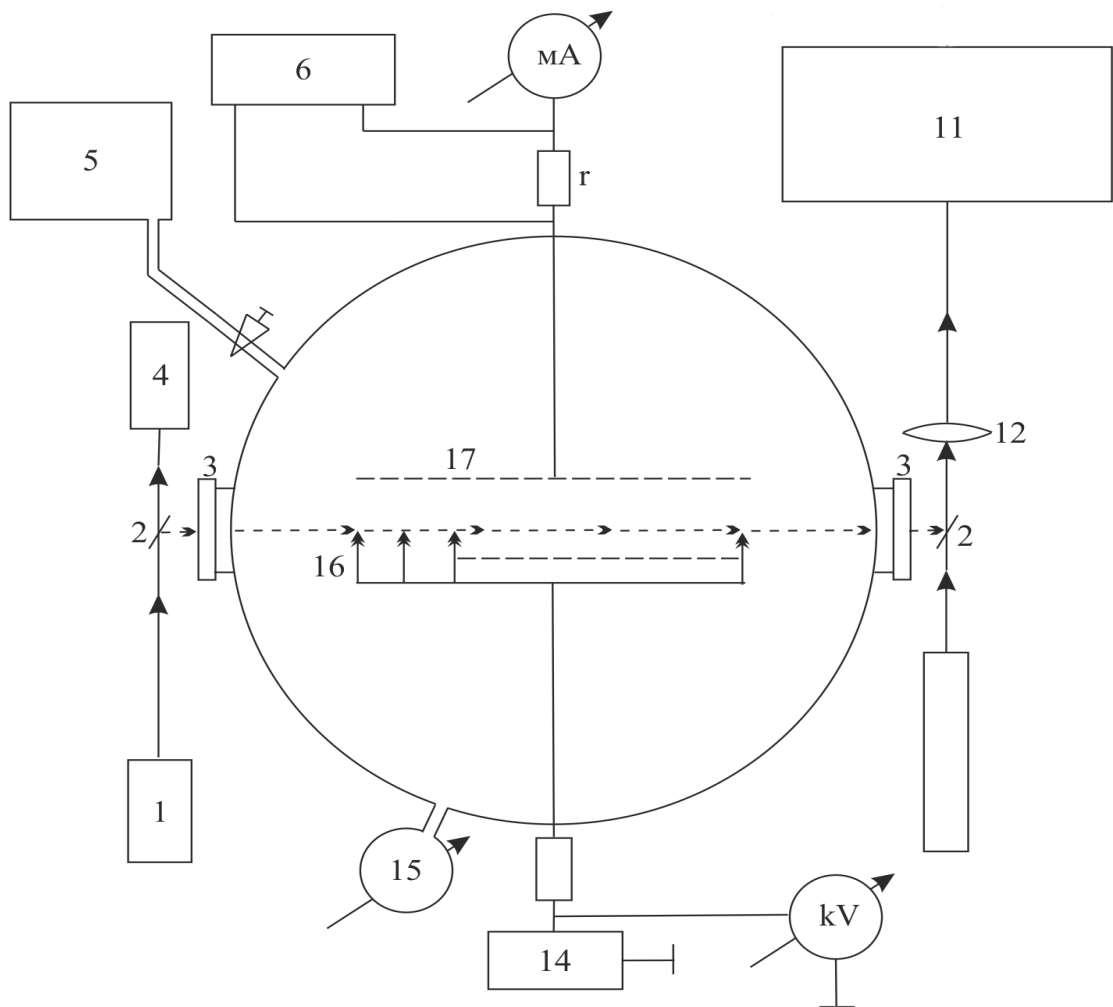


ШУАІБОВ О. К.

БАГАТОЕЛЕКТРОДНИЙ КОРОННИЙ РОЗРЯД В ГАЗАХ ВИСОКОГО ТИСКУ



Ужгород-2015

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДВНЗ «УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ»
ФІЗИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА КВАНТОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ**

ШУАІБОВ О. К.

**БАГАТОЕЛЕКТРОДНИЙ КОРОННИЙ
РОЗРЯД В ГАЗАХ ВИСОКОГО ТИСКУ**

МОНОГРАФІЯ

Ужгород-2015

УДК 533.9.621.3.032.26.015

ББК 24.57

Ш 51

Багатоелектродний розряд в газах високого тиску. Монографія. // Шуайбов О. К. - Ужгород, ДВНЗ «Ужгородський національний університет», Видавництво «Говерла». – 136 с.-Іл. 37; - таблиць 8. - Бібл.: 161 назв. – Укр. мовою. - 2015 р.

В монографії узагальнено результати експериментальних досліджень багатоелектродного коронного розряду в робочих середовищах газових лазерів і ламп високого тиску, які проводились на кафедрі квантової електроніки та Проблемній науково-дослідній лабораторії фізичної електроніки (м.Ужгород). Матеріали, які наведені в монографії, представляють інтерес для використання в розробках газових лазерів високого тиску з накачуванням поперечним розрядом і електричним прокачуванням робочого середовища та в спеціальних УФ-ВУФ джерелах спонтанного випромінювання для систем УФ -передіонізації лазерів.

Монографія може бути використана в учбовому процесі для аспірантів і магістрів, що спеціалізуються в газузі газової і квантової електроніки.

Рецензенти: доктор фізико-математичних наук, професор Шафраньош Іван Іванович;
доктор фізико-математичних наук, професор Опачко Іван Іванович;
доктор фізико-математичних наук, професор Малінін Олександр Миколаєвич;

*Рекомендовано до друку редакційно-видавничою радою ДВНЗ «Ужгородський національний університет»,
протокол 1 від 20 лютого. 2015 р.*

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

1. **БКР** – багатоелектродний коронний розряд;
2. **БЕСК** – багатоелектродна стимерна корона;
3. **ВЧПС** – високочастотні пульсації струму;
4. **ВУФ** - вакуумний ультрафіолетове випромінення;
5. **ВАХ** - вольт-амперна характеристика ;
6. **ГГ** - галогеніди інертних газів (**RX**, де: **R** – **Ar, Kr, Xe**;
X – **F, Cl**);
7. **ГЗ** - генераційна зона;
8. «**ЕВ**» – «електричний вітер»;
9. **НКР** – негативний коронний розряд;
10. **НСРДК** – нестационарний режим додатної корони;
11. **ПКР** – позитивний коронний розряд;
12. **ІСНК** – імпульси струму негативної корони;
13. **ІБКР** – імпульсний бар'єрний коронний розряд;
14. **ОДК** – область дрейфу корони;
15. **ІЧ** – інфрачервоне випромінення;
16. **СЕ** - система електродів;
17. **СК** - стримерна корона;
18. **СРДК** – стаціонарний режим додатної корони;
19. **УП** – уніполярний
20. **УК** – ультракорона;
21. **УФ** – ультрафіолетове випромінювання;

Зміст

ВСТУП.....	6
Список літератури	10
1. ДОДАТНИЙ КОРОННИЙ РОЗРЯД В ПОВІТРІ ТА СУМІШАХ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ З ЕЛЕКТРОНЕГАТИВНИМИ ДОМІШКАМИ.....	11
1.1. Стенд для одержання і діагностики багатоелектродного коронного розряду в газах високого тиску.....	12
1.2. Характеристики додатного багатоелектродного коронного розряду на сумішах інертних газів з малими домішками пари води і повітря.....	15
1.3 Електричні характеристики стримерної корони на сумішах He/Kr(Xe)/HCl	21
1.4. Оптичні характеристики багатоелектродної стримерної корони в сумішах інертних газів з молекулами хлориду водню.....	25
1.5. Механізм запалювання та параметри коронного розряду з живленням додатною напругою в повітрі атмосферного тиску	33
1.6. Застосування додатного коронного розряду в повітрі атмосферного тиску в електронних та іонних технологіях	38
Список літератури	52
2. НЕГАТИВНИЙ КОРОННИЙ РОЗРЯД В РОБОЧИХ СЕРЕДОВИЩАХ ЛАЗЕРІВ ТА ЛАМП ВИСОКОГО ТИСКУ НА ПЕРЕХОДАХ АТОМІВ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ І ЕКСИМЕРНИХ МОЛЕКУЛ.....	55
2.1. Характеристики негативного багатоелектродного коронного розряду на сумішах He/Ne,(Ar, Kr).....	57
2.1.1. Просторові і електричні характеристики.....	57
2.1.2. Розподіл інтенсивності в спектрах випромінювання плазми.....	61
2.1.3. Інтенсивності випромінювання атомів He і Ne	65
2.2. Дослідження впливу молекул водню на характеристики багатоелектродного коронного розряду в сумішах He/H ₂ і He/Ne/H ₂	67
2.3. Оптичні характеристики плазми негативного багатоелектродного коронного розряду в сумішах He з атомами Ar, Kr і Xe	75
2.4. Вплив зовнішніх умов на характеристики негативної корони в електрододатних газах.....	81
2.5. Застосування коронного бар'єрного розряду в ексимерних і ексиплексних лампах.....	87
Список літератури	99
3. БАГАТОЕЛЕКТРОДНИЙ КОРОННИЙ РОЗРЯД В РОБОЧИХ СЕРЕДОВИЩАХ МОЛЕКУЛЯРНИХ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ ВИСОКОГО ТИСКУ ТА ПОВІТРІ.....	105
3.1. Електричні і оптичні характеристики систем поперечного електричного прокачування робочих середовищ RCl*- джерел випромінювання.....	108
3.2. Характеристики багатоелектродного коронного розряду в сумішах інертних газів з молекулами фтора.....	110
3.3. Дослідження багатоелектродного коронного розряду на сумішах інертних газів з молекулами SF ₆ і CCl ₄	118
Список літератури	133

