенівське випромінювання плазми.

Дифузний вигляд і форма плазмоутворення, близька до сферичної, дуже схожі на ті, що спостерігаються на світлинах наносекундних розрядів у повітрі при віддалі між електродами  $d < 0,005$  м при їх радіусі заокруглення 0,006 м [29]. Сферична форма плазмоутворення може бути зумовлена генерацією супутнього характеристичного і торможного рентгенівського випромінювання в сильно перенапруженому розрядному проміжку [30, 32–34], яке ізотропно підсвічує весь розрядний проміжок. За даними нещодавно опублікованої праці [31] пучок втікаючих електронів в повітрі атмосферного тиску при умовах близьких до умов нашого експерименту формується лише при тисках повітря менших за 13,3 кПа. Тому основними чинниками, які визначають однорідність перенапруженого наносекундного розряду, що досліджувався нами, були характеристичне (рентгенівські спектральні лінії атомів металів і атома азоту, що випромінюються при збудженні їх внутрішніх оболонок) і гальмівне рентгенівське випромінювання з аноду.

Із-за неузгодженості вихідного опору високовольтного модулятора з опором розряду і наявності відбитих імпульсів від розрядного проміжку з плазмою, імпульс напруги складався з окремих пічків тривалістю близько 5–10 нс. Трива-

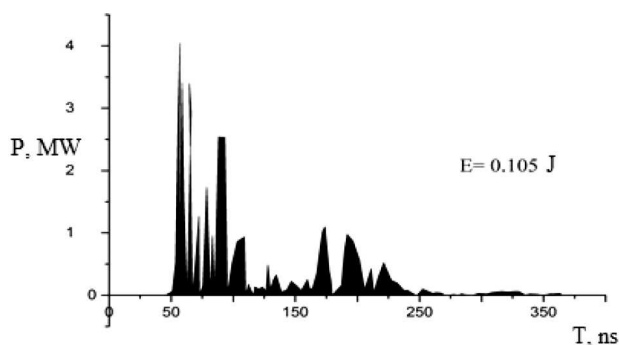


Рис. 3. Імпульсна потужність перенапруженого наносекундного розряду в повітрі між мідними електродами ( $p = 101$  кПа,  $f = 100$  Гц)

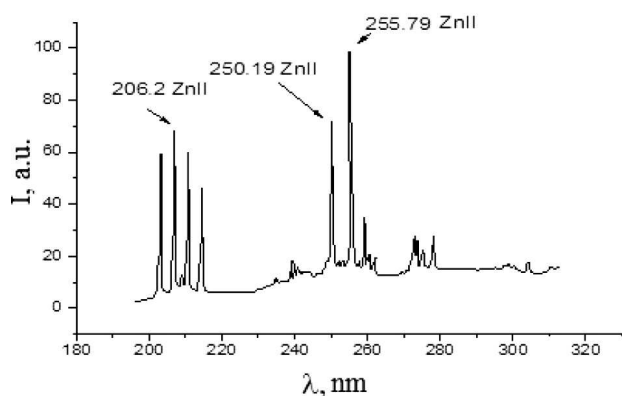


Рис. 4. Спектр випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду в повітрі (при  $p = 101$  кПа;  $d = 0,001$  м)

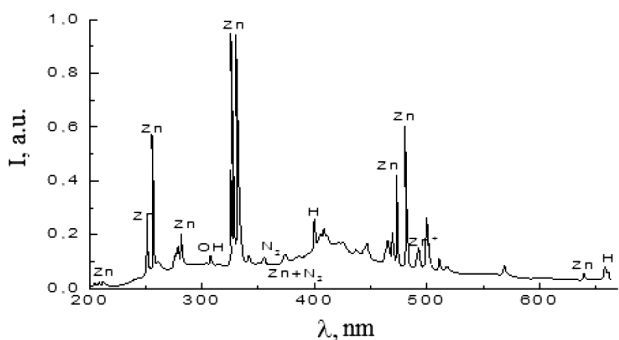


Рис. 5. Спектр випромінювання плазми розряду на суміші  $p$  (повітря) –  $p(\text{H}_2\text{O}) = 101$  кПа–130 Па при  $d = 0,005$  м

лість основної частини пугу імпульсів напруги досягала 50–100 нс. Біполярні пічки імпульсу напруги мали амплітуду додатної і від’ємної складової до 15–20 кВ. Імпульси струму наносекундно-

го розряду представляли собою послідовність біполярних імпульсів струму з амплітудою додатних і від’ємних складових величиною 120–150 А. Загальна тривалість послідовності імпульсів струму з спадаючою за часом амплітудою досягала 150–200 нс. Такий характер імпульсного енергетичного внеску, що реалізується в режимі неузгодження вихідного опору генератора високовольтних наносекундних імпульсів напруги з опором плазми розряду, сприяє ефективному розпиленню матеріалу електродів.

Просторові, електричні та деякі емісійні характеристики біполярного наносекундного розряду між металевими електродами (Zn, Cu, Fe при  $d = 0,5$ –4 мм) в азоті атмосферного тиску досліджувались в працях [12, 13] і вони корелюють з результатами наших експериментів.