ВСТУП

Електричні розряди в системах електродів (СЕ) з різко неоднорідним розподілом напруженості електричного поля в міжелектродному проміжку широко використовують в плазмових джерелах випромінювання на електронно-коливальних переходах ексиплексних молекул (зокрема, це RX^* -лазери або лампи, де R - атоми Ar, Kr, Xe ; X - F, Cl) та в пенінгівських лазерах на атомах легких інертних газів (He^*, Ne^* -лазери) [1]. Умови отримання таких багатоелектродних коронних розрядів (БЕКР) в даних середовищах раніше не досліджувалися. Порівняно низькі пороги одержання лазерної генерації на $p-d$ переходах атомів важких інертних газів [2] роблять перспективним використання БЕКР і для створення інфрачервоних лазерів високого тиску на $p-d$ і $s-p$ переходах атомів важких інертних газів, які випромінюють в неперервному режимі. Вихідною умовою для цього є положення нелінійної теорії коронного розряду в інертних газах, яка передбачає існування стійкого неперервного розряду високого тиску в зовнішній області системи електродів типу "голки-площина" [3]. Такий розряд є проміжним між жевріючим та коронним і в багатоелектродних системах досліджений не досить повно. Коронні розряди високого тиску на сумішах $He(Ne)/H_2$ є перспективними для застосування в системах УФ-передіонізації або електричного прокачування робочих середовищ джерел випромінювання з пенінгівським очищенням нижнього енергетичного рівня на атомах $He(2s-2p)$ і $Ne(3s-3p)$. Але подібні застосування БЕКР стримуються відсутністю даних з умов запалювання та їх основних характеристик. Багатоелектродна стримерна корона (СК) в робочих середовищах ексимерних джерел випромінювання, яка отримується при живленні проміжку "голки-сітка" напругою додатної полярності, що подається

на вістря, може використовуватися в системах УФ-передіонізації імпульсних джерел випромінювання. Поперечний розряд на сумішах інертних газів з галогеновмісними молекулами при високих тисках складається з досить однорідних наборів тонких стримерних каналів [4,5].

Для експериментального обґрунтування фізичної моделі запалювання поперечного розряду високого тиску в газах важливим є пряме отримання порівняно однорідної квазістаціонарної стримерної корони в системах електродів з неоднорідним розподілом напруженості електричного поля без застосування додаткової УФ-передіонізації.

Внаслідок перегрівання активного середовища імпульсно-періодичних молекулярних лазерів необхідно використовувати системи прокачування робочої суміші через охолоджуючі пристрої. Газові середовища ексиплексних лазерів є агресивними, тому механічні системи прокачування в них мають малий ресурс роботи. Витрати енергії на механічне прокачування часто переважають витрати енергії на утворення самого активного середовища лазера [6].

Для електричного прокачування газових сумішей високого тиску (He/N_2 , $\text{He}/\text{Xe}/\text{HCl}$) використовували багатоелектродний коронний розряд з довжиною системи електродів, яка сумірна з довжиною активного середовища лазера, де формується так званий «електричний вітер». Вперше дослідження явища виникнення «електричного вітру», під яким будемо розуміти захоплення молекул чи атомів газу іонами, які дифундують в зовнішній області коронного розряду, було проведено ще на початку 18-го сторіччя англійським вченим Френсисом Гауксбі-старшим [7]. Такий спосіб прокачування суміші газів високого тиску вільний від більшості недоліків механічних систем, за виключенням обмеження на величину швидкості потоку робочої суміші газів.

В робочих середовищах N_2 - та $XeCl$ - лазерів швидкість електричного прокачування не переважала 3 м/с, що є достатнім для роботи цих лазерів лише з частотою повторення імпульсів $f \leq 70$ Гц [8]. Проте умови одержання та характеристики багатоелектродного коронного розряду в цих середовищах не досліджувалися. Збільшення швидкості електричного прокачування особливо в середовищі з галогеновмісними молекулами, обмежено його контрагуванням [9]. Підбираючи тиск і склад газових сумішей, можливо експериментально оптимізувати роботу відповідних джерел випромінювання, як з метою одержання високих вихідних характеристик, так і максимально можливої швидкості електричного прокачування.

Умови одержання стійких, багатоелектродних коронних розрядів з системою електродів "голки-площина (сітка)" в робочих середовищах джерел випромінювання високого тиску на молекулах $RX(B-X)$, $N_2(C-B)$, $CO(v)$ і $CO_2(v)$ не досліджувалися, що стримує створення імпульсно-періодичних лазерів і ламп з електричним прокачування робочого середовища.

В останній час появилася ідея використання коронного розряду для одержання електроенергії за рахунок прямого перенесення носіїв заряду потоками газу чи пари, що рухаються [10]. При цьому, в якості струменя газу (повітря) може використовуватись вітер в пустелі чи над поверхнею моря, який спрямовано перпендикулярно до потоку зарядів, що диффундують між електродами багатоелектродного коронного розряду. Оцінки показали, що при використанні розрядних комірок KP площею 1 см^2 , які сполучено у матрицю площею 1 м^2 (це близько 10^4 комірок з коронним розрядом типу «голка-площина») можливо за рахунок енергії вітру з швидкістю $20-40 \text{ мс}^{-1}$ генерувати до 100 Вт електричної потужності [10]. В подібних пристроях високу напругу, яка необхідна для живлення коронного розряду, можливо одержувати за рахунок трибоелектричного явища,

що виникає при терті струменя повітря з спеціальними повдовжними електродами.

Таким чином, актуальність дослідження різних режимів запалювання та характеристик багатоелектродних коронних розрядів високого тиску зумовлена перспективністю їх застосування в імпульсно-періодичних лазерних чи спонтанних джерелах випромінювання на атомах інертних газів, ексиплексних молекулах та радикалах гідроксила (ОН).

Дослідження багатоелектродного коронного розряду високого тиску в типових робочих середовищах потужних молекулярних лазерів чи ламп виконувались на кафедрі квантової електроніки і у Проблемній науково-дослідній лабораторії ДВНЗ «Ужгородський національний університет» разом зі створенням відповідних лазерів на моногалогенідах інертних газів та лазерів на стійких молекулах з накачуванням поперечним розрядом, а також ламп різного типу.

В результаті виконання цих досліджень *вперше* було встановлено: умови формування багатоелектродної стримерної корони та утворення ексиплексних молекул **XeCl**, **KrCl** в додатному коронному розряді з системою електродів "голки-сітка" на сумішах високого тиску **He/Kr(Xe)/HCl**; умови запалювання однорідного розряду високого тиску в системах електродів "голки-площина (сітка)" з живленням постійною напругою від'ємної полярності; характеристики та процеси в плазмі багатоелектродного коронного розряду в гелії і в сумішах **He/H₂**, **He/Ne/H₂**, **He/R** і **He/R₁/R₂**; оптимальні умови існування багатоелектродного коронного розряду в середовищах джерел випромінювання з електричним прокачуванням на стійких і нестійких молекулах, які узгоджуються з складом та тиском їх газових сумішей.

Список літератури

1. Taylor R.S., Leopold K.E. Ultralong optical-pulse corona preionized XeCl laser // Journal Appl. Phys. -1989. -V.65, № 1. -p.22-27.
2. Электроразрядные лазеры высокого давления на атомах аргона, криптона и ксенона (обзор) / Шуайбов А.К.; Ужгородский государственный университет. -Ужгород, 1993. -19 с. -Рус. -Деп. в Укр. ИНТЭИ, №8. -Ук. 93 // Анотация в реф. журнале "Физика", № 5, 1993.
3. Белевцев А.А. Нелинейная теория коронного разряда // Тез. докл. "IV Всес. конф. по физике газового разряда". -Часть 1. -Махачкала: ДГУ. -1988. -с.15-16.
4. Taylor R.S. Preionization and Discharge Stability Study of Long Pulse Duration UV-Preiozed XeCl Lasers // Appl. Phys.B.-1986. -V.41. -p.1-24.
5. Осипов В.В., Лисенков В.В. Формирование объемного газового разряда в лазерных средах // Оптика атмосферы и океана. -1997. -Т.10, № 11. -Ну
6. Мошкунев С.М., Небогаткин С.В., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. Система прокачки газовых лазеров с использованием высокочастотного барьерного разряда // Квантовая электроника. -2011. -Т.41. -с.1093-1097.
7. Hauksbee F. Physico-mexanical on various subjekts- London. England, 1790.
8. Баранов А.И., Гурков К.В., Ломаев М.И., Петрушев Д.П. и др. Импульсно-периодический электроразрядный лазер с управляемым разрядником низкого давления // Приборы и техника эксперимента. -1994. -№4. -с.108-111.
9. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. -М.: Энергоатомиздат, 1986. -с.117-153.
10. Березкина Т.Э., Масюкевич С.В., Галль Н.Р. Получение электроэнергии за счет прямого переноса заряда, генерируемого в коронном разряде // Письма в ЖТФ. -2015. -Т41, вып.10. -с.35-41.

1. ДОДАТНИЙ КОРОННИЙ РОЗРЯД В ПОВІТРІ ТА СУМІШАХ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ З ЕЛЕКТРОНЕГАТИВНИМИ ДОМІШКАМИ

Коронні розряди субмікросекундної тривалості, рівномірно розподілені за довжиною поперечного розряду (ПР) знайшли застосування як система УФ-передіонізації газорозрядних ексиплексних лазерів [1]. Подібні розряди з стаціонарним живленням в інертних газах та їх сумішах з малими домішками електронегативних молекул можуть застосовуватися в системах електричної заміни робочих середовищ джерел випромінювання на основі ексиплексних молекул [2]. При живленні розрядного проміжку джерелом з стаціонарною напругою додатної полярності розряд високого тиску з неоднорідним розподілом напруженості електричного поля в інертних газах трансформується в пучок коротких стримерів, який називають також **стримерною короною (СК)** [3]. В робочих середовищах ексиплексних джерел випромінювання формування СК пов'язано з початковою стадією контрагування поперечного розряду, тому дослідження її характеристик представляє значний інтерес. В плазмі лазерів на **p-d** і **p-s** переходах атомів важких інертних газів, які працюють на сумішах $P(\text{He})/P(\text{R}) = 100/1$ ($p=100-500$ кПа), часто присутні малі, важкоконтрольовані домішки пари води і повітря. Тому постає задача дослідження їх впливу на характеристики СК в сумішах гелію з важкими інертними газами. Значний інтерес до одержання СК на сумішах $\text{He}/\text{R}/\text{HCl}$ в досить великих об'ємах зумовлений і можливістю реалізації квазістаціонарного об'ємного розряду, який складається з однорідного набору стримерів в системі електродів "голки-сітка" без використання спеціальних систем передіонізації.

В даному розділі наведено результати наших експериментальних досліджень характеристик **БКР**

додатної полярності на сумішах **He/Kr(Xe)/M** (де **M**: сумарна концентрація пари води і повітря). Представлено характеристики **СК** в робочих середовищах **XeCl** і **KrCl** – лазерів. Зовнішні умови живлення проміжку "голки-сітка" підібрано так, щоб запалювалась лише стійка **СК**. Розглянуто також сучасний стан дослідження додатного коронного розряду в повітрі та його застосування в пристроях електронної та іонної технологій.

1.1. Стенд для одержання і діагностики багатоелектродного коронного розряду в газах високого тиску

Для дослідження електричних та оптичних характеристик плазми багатоелектродного **КР** в робочих середовищах газових лазерів високого тиску нами було розроблено і виготовлено експериментальну установку, блок-схема якої наведена на рис.1.1. Основними елементами установки є розрядний модуль з **БКР** і система живлення розряду та реєстрації струму, напруги і випромінювання плазми. Експериментальний стенд дозволяє отримувати додатну або негативну корону високого тиску ($p = 50-350$ кПа) і проводити дослідження її характеристик. **БКР** запалювався в камері, виготовленій в формі циліндра з нержавіючої сталі висотою 10 см і внутрішнім діаметром 20 см. Система електродів **КР** встановлювалася на діелектричному фланці. Анодом служили вістря голок (1-3 ряди) загальною довжиною 5-12 см з радіусом заокруглення вістря голки 0,3-0,5 мм. Віддаль між голками знаходилася в межах 0,8-1,0 см, а між рядами голок 0,6 см. Катодом в даній системі електродів (**СЕ**) служила нікелева сітка з розмірами комірок 1×1 мм² і плоскою робочою поверхнею 2×12 см². Радіус заокруглення дроту сітки - катоду складав 0,15 мм, а міжелектродна віддаль могла змінюватися в

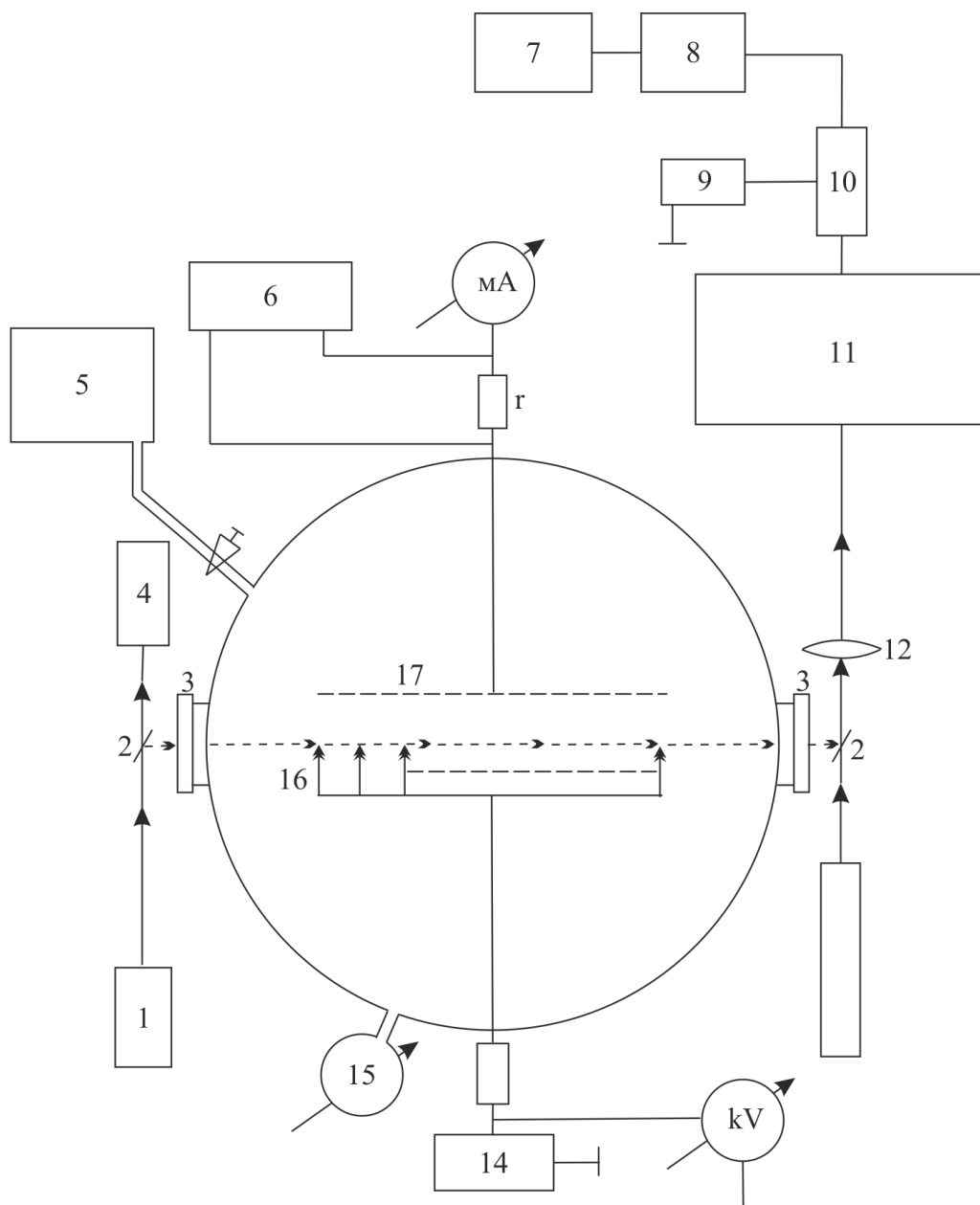


Рис.1.1 Блок-схема станда для одержання та дослідження БКР: 1 - азотний лазер, 2 - алюмінієві дзеркала, 3 - оптичні вікна, 4 - вимірювач потужності лазерного випромінювання, 5 - газозмішувальна система, 6 - осцилограф С1-93, 7 - електронний потенціометр КСП-4, 8 - підсилювач постійного струму У5-9, 9 - блок живлення фотопомножувача, 10 - фотопомножувач ФЭУ-106 (або "Фотон"), 11 - монохроматор МДР-2 (або ДФС-12), 12 - лінза, 13 - лазер для юстування, 14 -високовольтний випрямляч, 15 - манометр, 16 - ряди з голками, 17 - нікелева сітка.