Шляхом графічного множення осцилограми імпульсу струму і осцилограми напруги було одержано розподіл за часом імпульсного енергетичного внеску в плазму наносекундного розряду. Максимальна імпульсна потужність розряду спостерігалась на початковій стадії пробую розрядного проміжку і досягала 4 МВт (рис. 3). Інтегрування за часом імпульсної потужності дозволило визначити електричну енергію, що була внесена в плазму розряду за час однієї послідовності імпульсів напруги і струму. Для умов запалювання наносекундного розряду при тиску повітря 101 кПа та інших умовах, приведених в підпису до рис. 4, величина енергії, внесеної в плазму, складала 105 мДж (рис. 3). При заміні мідних електродів на електроди з цинку чи нержавіючої сталі електричні характеристики розряду в повітрі атмосферного тиску суттєво не змінювались.

Дослідження спектральних характеристик випромінювання плазми сильнотривового наносекундного розряду в повітрі атмосферного тиску між електродами з перехідних металів (Zn, Cu, Fe) показало, що близько 80–90% його потужності випромінювання з спектрального діапазону 200–650 нм зосереджено в спектральних інтервалах 200–220 нм (електроди з Zn), 200–230 нм (Cu) та 200–260 нм (200–300) нм (Fe). При ідентифікації спектральних ліній в спектрах випромінювання розрядів використовувались довідники [35, 36].

На рис. 4 і 5 приведені спектри випромінювання перенапруженого наносекундного розряду в повітрі та суміші повітря з малою домішкою парів во-

ди (пари води додавались для одержання в спектрах випромінювання діагностичних спектральних ліній атома водню), одержані при різних віддаль між електродами з цинку. При значному перенапруженні розрядного проміжку, коли віддаль між електродами мінімальна ( $d = 0,001$  м) в повітрі атмосферного тиску основними в спектрах випромінювання плазми є дві групи інтенсивних спектральних ліній атома та іона цинку в спектральному інтервалі 200–280 нм. Найбільш інтенсивними в першій групі спектральних ліній були іонні спектральні лінії: 202,6; 206,2 нм Zn II, а в другій групі спектральні лінії атома цинку – 250,2; 255,8 нм Zn I, що добре корелює з спектральними характеристиками лампи [37]. В порівнянні з даними праці [37], УФ спектр випромінювання в цих ділянках включав значно більше інтенсивних спектральних ліній цинку.

При збільшенні віддалі між електродами до  $d = 0,005$  м і атмосферному тиску повітря відбувається зменшення напруженості електричного поля в розрядному проміжку, що призводить до зменшення температури електронів та погіршення умов рентгенівської передіонізації. При цьому, інтенсивність випромінювання спектральних ліній атомів та іонів цинку з спектрального інтервалу 200–215 нм зменшується практично до нуля, а інтенсивність атомарних спектральних ліній цинку (з інтервалу 250–280 нм) зменшується в декілька разів. Для плазми повітря з малими домішками парів цинку при  $d = 0,005$  м основними стають спектральні лінії цинку в інтервалах довжин хвиль 250–280; 330–350; 460–510 нм. При додаванні у повітря атмосферного тиску невеликої домішки парів води ( $p = 130$  Па; рис. 6) в спектрі випромінювання розряду спостерігаються малоінтенсивна смуга радикала гідроксилу (ОН; 309,3 нм) і спектральні лінії атома водню у видимій області спектра.

В спектрі випромінювання плазми повітря, парів води і цинку була зареєстрована широка смуга в спектральному діапазоні 370–470 нм, яка не спостерігається в спектрі випромінювання плазми при заміні повітря гелієм. Максимум випромінювання для цієї смуги знаходиться в спектральному діапазоні 410–415 нм. Ця смуга може належати молекулам чи малим кластерам на основі оксидів цинку, які в газовій фазі перебувають у збудженому стані. Ці широкі смуги добре корелюють із смугами

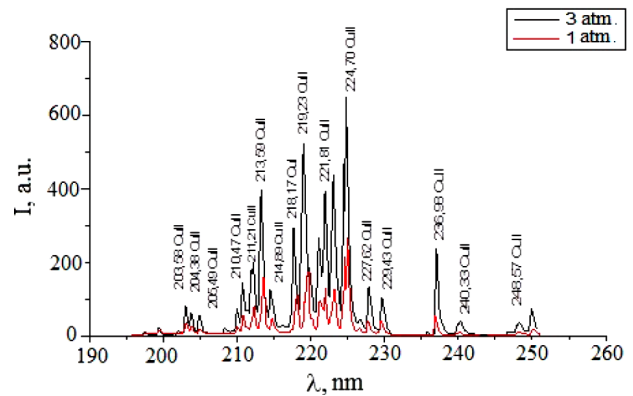


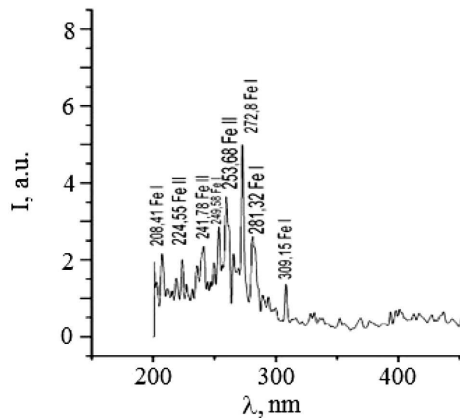
Рис. 6. Ділянка спектру випромінювання плазми перенапруженого наносекундного розряду між мідними електродами в повітрі з найбільш інтенсивними спектральними лініями випромінювання атомів та іонів міді (тиск повітря 101 і 303 кПа,  $d = 0,001$  м і  $f = 40$  Гц)

люмінесценції наноструктур на основі оксиду цинку [38].

На рис. 6. приведені ділянки спектрів випромінювання ( $\lambda = 200$ – $230$  нм) плазми наносекундного розряду в повітрі ( $p = 101$ ; 303 кПа) між електродами з міді. Як і для менш потужного уніполярного наносекундного розряду між мідними електродами [3], основними в спектрах випромінювання були спектральні лінії іонів міді. Одержаний нами спектр УФ-випромінювання також добре корелює з спектром випромінювання уніполярного субнаносекундного розряду з пучком втікаючих електронів між електродами з міді при величині межелектродної віддалі 0,0005 м) [2].

В спектрах випромінювання домінують переходи з енергетичних рівнів однозарядних іонів 8,23–9,12 eV при зміні електронної конфігурації  $4p-4s$ , а також спектральні лінії атомів міді, які фіксуються на переходах з високозбуджених станів іона міді з енергіями в інтервалі 5,68–7,02 eV.

На рис. 7 представлена ділянка спектра випромінювання з найбільш інтенсивними спектральними лініями для плазми наносекундного розряду між електродами з нержавіючої сталі. В таблиці наведено результати ідентифікації найбільш інтенсивних спектральних ліній заліза в спектральному інтервалі 200–300 нм. Розшифровка спектра показала, що при розряді між електродами з нержавіючої сталі домінують спектральні лінії атомів та однозарядних іонів заліза, а найбільш ін-



**Рис. 7.** Спектр випромінювання плазми наносекундного розряду між електродами з нержавіючої сталі (тиск повітря – 101 кПа,  $d = 0,003$  м,  $f = 40$  Гц)

тенсивною є спектральна лінія 249,6 нм FeI. Наші результати добре корелюють з відповідними спектрами випромінювання високовольтного субнаносекундного розряду у повітрі атмосферного тиску для системи електродів типу “голка-площина” при  $d = 0,012$  м, в якому значну роль відіграють втілюючі електрони [39].

В спектрі випромінювання розряду між мідним та нержавіючим електродами, як і для розряду між двома мідними електродами, найбільш інтенсивним було випромінювання на переходах однозарядних іонів міді в спектральному інтервалі 210–220 нм, а спектральні лінії заліза лише доповнювали цей спектр в діапазоні 250–300 нм. Найбільш інтенсивною в цьому випадку з спектральних ліній заліза була лінія 271 нм Fe I. Такий розподіл випромінювання розряду між електродами з міді і нержавіючої сталі зумовлений переважно різними теплофізичними характеристиками цих металів.

Випромінювання спектральних ліній заліза спостерігалось з плазми наносекундного розряду в гелії високого тиску ( $p = 101\text{--}505$  кПа;  $d = 0,012$  м) між нержавіючими електродами при перенапруженні в 100–300% у діапазонах довжин хвиль 360–400 нм; 700–730 нм) [40]. Більш короткохвильовий діапазон випромінювання в цій праці не досліджувався. Найбільш інтенсивним випромінювання атомів заліза було в режимі сильнострумowego дифузного розряду, коли на поверхні катоду спостерігались яскраві катодні плями. В середовищі повітря сильнострумований дифузний розряд не запалюється.

Залежність середньої потужності УФ-випромінювання наносекундного розряду в спектральному діапазоні 200–280 нм від частоти була нелінійною, а максимальне її збільшення спостерігалось в діапазоні частот 40–350 Гц. При збільшенні частоти повторення імпульсів напруги від 35 до 1000 Гц середня потужність УФ-випромінювання розряду зростала на порядок. Збільшення же зарядної напруги робочого конденсатора від 13 до 20 кВ (при  $f = 35$  Гц) приводило до збільшення потужності УФ-випромінювання розряду лише в два рази [5]. Одержані результати показують, що для збільшення середньої потужності УФ-випромінювання розряду найбільш перспективним є збільшення частоти повторення імпульсів напруги.

Оскільки в умовах даних експериментів основним механізмом внесення в плазму парів металу є екстонний (вибух мікрострінь на поверхні електродів), при якому густина електронів плазми може досягати  $10^{16}\text{--}10^{17}$  см<sup>-3</sup> [24], механізм утворення збуджених іонів металу може визначатися процесами збудження іонів металу в основному стані електронами, а також процесами електрон-іонної рекомбінації. Подібні ефективні перерізи для іонів міді і заліза на даний час відсутні. Для іонів цинку відповідні ефективні перерізи досліджені і вони виявились досить великими –  $10^{-16}$  см<sup>2</sup> [41]. Тому вірогідним є, що збуджені атоми та іони перехідних металів утворюються в плазмі перенапруженого наносекундного розряду в результаті збудження однозарядних іонів цих металів в основному енергетичному стані електронами та в процесі рекомбінації двозарядних іонів перехідних металів електронами розряду.