межах 1,0-2,5 см. Основні дослідження багатоелектродного **КР** проводилися при віддалі "вістря голок - сітка" рівній 2 см. Для системи електродів з двома рядами голок густина їх розміщення не змінювалася, але половина сіткового електрода була замінена відполірованою пластиною з нержавіючої сталі з робочою площею поверхні $2 \times 5 \text{ см}^2$. Кожна з систем електродів "голки-сітка" і "голки-площина" мала незалежний високовольтний ввід. Це дозволяло запалювати в двох однотипних **СЕ** (почергово) **КР**, що відрізнялися лише типом катоду (сітка або площина) та проводити дослідження його плазми при однакових умовах відбору випромінювання. Паралельно до електродів коронного розряду був підключений кіловольтметр з шкалами 0-7,5; 0-15 кВ. В коло **КР** також вмикався опір $R=3 \text{ МОм}$ і мікроамперметр для визначення середнього струму коронного розряду. Імпульси струму **КР** реєструвалися при допомозі шунта струму (опір **ТВО-20** $=1,1 \text{ кОм}$) і осцилографа **СІ-93**. В експериментах по **УФ** - передіонізації плазми стримерної корони використовували азотний лазер на $\lambda=337,1 \text{ Н}_2$ з енергією в імпульсі 0,5 мДж. Живлення додатного **КР** здійснювалося від випрямляча, розрахованого на напругу $U \leq 40 \text{ кВ}$ і струм $I_{cp} \leq 1 \text{ мА}$, а негативного коронного розряду - від стаціонарного блоку живлення з параметрами $U=-10 \text{ кВ}$ при $I_{cp} \leq 10 \text{ мА}$. Для реєстрації випромінювання плазми використовували монохроматори **МДР-2** або **ДФС-12** та фотопомножувачі **ФЭУ-106**, "**Фотон**". Реєстрація спектрів випромінювання проводилася при допомозі підсилювача постійного струму **У5-9** та самописця.

Похибка вимірювання відносної інтенсивності спектральних ліній досягала 7-10 %. Похибка вимірювання вольт-амперних характеристик **КР** та осцилографічних вимірів не переважає 10 %.

1.2. Характеристики додатного багатоелектродного коронного розряду на сумішах інертних газів з малими домішками пари води і повітря

Нижче наведено результати дослідження стримерної корони в сумішах **He/Kr/M** і **He/Kr/Xe/M**. Вміст пари води в газових сумішах, як і в праці [4], досягав $(0,5-1,0) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а вміст повітря $-(1-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Результати дослідження характеристик стримерної корони в цих робочих сумішах опубліковані в статті [5].

Дослідження усереднених вольт-амперних характеристик (**ВАХ**) додатного багатоелектродного коронного розряду (рис.1.2.а) показало, що їх умовно можна розділити на дві частини: початкова ділянка, яка відповідає існуванню стійкої **СК**, та сильнострумову стадію, яка характеризується розвитком нестійкостей **КР** і переходом його в дуговий режим. На першій стадії додатний **БЕКР** в сумішах **He/Kr(Xe)/M** характеризувався досить однорідним розподілом плазми в міжелектродному проміжку. Розряд складався з великої кількості тонких, що випромінювали світло, плазмових ниток-стримерів. Для одного ряду голок апертура розряду мала трикутну форму (рис.1.2 б), а для трьох - квадратну. Для другої стадії розряду була характерна наявність просторових неоднорідностей плазми. Основним джерелом нелінійності в подібних розрядах є процеси хемііонізації атомів важких інертних газів та їх молекул (**R₂**), що знаходяться в метастабільних станах [6]. При зростанні різниці потенціалів $U - U_0$ (де U_0 - потенціал запалювання **БЕКР**) дана нелінійність проявлялася в експерименті в формі утворення (на фоні однорідної стримерної корони) яскравих дугових каналів. Тобто, в даному випадку відбувалося розшарування плазми додатного коронного розряду. Струм **БЕКР** протікав в формі імпульсів з частотою повторення 10^2-10^4 Гц і тривалістю кожного з них меншою за 1 мкс. Імпульси

струму виникали в часових проміжках тривалістю $\Delta t=10-12$ мс, на протязі яких до голок була прикладена висока напруга. Частота слідування імпульсів зростала при збільшенні різниці потенціалів $U - U_0$, а у основі імпульсів, при цьому, генерувався квазістаціонарний струм тривалістю 7-9 мс. Максимальна амплітуда імпульсів струму досягала 5-10 мА.

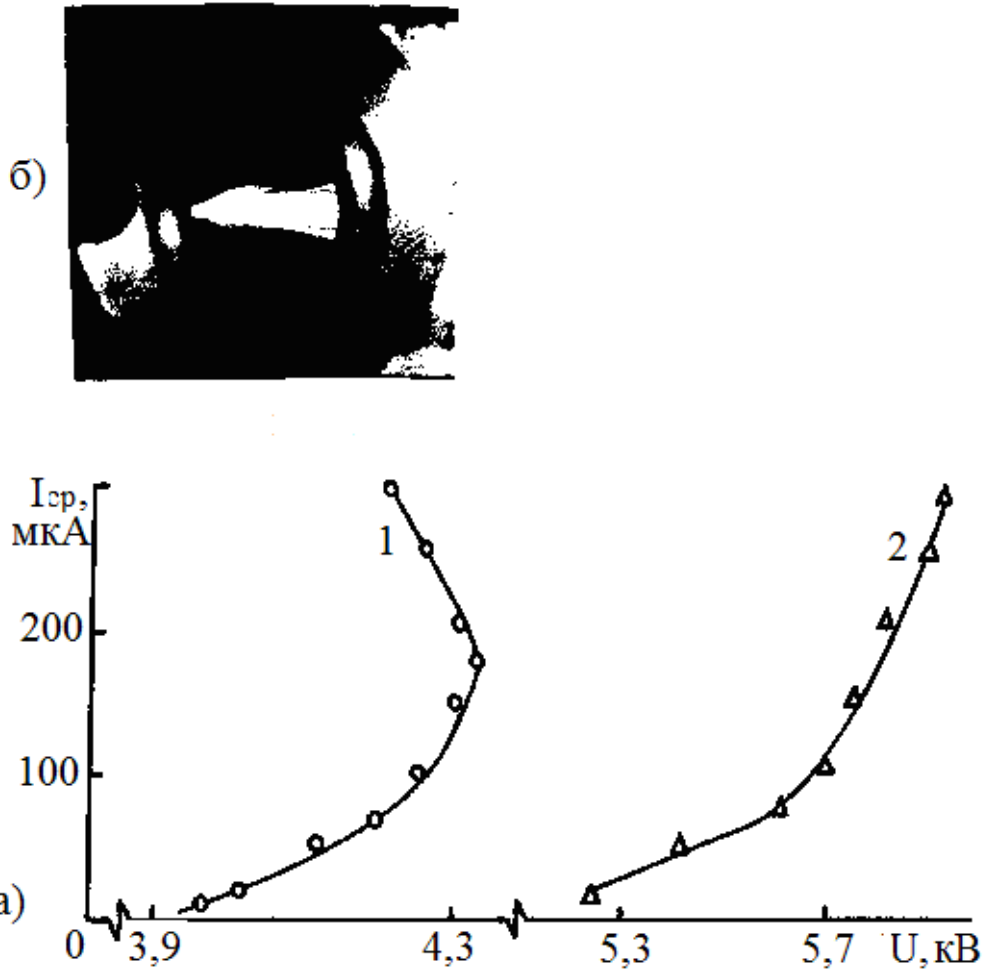


Рис.1.2. ВАХ багатоелектродного коронного розряду в газових сумішах(а): $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{M}) = 173/8,5/\text{M}$ (1) і $290/14/\text{M}$ (2) кПа та вигляд стримерної корони з торця розрядної камери для системи електродів з одним рядом голок (б) [5].

Типові УФ-спектри випромінювання плазми стримерної корони на сумішах $\text{He}/\text{R}/\text{M}$ наведені на рис.1.3. Найбільш інтенсивні молекулярні смуги і спектральні лінії випромінювання приведені в праці [5]. Інтенсивність випромінювання плазми в видимій ділянці спектру була на

порядок нижчою за інтенсивності **УФ**-смуг радикала гідроксила - **ОН(А-Х)**. На початковій стадії **СК** (при струмі $I_{\text{ср.}} \leq 200$ мкА) все випромінювання плазми в спектральній області з $\lambda \leq 600$ нм було сконцентровано лише на окремих переходах атомів важких інертних газів: **KrI(5s-6p)**, **XeI(6s-7p)** та молекулярного іона азота-**N⁺₂(В-Х)**. Випромінювання з вищерозташованих енергетичних станів атомів **R** або **R⁺*** не спостерігалось. В діапазоні середніх струмів **БЕСК** $420 \leq I_{\text{ср.}} \leq 450$ мкА відбувалась різка зміна характеру спектрів випромінювання плазми в видимій області, що пов'язано з утворенням дугових каналів. Всі спектральні лінії випромінювання іона **Kr⁺*** збуджувалися лише на контрагованій стадії стримерної корони. Вигляд же спектрів випромінювання в **УФ**-діапазоні, при цьому, практично не змінювався. В спектрах випромінювання плазми **БЕСК** зареєстровано смуги на ділянці $\Delta\lambda=307-320$ нм **ОН(А-Х)(0-0)**; (1-1); (1-0), за винятком слабих смуг $\lambda = 348$ нм **ОН(А-Х)(0-1)** і 352 нм **ОН(А-Х)(1-2)**, випромінювання яких перекривалося більш яскравою системою смуг **N₂(С-В)**. З ростом струму **БЕСК** від 75 до 440 мкА в спектрах випромінювання плазми на суміші **He/Kr/М** більш чітко виділялась смуга 314,6 нм **ОН** і появлялась смуга $\lambda=319,3$ нм **ОН(А-Х)**. В спектрах випромінювання плазми **БЕСК** на суміші **He/Kr/Xe/М** спостерігалось значне зменшення інтенсивності випромінювання смуги з $\lambda=314-316$ нм **ОН(А-Х)(1-1)** в порівнянні з випромінюванням **БЕСК** на суміші **He/Kr/М** (рис.1.3.).

Більш детально вплив параметрів **БЕСК** на розподіл інтенсивності смуг молекул **ОН(А-Х)**, **N₂(С-В)** та атомів криптона наведено на рис.1.4. В усьому діапазоні розрядних струмів найбільш інтенсивними були смуги **ОН(А-Х)(0-0)(1-1)**. Інтенсивність смуги з $\lambda=337,1$ нм **N₂(С-В)** досягала 30% від інтенсивності смуги **ОН(А-Х)**. Найбільш інтенсивні атомні спектральні лінії випромінювання плазми **БЕСК** -

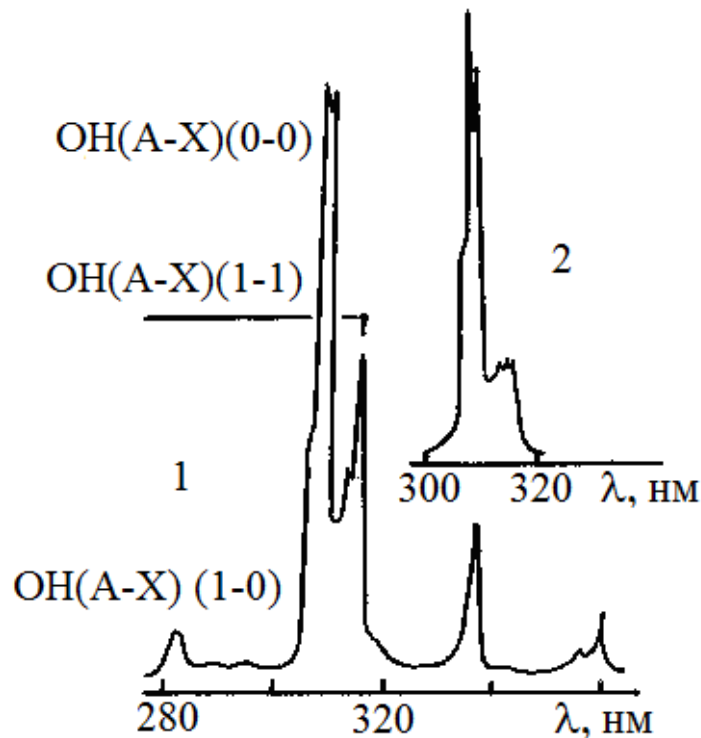


Рис.1.3. Спектри випромінювання плазми стримерної корони в сумішах: $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{M})=306/2,7/\text{M}$ кПа ($I_{\text{cp.}}=250$ мкА) (1); $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{Xe})/p(\text{M})=130/1,7/0,2/\text{M}$ кПа ($I_{\text{cp.}}=150$ мкА) (2) [5].

$\lambda=431,9$ нм **KrI(5s-6p)** і $467,1$ нм **XeI(6s-7p)** на однорідній стадії розряду, а з іонних -спектральна лінія $435,6$ нм **Kr⁺(⁴P_{5/2}-⁴D_{7/2})**. В додатному коронному розряді на суміші **He/Kr/Xe/M** інтенсивність випромінювання смуг **N₂(C-B)**, **OH(A-X)** і інтенсивність спектральних ліній **KrI(5s-6p)** зменшувалися. При додаванні до суміші **P(He)/P(Kr)/P(M)=320/2,7/M** кПа $0,4$ кПа ксенона інтенсивність смуги **OH(A-X)(0-0)** зменшувалася на 20-30%, а відповідної смуги **OH(A-X)(1-1)** на 60-70%. Зменшення загального тиску суміші **He/Kr/Xe/M** до 130 кПа і вмісту в ній атомів важких інертних газів приводило до збільшення інтенсивності смуг **OH(A-X)(0-0)(1-1)** в 2,0-2,5 рази при $I_{\text{cp.}}=100$ мкА. При зростанні величини струму **БЕСК** до 300-400 мкА інтенсивність смуги **OH(A-X)(0-0)** ставала порівняною з її інтенсивністю при високих тисках.

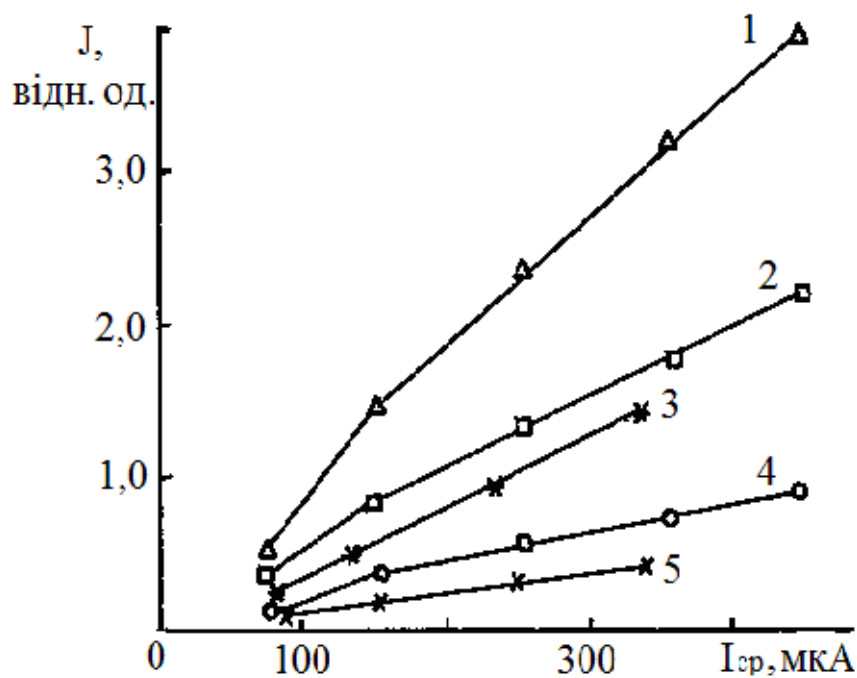


Рис.1.4. Залежність інтенсивності смуг випромінювання радикалів **ОН(А-Х)**, молекул **N₂(С-В)** та інтенсивності спектральних ліній атома кріптон в плазмі **БЕСК** на суміші **P(He)/P(Kr)/P(M)= 306/2,7/M** кПа від величини струму розряду: 1 - 308,5 нм **ОН***, 2 - 309,5 нм **ОН***, 3 - 431,9 нм **KrI**, 4 - 337,1 нм **N*₂**, 5 - 436,3 нм **KrI** [5].

Таким чином, нами встановлено, що плазма **БЕСК** на сумішах інертних газів з парою води є селективним джерелом **УФ**- випромінювання радикалів **ОН*** з великою робочою апертурою. Ефективність та вихідна потужність таких джерел випромінювання може бути значно збільшена при оптимізації вмісту пари води в робочому середовищі.

Основними реакціями утворення радикалів **ОН(А)** в щільній, слабоіонізованій плазмі інертних газів з малими домішками пари води є [4]:



Для утворення радикалів **ОН(А,ν=0)** в реакції (1.1) необхідна енергія 9,25 еВ, а для утворення гідроксила **ОН(А,ν=1)**- 9,5 еВ [4]. Енергія найнижчого метастабільного

стану атома криптона складає 9,91 еВ, тому всі атоми $\text{Kr}(5s,5s')$ можуть приймати участь в утворенні радикалів $\text{OH}(A, v=0,1)$. Енергія метастабільних станів атома ксенона менша, ніж для атома криптона, тому в утворенні радикалів $\text{OH}(A, v=0,1)$ можуть приймати участь лише атоми ксенона в збудженому $6s'[1/2]_1^0$ - стані.