**Результати ідентифікації спектра випромінювання плазми наносекундного розряду в повітрі між електродами з нержавіючої сталі ( $p = 101$  кПа,  $d = 0,003$  м,  $f = 40$  Гц)**

λ, нм	Об'єкт	I, в.о.	Нижній рівень	Верхній рівень
208,41	Fe I	100	a <sup>5</sup> D	v <sup>5</sup> P <sup>0</sup>
224,55	Fe II	300	z <sup>6</sup> D <sup>0</sup>	e <sup>6</sup> F
241,78	Fe II	60	b <sup>2</sup> H	y <sup>2</sup> H <sup>0</sup>
249,58	Fe I	10000	a <sup>5</sup> F	w <sup>5</sup> G <sup>0</sup>
253,68	Fe II	2000	a <sup>4</sup> H	z <sup>4</sup> H <sup>0</sup>
272,80	Fe I	4000	a <sup>4</sup> D	z <sup>4</sup> D <sup>0</sup>
309,15	Fe I	120	b <sup>2</sup> F	z <sup>2</sup> F <sup>0</sup>

Плазма, яка досліджувалась, є складним об'єктом для теоретичного вивчення і навіть для проведення числових оцінок, оскільки в ній присутні складні кластери оксидів перехідних металів і тверді мікро- та наночастинки. При встановленні поблизу розряду скляної підкладки, на ній було синтезовано тонкі наноструктуровані плівки оксидів міді. Деякі просторові і оптичні характеристики цих наноструктур приведені в нашій статті [42].

#### 4. Параметри плазми

Моделювання параметрів плазми проводилось для наносекундного розряду в повітрі атмосферного тиску між мідними електродами. Пари міді вносились в плазму за рахунок ерозії електродів. Як і в праці [41], де досліджувалась плазма повітря атмосферного тиску з малими домішками парів мідного електроду і де парціальний тиск парів міді оцінювався на рівні десятої частини відсотка, для наших оцінок було вибрано парціальний тиск парів міді – 100 Па. В умовах даних експериментів максимальна величина параметра  $E/P$  досягала близько  $530 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$ , що менше критичної величини  $E/P$  для азоту згідно локального критерія втечі електронів –  $590 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{торр}^{-1}$  [30]. Тому для моделювання параметрів плазми повітря атмосферного тиску з малими домішками парів міді була вибрана стандартна програма розв'язку кінетичного рівняння Больцмана для функції розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ) [43]. На відміну від подібних програм типу BOLCING, BOLCING<sup>+</sup>, які дозволяють проводити моделювання лише для трьох хімічних елементів, дана програма дозволяє моделювати суміші з п'яти різних складових. Це дозволяє більш повно враховувати вплив на параметри плазми повітря його реально го складу.

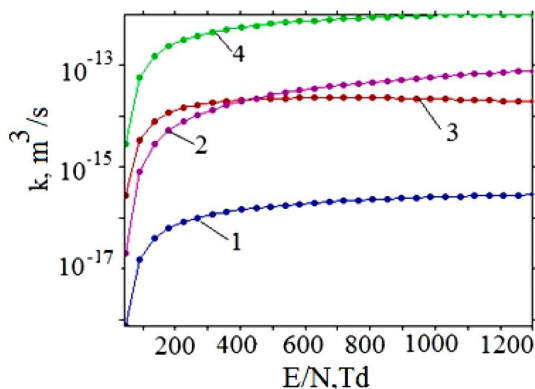
На основі розрахованих ФРЕЕ визначались середня енергія і рухливість електронів, питомі втрати потужності розряду на різні електронні процеси і константи швидкостей пружного і непружного розсіювання електронів на атомах міді, аргону і молекулах вуглекислого газу, кисню та азоту, співвідношення між якими в повітрі атмосферного тиску складало  $0,8 : 7,0984 : 0,266 : 159,197 : 593,438$  в залежності від величини приведенного електричного поля (відношення напруженості еле-

ктричного поля  $E$  до повної концентрації парів міді та газів, що входять до складу атмосфери  $N$ ). Діапазон зміни параметра  $E/N = 1\text{--}1300$  Тд. Він включав величини параметра  $E/N$ , які реалізовувались в експерименті. Набір перерізів електронних процесів, що враховані при моделюванні та основні вирази для розрахунків параметрів плазми наведено в описі до програми [44].