Як показали результати числового моделювання параметрів газорозрядної плазми на суміші $\text{Kr/Xe/CF}_2\text{Cl}_2$ [7], питомі втрати на збудження та іонізацію атомів криптона суттєво вищі, ніж для атомів ксенона в широкому діапазоні зміни параметра E/N . З цього випливає, що в плазмі на суміші He/Kr будуть, в основному, утворюватись збуджені атоми криптона та іони $\text{Kr}^+, \text{Kr}^+_2$, а в плазмі на основі суміші $\text{He/Kr/Xe} - \text{Xe}^*, \text{Xe}^*_2, \text{Xe}^+, \text{Xe}^+_2$. Крім того, в плазмі на основі суміші криптон/ксенон ефективною є передача енергії $\text{Kr}(m) \rightarrow \text{Xe}(^1\text{S}_0)$, утворення гетероядерних молекул KrXe^* та іонів KrXe^+ , що додатково приводить до зменшення густини метастабільних атомів $\text{Kr}(m)$ в БЕСК на суміші He/Kr/Xe/M . Константи швидкості гасіння радикалів $\text{OH}(A)$ атомами ксенона в п'ять разів вищі, ніж для атомів криптона [7]. Наведені вище чинники і викликають спад інтенсивності випромінювання радикалів $\text{OH}(A-X)$. Така поведінка інтенсивності смуг радикала $\text{OH}(A-X)$ в залежності від параметрів розряду вказує на значну роль передачі енергії метастабільних атомів $\text{Kr}(m)$ молекулам води при утворенні радикалів $\text{OH}(A)$ в БЕСК.

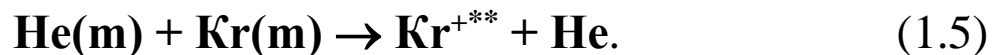
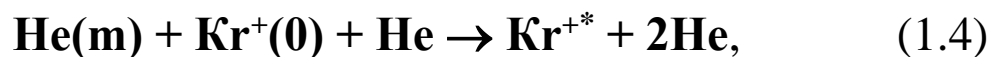
Утворення молекул $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_g)$ в плазмі БЕСК найбільш імовірно в реакціях взаємодії між метастабільними молекулами N_2 , рекомбінації іонів $\text{N}^+_2, \text{N}^+_4$ з електронами та в результаті ступінчатого збудження молекул азота електронним ударом [8].

Енергія всіх верхніх атомарних станів важких інертних газів, яка відповідала за випромінювання плазми БЕСК, знаходиться нижче енергії першого коливального рівня молекулярного іона $\text{R}^+_2(v)$, тому заселення збуджених

станів атомів **Kr** та **Xe** здійснюється переважно в реакції дисоціативної рекомбінації [9]:



При цьому, на атоми **KrI(6p)** і **XeI(7p)** приходиться по 6-7% від загального потоку реакції (1.3). Значній ефективності цієї реакції в плазмі **БЕСК** сприяв високий тиск газового середовища, велика концентрація іонів важкого інертного газу та високі константи швидкості реакції (1.3). На контрагованій стадії додатного коронного розряду, коли накопичення метастабільних атомів інертних газів стає достатнім для реакцій хемііонізації, утворення збуджених іонів криптона може відбутися в процесах [10]:



В результаті реакції (1.4) заселяються енергетичні рівні іона **KrII** з енергією -19,5 еВ, які розташовані поблизу метастабільного стану **He(2³S)**, а стани **KrII** з енергією в області 16,85 еВ можуть заселятися при парному зіткненні атомів **He(2¹S₀)** і **Kr(5s')** в реакції (1.5).

1.3 Електричні характеристики стримерної корони на сумішах **He/Kr(Xe)/HCl**

Додатний багатоелектродний коронний розряд в системі "голки-сітка" запалювався в робочих газових сумішах **He/Kr(Xe)/HCl** ($p=100-350$ кПа), які використовуються в ексиплексних газорозрядних лазерах. Він складався з великої кількості тонких плазмових ниток-стрімерів і заповнював більшу частину розрядного проміжку. Найбільш однорідним він був при невеликому

парціальному тиску криптона і ксенона ($p \leq 3-15$ кПа), великих тисках гелія ($p \geq 100$ кПа) і малому перевищенні напруги на голках над порогом запалювання. При збільшенні напруги живлення, а також радіуса кривизни голок, вмісту атомів важких інертних газів в суміші та її тиску **БЕСК** ставав менш однорідним.

Оскільки для живлення розряду застосовувався однопівперідний випрямляч, то на осцилограмах струму **БЕСК** реєструвалися імпульси мілісекундної тривалості, а всередині їх- імпульси струму **БЕСК** з частотою $f=10^2-10^4$ Гц (рис.1.5). При високих тисках газової суміші весь струм при невеликій напрузі був представлений в формі імпульсів. Представлення імпульсів струму на рис.1.5 – умовне, так як насправді густина їх в групі на 1-2 порядки вища за наведену на цьому рисунку. Тривалість кожного з імпульсів була меншою за 100 нс, а їх частота збільшувалась при збільшенні напруги на голках. При збільшенні напруги на голках в нижній частині імпульсів струму появлявся квазістаціонарний струм мілісекундної тривалості. При пониженому тиску робочої суміші ($p \leq 150$ кПа) осцилограми струму **БЕСК** частково складалися з коротких імпульсів струму. При зростанні напруги живлення кількість імпульсів в групі зменшувалась, а амплітуда та тривалість квазістаціонарного струму збільшувались.

Типові вольт-амперні характеристики додатного **БЕСК** на суміші **He/Kr/HCl** наведені на рис.1.6. Вони характеризуються наявністю гістерезису і області з від'ємним опором при підвищених розрядних струмах. Основним джерелом нелінійності даного **БЕСК** є процеси хемііонізації між метастабільними атомами важких інертних газів, які починають проявлятися при достатньому накопиченні метастабільних атомів - **R(m)** в плазмі при збільшенні напруги на голках. Початкова ділянка **ВАХ** описується параболічною залежністю, тому було припущено, що середній струм додатного **КР** може

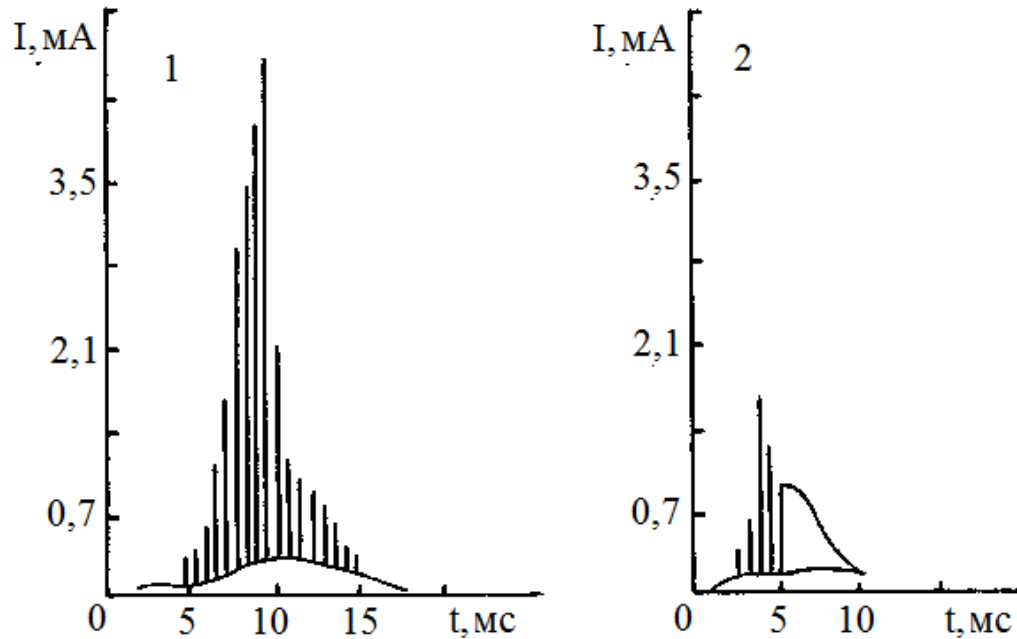


Рис.1.5. Осцилограми струму додатного коронного розряду в газових сумішах різного складу:
 $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{HCl})=260/2,8/0,4$ (1); $130/1,4/0,2$ кПа (2);
 $I_{\text{ср.}}=250$ мкА [13].

описуватись формулою, типовою для коронного розряду [11]:

$$I = k_0 \cdot (U - U_0)^2, \quad (1.6)$$

де k_0 - коефіцієнт пропорційності, U_0 - потенціал запалювання **БЕСК**. Величини U_0 , k_0 (для початкової ділянки **ВАХ** стримерної корони) та діапазон U_n , де справедлива формула (3.6), визначалися з **ВАХ** для сумішей, що досліджувалися. Зведені дані цих параметрів **БЕСК** представлені в таблиці 1.1.

Плазма **БЕСК** на сумішах **He/Kr(Xe)/HCl** опромінювалася лазерним випромінюванням азотного лазера на $\lambda = 337,1$ нм з густиною енергії в імпульсі $0,5$ мДж/см². Будова і вихідні характеристики **УФ**- лазера на електронних переходах молекули азоту наведені в праці

[12]. При наявності УФ-опромінювання плазми БЕСК спостерігався ріст середнього струму розряду на його однорідній стадії до 50-80% [13]. УФ-опромінювання плазми приводило до затримки розвитку хемііонізації метастабільних частинок в плазмі і робило перехід від однорідної стадії БЕСК до неоднорідної більш плавним [14].

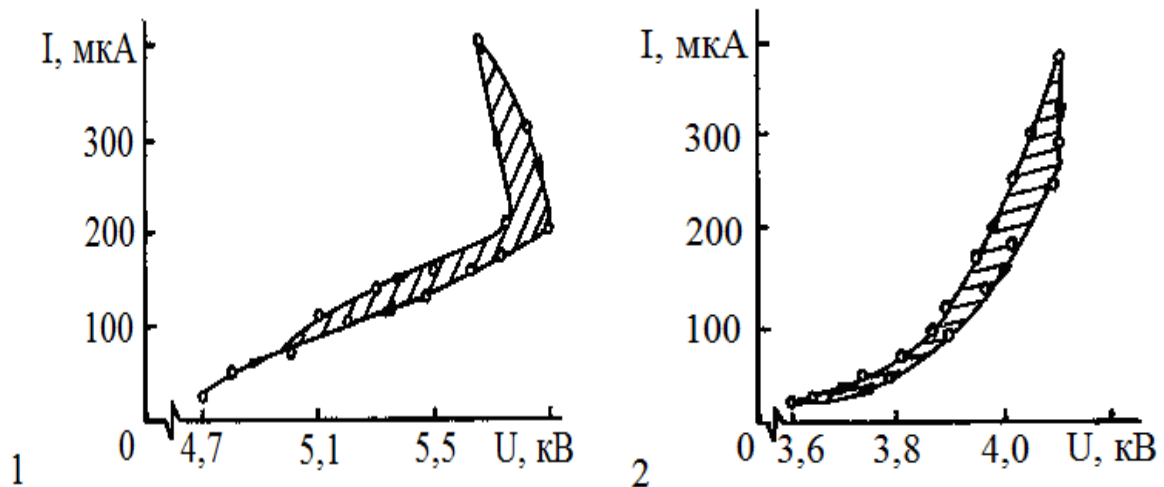


Рис.1.6. Вольт-амперні характеристики додатного багатоелектродного коронного розряду на сумішах: $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{HCl})=300/5,3/0,4$ кПа (1); $p(\text{He})/p(\text{Xe})/p(\text{HCl})=323/1,6/0,4$ кПа (2) [13,14].

Таблиця 1.1. Параметри вольт - амперних характеристик додатного БЕСК в He, Ne та їх сумішах з молекулами хлористого водню [14].

Суміш газів, тиск, кПа	U_0 , кВ	U_n , кВ	K_0 , мкА/кВ ²
He, 187	3,53	4,40	380
Ne, 303	1,85	2,17	400
He/Kr/HCl = 225/14/0,6	4,80	5,05	1300
Ne/Kr/HCl = 303/15/0,4	4,10	4,20	690
He/Xe/HCl = 303/2/0,4	3,50	5,05	30
He/Xe/HCl = 313/5,3/0,4	4,15	5,20	400

1.4. Оптичні характеристики багатоелектродної стримерної корони в сумішах інертних газів з молекулами хлориду водню

Дослідження спектрів випромінювання плазми **БЕСК** в сумішах **He/Xe(Kr)/HCl** (рис.1.7-1.8) показало, що на **УФ**-ділянці найбільш інтенсивними смугами є смуги з $\lambda=308$ нм **XeCl(B-X)**, 330 нм **XeCl(C-A)**, 222 нм **KrCl(B-X)** і 230 нм **KrCl(C-A)**. В видимій ділянці спектру спостерігалися лише спектральні лінії на переходах атомів **Xe(6s,6s'-6p,7p)** і **Kr(5s,5s'-5p,6p)** (табл.1.2).

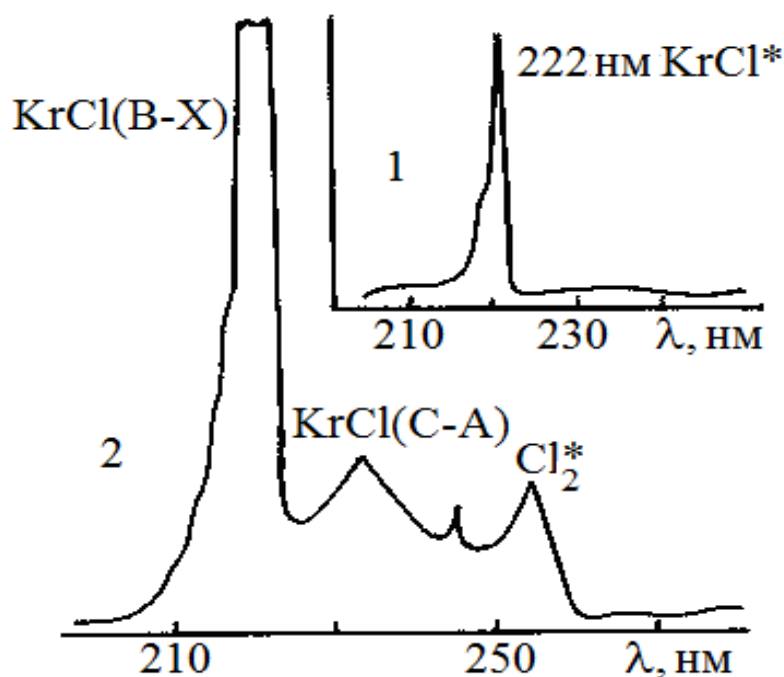


Рис.1.7. Спектри випромінювання плазми багатоелектродної стримерної корони на суміші $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{HCl}) = 300/2,6/0,4$ кПа при струмах розряду 75 (1) і 300 мкА (2) [14].

Випромінювання на переходах збуджених іонів важких інертних газів характеризувалося значними порогоми за величиною струму **БЕСК** ($I_{\text{пор}} \leq 0,2$ мА). В спектрі

випромінювання плазми на четверній суміші при високих тисках гелія ($p \geq 300$ кПа), крім спектральних смуг ексиплексних молекул в УФ області, виявлено також інтенсивні спектральні лінії збуджених двозарядних іонів ксенона та криптона (рис.1.8). Спектральні лінії

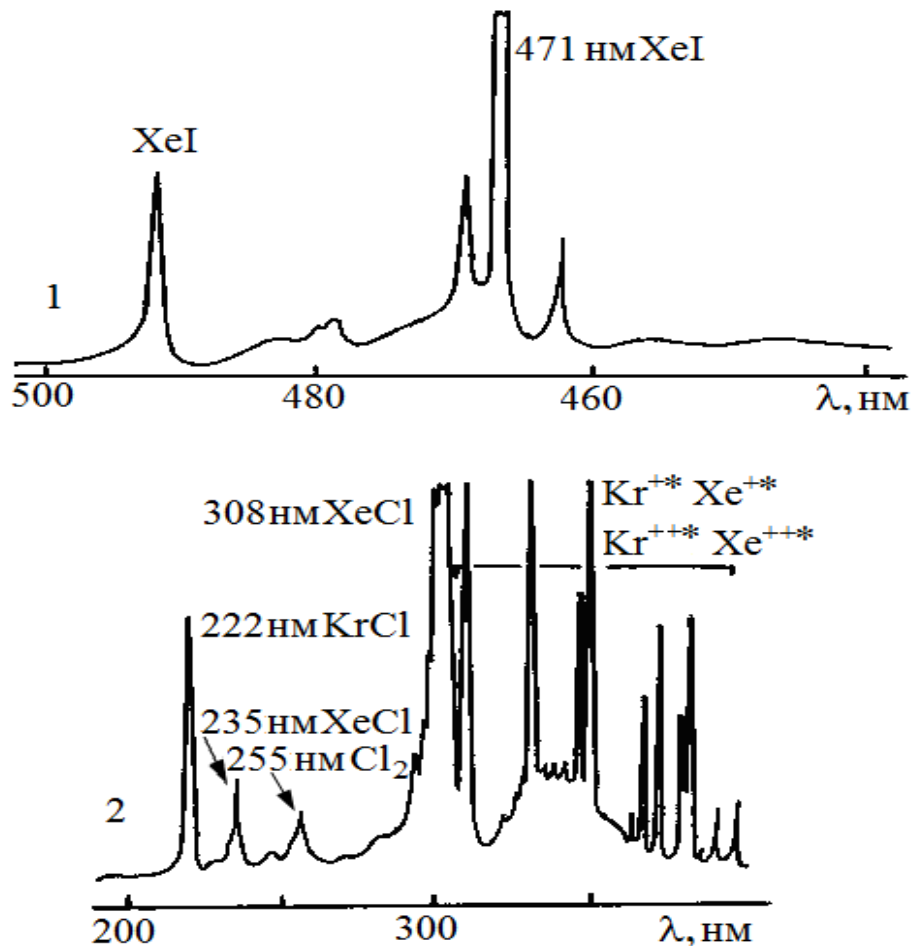


Рис.1.8. Спектри випромінювання плазми стримерної корони на сумішах: $p(\text{He})/p(\text{Xe})/p(\text{HCl})=240/2,8/0,4$ кПа (1); $I_{\text{cp}}=100$ мкА; $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{Xe})/p(\text{HCl})=350/1,6/0,4/0,4$ кПа (2); при $I_{\text{cp}}=300$ мкА[15,16].