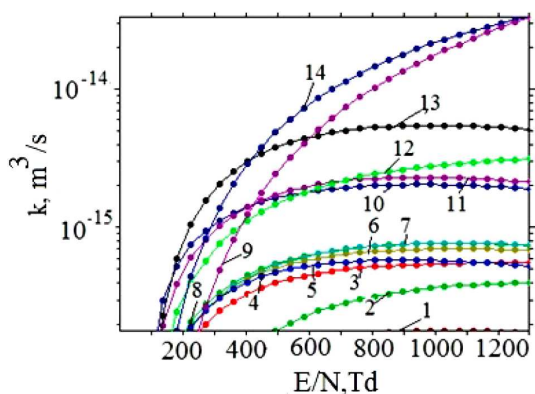
Середня енергія електронів у розряді майже лінійно збільшується від 0,15 до 29,1 еВ при зростанні параметра  $E/N$  від 1 до 1300 Тд. Для діапазону приведеної напруженості електричного поля (615–820) Тд, при якому проводились експериментальні дослідження електричних та оптичних характеристик розряду, середня енергія електронів змінювалась в межах 12,5–16,0 еВ. Температура електронів збільшується в діапазоні (145000–185600) К при зміні параметра  $E/N$  від 615 до 820 Тд. Добуток рухливості електронів на повну концентрацію атомів і молекул газової суміші, як впливає з результатів числового моделювання, змінюється в діапазоні  $0,7458 \cdot 10^{24} \cdot N\text{--}0,6893 \cdot 10^{24} \cdot N$  (1/м/В/с) при зміні параметра  $E/N$  в діапазоні (615–820) Тд, що приводить до змін величин швидкості дрейфу електронів в діапазоні  $4,58 \cdot 10^5$  м/с і  $5,65 \cdot 10^5$  м/с, відповідно, для напруженості електричного поля на плазмі (15,0–20,0)  $\cdot 10^6$  В/м. Значення концентрації електронів при цьому знаходиться в межах  $(10,4\text{--}8,5) \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$  при густині струму  $765 \cdot 10^6$  А/м<sup>2</sup> на поверхні електрода ( $0,196 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ ). Розрахункова густини електронів добре корелює з експериментально визначеною максимальною величиною густини електронів у дуговому розряді між різними композитними електродами, в тому числі і на основі міді ( $N_e = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ) [45].

Максимальні питомі втрати потужності розряду на непружні електронні процеси в розряді на суміші парів міді з повітрям спостерігались для молекули азоту і досягали 32,7% для збудження суми синглетних станів молекули азоту при приведеній напруженості електричного поля 820 Тд. Для атома міді питомі втрати потужності розряду досягали максимальної величини 2,9% для збудження його резонансного стану  $^2P_{3/2,1/2}$ , при  $E/N = 135$  Тд. Для приведеної напруженості електричного поля 615 Тд вони складають 1%, а для приведеної напруженості поля 820 Тд вони зменшувались до 0,8%. При збільшенні параметра  $E/N$  до 1300 Тд питомі втрати потужності в розряді досягали ма-





**Рис. 8.** Залежності констант швидкостей зіткнень електронів з атомами міді від параметра  $E/N$  в плазмі на суміші парів міді і повітря: 100 Па : 101 кПа при загальному тиску суміші  $p = 101,1$  кПа: 1 – збудження  $^4F_{7/2}$  стану атома міді ( $E_{\text{пор.}} = 5,10$  еВ), 2 – іонізація атома міді, 3 – збудження метастабільного стану атома міді ( $^2D_{5/2}$ ), 4 – збудження резонансного стану атома міді ( $^2P_{3/2}$ )



**Рис. 9.** Залежності констант швидкостей зіткнень електронів з молекулами азоту від параметра  $E/N$  в розряді на суміші парів міді з повітрям: 1 – збудження  $E^3$ -стану, 2 – збудження  $A^3$ -стану,  $v = 0-4$ , 3 – збудження  $a'^{11}$ -стану, 4 – збудження  $a'^1$ -стану, 5 – збудження  $A^3$ -стану,  $v = 5-9$ , 6 – збудження  $B'^3$ -стану, 7 – збудження  $w^1$ -стану, 8 – збудження  $a^1$ -стану, 9 – іонізація молекул азоту електронами, 10 – збудження  $V^3$ -стану, 11 – збудження  $W^3$ -стану, 12 – збудження  $a^1$ -стану, 13 – збудження  $C^3$ -стану, 14 – збудження суми синглетних станів молекули азоту

ксимуму 40,2% для процесу іонізації молекули азоту електронами.

На рис. 8 представлені результати числового розрахунку залежності констант швидкостей зіткнень електронів з атомами міді від параметра  $E/N$  в розряді на суміші парів міді з повітрям (співвідношення парціальних тисків парів міді і

повітря 100 Па : 101 кПа). Константи швидкості характеризуються великими значеннями  $k \approx 10^{-12} - 10^{-17}$  м<sup>3</sup>/с, що зумовлено великими ефективними перерізами відповідних процесів. В діапазоні приведеної напруженості електричного поля 615–820 Тд константи швидкості збудження  $^2P_{3/2,1/2}$ ,  $^2D_{3/2}$ ,  $^2D_{5/2}$ ,  $^4F_{7/2}$ -станів атома міді та його іонізації знаходяться в межах  $(7,4-8,6) \cdot 10^{-13}$  м<sup>3</sup>/с,  $(0,29-0,28) \cdot 10^{-13}$  м<sup>3</sup>/с,  $(0,23-0,22) \cdot 10^{-13}$  м<sup>3</sup>/с,  $(0,20-0,23) \cdot 10^{-15}$  м<sup>3</sup>/с і  $(0,34-0,46) \cdot 10^{-13}$  м<sup>3</sup>/с, відповідно.

Результати числового розрахунку залежності констант швидкостей зіткнень електронів з молекулами азоту в розряді на суміші повітря з парами міді приведені на рис. 9. В діапазоні приведеної напруженості електричного поля 615–820 Тд константи швидкості збудження електронних станів молекули азоту знаходились в діапазоні  $5,5 \cdot 10^{-17} - 0,86 \cdot 10^{-14}$  м<sup>3</sup>/с (для  $E/N = 615$  Тд, стани, що відповідають кривим 1–14, рис. 12) і  $(6,4 \cdot 10^{-17} - 1,5 \cdot 10^{-14})$  м<sup>3</sup>/с (для  $E/N = 820$  Тд, стани, що відповідають кривим 1–14, рис. 9). Максимальне значення константи швидкості збудження  $1,5 \times 10^{-14}$  м<sup>3</sup>/с спостерігалось для збудження суми синглет-синглетних станів молекули азоту з енергією порогу 13 еВ для приведеної напруженості електричного поля 820 Тд.

Великі значення констант збудження нижніх електронних станів молекули азоту підтверджують значну їх роль в заселенні верхніх енергетичних рівнів іона міді, які приймають участь в формуванні випромінювання плазми в спектральному діапазоні 200–250 нм. Так, в праці [46] було встановлено, що у субнаносекундному розряді атмосферного тиску в азоті і повітрі при використанні мідних електродів, спостерігається тривале (~2 мс) люмінесценція атомів міді, що перевищує тривалість струму розряду на три порядки. Тривале свічення атомів міді може бути зумовлено резонансною передачею енергії з метастабільного  $A^3\Sigma_u^+$ -стану молекули азоту на рівень  $3d^{10}4d$  атома міді. Таким чином, в атомі міді формується квазіметастабільний стан, через який може відбуватися ефективна ступінчата іонізація атомів міді з утворенням іонів  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{Cu}^{++}$  в основному стані. Це важливо для заселення верхніх енергетичних рівнів іонів  $\text{Cu}^+$  в процесах збудження іонів  $\text{Cu}^+(0)$  електронами та при рекомбінації іонів  $\text{Cu}^{++}(0)$  з повільними електронами плазми.

## 5. Висновки

Таким чином, встановлено, що перенапружений наносекундний розряд в повітрі між електродами з цинку і міді є селективним джерелом УФ-випромінювання в спектральних інтервалах 200–215 нм і 200–230 нм, відповідно; випромінювання розряду між електродами з нержавіючої сталі заповнювало відносно широкий спектральний діапазон 200–300 нм; досягнуто максимальний імпульсний енергетичний внесок у плазму – 4 МВт, а енергія, що вносилась в розряд за один імпульс досягала 0,1 Дж; найбільш імовірним механізмом збудження УФ-випромінювання атомів та іонів перехідних металів є ектонний механізм ерозії поверхні металевих електродів, збудження та іонізація атомів і іонів перехідних металів електронним ударом, а також утворення збуджених атомів та іонів металів в процесах електрон-іонної рекомбінації одно-двозарядних іонів металу з електронами; розрахунок параметрів плазми на основі числового розв'язку рівняння Больцмана для ФРЕЕ показали, що для діапазону приведеної напруженості електричного поля 615–820 Тд, при якому проводились експерименти, середня енергія електронів змінюється в діапазоні 12,5–16,0 еВ, а величина концентрації електронів знаходиться в межах  $(8,5\text{--}10,4) \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ; константи швидкості збудження  ${}^2\text{P}_{3/2,1/2}$ ,  ${}^2\text{D}_{3/2}$ ,  ${}^2\text{D}_{5/2}$ ,  ${}^4\text{F}_{7/2}$ -станів атома міді та їх прямої іонізації електронним ударом знаходяться в діапазонах  $(7,4\text{--}8,6) \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $(0,29\text{--}0,28) \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $(0,23\text{--}0,22) \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $(0,20\text{--}0,23) \cdot 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$  і  $(0,34\text{--}0,46) \cdot 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ , відповідно; при  $E/N = 820 \text{ Тд}$  максимальна константа швидкості збудження для молекули азоту була для суми синглет-синглетних станів –  $1,5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$ ; питомі втрати потужності розряду на непружні процеси зіткнень електронів з компонентами суміші були максимальними для молекули азоту – 32,7% для збудження суми синглетних станів молекули азоту при  $E/N = 820 \text{ Тд}$ .

1. T.Kh. Bakst, V.F. Tarasenko, Yu.V. Shut'ko, M.V. Erofeev. Point-like pulse-periodic UV radiation source with a short pulse duration. *Quant. Electr.* **42**, 153 (2012).
2. S.V. Avtaeva, O.S. Zhdanova, A.A. Pikulev, E.A. Sosnin, V.F. Tarasenko. *New Direction in Scientific Research and*

*Application of Excilamps* (STT Publishing, 2013) [ISBN: 978-593629-xxx-x].

3. A.K. Shuaibov, G.E. Laslov, Ya.Ya. Kozak. Emission characteristics of the cathode region of nanosecond discharge in atmospheric pressure air. *Opt. Spectrosc.* **116**, 552 (2014).
4. A.K. Shuaibov, G.E. Laslov, A.I. Minya, and Z.T. Gomoki. Characteristics and parameters of nanosecond air discharge plasma between chalcopyrite electrodes. *Techn. Phys. Lett.* **40**, 963 (2014).
5. A.K. Шуайбов, А.И. Миня, З.Т. Гомоки, В.В. Данило, Р.В. Пинзеник. Характеристики сильнооточного импульсного разряда в воздухе с эктонным механизмом инжекции паров меди в разрядный промежуток. *Электр. обраб. матер.* **54**, 46 (2018).
6. G. A. Mesyats. Ecton or electron avalanche from metal. *Phys. Usp.* **38**, 567 (1995).
7. A.Shuaibov, A. Minya, Z. Gomoki, R. Critzak, G. Laslov, I. Shevera. The formation of excited molecules chloride argon, chlorine and hydroxyl radicals in the nanosecond barrier discharge. *J. Electr. Engin.* **2**, 96 (2014).
8. A.K. Shuaibov, R.V.Grizak. Optical characteristics of UV–VUV lamps on the electronic-vibrational transitions of the hydroxyl radical pumped by a nanosecond capacitive discharge. *High. Volt.* **2**, 78 (2017).
9. Д.В. Белоплотов, В.Ф. Тарасенко, Д.А. Сорокин, М.И. Ломаев. Формирование стримеров шаровой формы при субнаносекундном пробое газов высокого давления в неоднородном электрическом поле. *Письма в ЖЭТФ* **106**, 627 (2017).
10. D.Z. Pai, G.D. Stancu, D.A. Lacoste, Ch.O. Laux. Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure, the glow regime. *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **18**, 045030 (2009).
11. D.Z. Pai, D.A. Lacoste, Ch.O. Laux. Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure, the spark regime, *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **19**, 065015 (2010).
12. Van der R.M. Horst, T. Verreycken, van E.M. Veldhuizen, P.J. Bruggerman, Time-resolved optical emission spectroscopy of nanosecond pulsed discharges in atmospheric-pressure  $\text{N}_2$  and  $\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$  mixtures. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45**, 345201 (2012).
13. J.M. Palomares, A. Kohut, G. Galbacs, R. Engeln, Zs. Geretovszky. A time-resolved imaging and electrical study on a high current atmospheric pressure spark discharge. *J. Appl. Phys.* **118**, 233305 (2015).
14. К.А. Прилепа, А.В. Самусенко, Ю.К. Стишков. Методы расчета пробивного напряжения воздушных промежутков в слабо- и сильнонеоднородном поле. *ТВТ* **54**, 693 (2016).
15. Ф.Г. Рутберг, В.В. Гусаров, В.А. Коликов, И.П. Воскресенская и др. Исследование физико-химических

- свойств наночастиц, полученных с помощью импульсных электрических разрядов в воде. *ЖТФ* **82**, 33 (2012).
16. M. Laroussi, X. Lu, M. Keidar. Perspective: The physics, diagnostics, and applications of atmospheric pressure low temperature plasma sources used in plasma medicine. *J. Appl. Phys.* **122**, 020901 (2017).
  17. Е.В. Паркевич, С.И. Ткаченко, А.В. Агафонов, А.Р. Мангалеев и др. Исследование предпробойной стадии газового разряда в диоде с острым катодом с помощью лазерного зондирования. *ЖЭТФ* **151**, 627 (2017).
  18. Е.В. Паркевич, А.И. Хирьянова, А.В. Агафонов, С.И. Ткаченко и др. Особенности формирования прианодной плазмы на ранней стадии наносекундного разряда в воздухе. *ЖЭТФ* **153**, 504 (2018).
  19. В.М. Градов, И.А. Желаяев, С.С. Коробков, М.В. Филиппов. Ультрафиолетовое излучение импульсно-периодических разрядов высокого давления в ксеноне. *Матем. и матем. моделир.* **6**, 54 (2017).
  20. A. Bataller, J. Koulakis, S. Pree, S. Putterman. Nanosecond high-power dense microplasma switch for visible light. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 223501 (2014).
  21. V.F. Tarasenko. *Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharge* (Nova Science Publishers Inc., 2014) [ISBN: 163321883X, 9781633218833].
  22. D. Levko, S. Yatom, V. Vekselman, Ya.E. Krasik. Electron emission mechanism during the nanosecond high-voltage pulsed discharge in pressurized air. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 084105 (2012).
  23. D. Levko. Electron kinetics in a microdischarge in nitrogen at atmospheric pressure. *J. Appl. Phys.* **114**, 223302 (2013).
  24. D. Levko, L.L. Raja. Early stage time evolution of a dense nanosecond microdischarge used in fast optical switching applications. *Phys. Plasmas* **22**, 123518 (2015).
  25. О.К. Шуайбов. *Багатоелектродний коронний розряд в газах високого тиску* (Видавництво УжНУ "Говерла", 2015).
  26. О.Й. Миня, О.К. Шуайбов, З.Т. Гомоки, В.В. Данило та ін. Оптичні характеристики наносекундного розряду на суміші повітря з парами цинку. *Вісник Ужгородського ун-ту. Фізика* **39**, 93(2016).
  27. О.К. Шуайбов, О.Й. Миня, З.Т. Гомоки, В.В. Данило. Безвіконна, точкова, ультрафіолетова лампа. Патент на корисну модель. U 2016 04596, 10.11.2016, Бюл. № 21.
  28. Э.Д. Курбанов, А.В. Горин. Области свечения наносекундного импульсного разряда в атмосферном воздухе при различных конфигурациях потенциально-го электрода. *Управл. технол. и покрытия* **9**, 12 (2009).
  29. Л.П. Бабич, Т.В. Лойко, В.А. Цукерман. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегающих электронов. *УФН* **160**, 49 (1990).
  30. В.Ф. Тарасенко, С.И. Яковленко. Механизм убегающих электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков. *УФН* **174**, 953 (2004).
  31. Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, М.И. Ломаев, А.Н. Панченко и др. Источник импульсно-периодического УФ излучения на основе объемного разряда, инициируемого в азоте пучком электронов лавин. *Квант. электрон.* **45**, 366 (2015).
  32. А.В. Козырев, В.Ю. Кожевников, И.Д. Костыря, Д.В. Рыбка и др. Излучение диффузного коронного разряда в воздухе атмосферного давления. *Опт. атм. и океана* **24**, 1009 (2011).
  33. Д.В. Рыбка, А.Г. Бураченко, В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, В.Ф. Тарасенко. Особенности коронного разряда в воздухе атмосферного давления при модулированном импульсе напряжения. *Опт. атм. и океана* **27**, 311 (2014).
  34. В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, М.И. Ломаев. Характеристическое излучение азота при субнаносекундном пробое в сильно неоднородном электрическом поле при положительной полярности электрода. *Прикл. физ.* **4**, 49 (2016).
  35. P.L. Smith, C. Heise, J.R. Esmond, R.L. Kurucz. *Atomic Spectral Line Database from CD-ROM 23 of R.L. Kurucz* (Smithsonian Astrophys. Observatory, 1995).
  36. А.Р. Стриганов, Н.С. Светницкий. *Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов* (Атомиздат, 1966).
  37. С.И. Максимов, А.В. Кретинина, Н.С. Фомина, Л.Н. Галль. Комбинированный излучатель для спектрофотометров на область спектра от 200 нм до 1100 нм. *Научное приборостроение* **25**, 36 (2015) [ISSN: 0868-5886].
  38. V.I. Tyutyunnikov. Spectra of ZnO superdispersed particles polarized in an electric field. *East. Eur. J. Phys.* **2**, 64 (2015).
  39. Е.Х. Бакшт, В.Ф. Тарасенко, Ю.В. Шутько, М.В. Ерофеев. Точечный источник УФ-излучения с частотой 1 кГц и короткой длительностью импульса. *Изв. высш. учеб. зав. Физика* **11**, 91 (2011).
  40. В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рахимханов, М.А. Арсланбеков, Х.М. Абакарова, Али Рашид Аббас Али. Оптическое излучение импульсного объемного разряда в Не высокого давления. *Усп. прикл. физ.* **2**, 234 (2014).
  41. A.N. Gomonai. Radiative decay of autoionizing np 2-states during dielectronic recombination of Zn<sup>+</sup> and Cd<sup>+</sup> ions. *J. Appl. Spectr.* **82**, 17 (2015).
  42. A.K. Shuaibov, A.Y. Minya, A.A. Malinina, A.N. Malinin, V.V. Danilo, M.Yu. Sichka, I.V. Shevera. Synthesis of copper oxides nanostructures by an overstressed nanosecond discharge in atmospheric pressure air between

- copper electrodes. *Amer. J. Mechan. Mater. Engineer.* **2**, 8 (2018).
43. А.С. Пашина, А.В. Ефимов, В.Ф. Чиннов. Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. Сверхзвуковой режим истечения. *ТВТ* **55**, 669 (2017).
44. <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr>.
45. R.V. Semenyshin, A.N. Veklich, I.L. Babich, V.F. Boretskij. Spectroscopy peculiarities of thermal plasma of electric arc discharge between electrodes with Zn admixtures. *Advances in Space Research* **54**, 1235 (2014).
46. M.I. Lomaev, D.V. Beloplotov, D.A. Sorokin, V.F. Tarasenko. Spectral and amplitude–time characteristics of radiation of plasma of a repetitively pulsed discharge initiated by runaway electrons. *Opt. Spectr.* **120**, 171 (2016).

Одержано 04.04.18

*O.K. Shuaibov, O.Y. Minya, M.P. Chuchman,  
A.O. Malinina, O.M. Malinin, V.V. Danilo, Z.T. Gomoki*

PARAMETERS OF NANOSECOND  
OVERVOLTAGE DISCHARGE PLASMA IN A NARROW  
AIR GAP BETWEEN THE ELECTRODES  
CONTAINING ELECTRODE MATERIAL VAPOR

S u m m a r y

Parameters of the nanosecond overvoltage discharge plasma in an air gap of  $(1\div 5)\times 10^{-3}$  m between the electrodes, which contains the vapor of an electrode material (Zn, Cu, Fe) injected into plasma due to the ectonic mechanism, have been studied. The dependences of those parameters on the ratio  $E/N$  between the electric field strength  $E$  and the particle concentration  $N$  in the discharge are calculated for the “air–copper vapor” system, by using the numerical simulation method.