випромінювання атомів \mathbf{R}^* з енергетичних рівнів, які розташовані вище $\mathbf{XeI}(7p)$, $\mathbf{KrI}(6p)$, смуги збуджених димерів важких інертних газів та їх молекулярних іонів в області спектру $\Delta\lambda = 200\text{-}600$ нм не проявлялися. Заселення збуджених станів атомів ксенона і криптона носило яскраво

виражений селективний характер, типовий для слабоіонізованої плазми важких інертних газів, коли основним механізмом їх заселення є реакція дисоціативної рекомбінації. Випромінювання в видимій області спектру було в 10-30 разів слабшим за яскравість випромінювання на **В-Х** переходах хлоридів важких інертних газів – **RCI***.

Залежність інтенсивності випромінювання спектральних ліній атомів ксенона та іонів Xe^{+*} від величини струму **БЕСК** була зростаючою (рис.1.9). Для іонних спектральних ліній Xe^{+*} характерним був значний поріг їх появи за величиною струму розряду. При малих струмах переважаючим було випромінюванням в видимій області

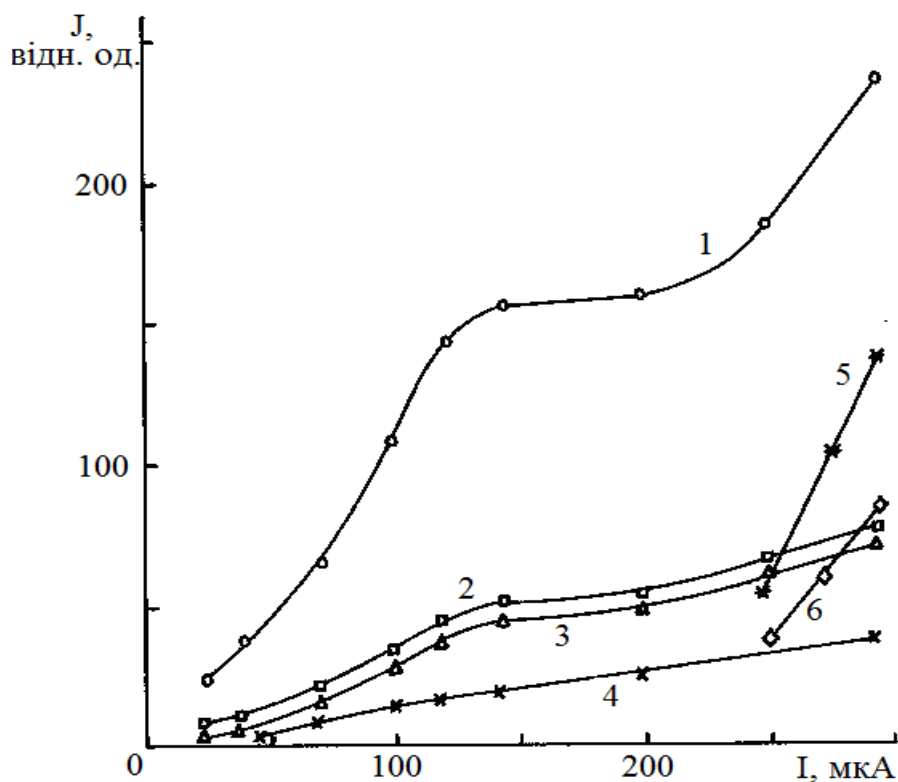


Рис.1.9. Залежність відносної інтенсивності спектральних ліній атомів та іонів ксенона від величини середнього струму багатоелектродної стримерної корони в суміші $P(\text{He})/P(\text{Xe})/P(\text{HCl})=240/2,8/0,4$ кПа: $\lambda=467,1$ (1), $469,7$ (2), $492,3$ (3) і $502,7$ (4) XeI і $484,4$ (5) $460,3$ нм (6) XeII [15].

довжин хвиль на переходах $\text{XeI}(6s,6s'-7p,7p')$, а при достатньому накопиченні в стримерній плазмі метастабільних атомів ксенона, внаслідок хемііонізації, відбувається утворення збуджених іонів та розвиток нестійкостей в плазмі. Основними механізмами заселення збуджених станів \mathbf{R}^+ , \mathbf{R}^{2+} в стримерному каналі при високих тисках газової суміші може бути передача енергії від метастабільних атомів або молекул гелію іонам $\text{Xe}^+(\mathbf{0})$, $\text{Kr}^+(\mathbf{0})$ та процеси хемііонізації між метастабільними атомами інертних газів [17]. Оскільки плазма стримерних каналів, які генеруються в інертному або іншому електрододатному газі, "холодна" і сам стример досить сильно гальванічно з'єднаний з металевим електродом, що його ініціює, то в даній плазмі формуються сприятливі умови для утворення ексиплексних молекул - \mathbf{RX}^* .

Основними механізмами утворення молекул \mathbf{RCI}^* в стримерному каналі може бути іон - іонна рекомбінація \mathbf{R}^{+2} з \mathbf{CI} та реакція між атомами $\mathbf{R}(m)$ і $\mathbf{HCI}(v)$. Як показало дослідження додатного БЕКР в елегазі [18], канали стримерів в електровід'ємних газах складаються, в основному, з від'ємних і додатних іонів густиною $10^{11}-10^{13}$ см^{-3} , а напруженість електричного поля в більшій частині довжини стримера значно менша за критичну. Газова температура плазми стримерних каналів також близька до температури навколишнього газу. Ці чинники в значній мірі визначають ефективність утворення ексиплексних молекул (\mathbf{RX}^*) в плазмі стримерної корони.

Виходячи з цього, було розроблено просту УФ- лампу високого тиску на переходах $\mathbf{RX}(B-X)$ з накачуванням додатним БЕКР [19]. Такі джерела УФ- випромінювання $\mathbf{RX}(B-X)$ простіші по конструкції за імпульсні ексиплексні лампи з накачуванням поперечним розрядом [20], характеризуються високою робочою апертурою ($S \geq 20 \text{ см}^2$) і можуть знайти застосування в фотохімії, біології та медицині.

Таблиця 1.2.

Найбільш інтенсивні атомарні та іонні спектральні лінії ксенона, які випромінює плазма додатного БЕСК в суміші $P(\text{He})/P(\text{Xe})/(HCl)=200/1,9/0,3$ кПа при $I_{cp.}=300$ мкА [16].

№	$\lambda, \text{нм}$	Атом/іон	I, в.о.	E, eВ	E, eВ	П Е Р Е Х І Д
1	512.5	Xe11	0.04	13.97	16.39	$6d' \ ^2D_{5/2} - 6p' \ ^2D^0_{5/2}$
2	508.0	Xe11	0.05	14.07	16.51	$6p \ ^4D^0_{5/2} - 7s \ ^4P_{3/2}$
3	502.8	Xe1	0.10	8.44	10.90	$6s[3/2]_1^0 - 7p[1/2]_1$
4	501.2	Xe11	0.40	14.48	16.95	- - -
5	497.2	Xe11	0.03	13.58	16.08	$5d \ D^2_{5/2} - 6p' \ P^0_{3/2}$
6	485.4					
7	492.3	Xe1	0.57	8.44	10.95	$6s[3/2]_1^0 - 7p[5/2]_2$
8	488.3	Xe11	0.15	12.54	15.08	$6s \ ^4P_{1/2} - 6p \ ^4S^0_{3/2}$
9	487.6	Xe11	0.17	13.58	16.62	$5d \ ^2D_{5/2} - 6p' \ ^2F^0_{7/2}$
10	486.2	Xe11	0.80	13.89	16.43	$6p \ ^4P^0_{5/2} - 7s \ ^4P_{5/2}$
11	484.3	Xe1+	0.95	8.44	10.99	$6s[3/2]_1^0 - 7p[3/2]_2$
12	482.9	Xe1	0.10	8.44	11.00	$6s[3/2]_1^0 - 7p[3/2]_1$
13	480.7	Xe1	0.1	8.44	11.01	$6s[3/2]_1^0 - 7p[1/2]_0$
14	479.2	Xe1	0.10	8.31	10.90	$6s[3/2]_2^0 - 7p[3/2]_1$
15	473.1	Xe11	0.14	15.28	17.90	$6p \ ^2P^0_{3/2} - 6d \ ^2D_{5/2}$
16	469.0	Xe1	0.31	8.31	10.96	$6s[3/2]_2^0 - 6p\epsilon[3/2]_1$
17	467.1	Xe1	1.00	8.31	10.97	$6s[3/2]_2^0 - 7p[5/2]_3$
18	465.1	Xe11	0.06	12.74	15.41	$6s \ ^2P_{3/2} - 6p \ D^2_{3/2}$
19	462.4	Xe1	0.34	8.31	10.99	$6s[3/2]_2^0 - 7p[3/2]_2$
20	460.3	Xe11	0.27	11.79	14.48	$6s \ ^4P_{3/2} - 6p \ ^4D^0_{3/2}$
21	458.5	Xe11	0.16	14.10	16.80	$6p \ ^4D^0_{7/2} - 6d \ ^4D_{7/2}$
22	454.0	Xe11	0.10	15.41	18.14	$6p \ ^2D^0_{3/2} - 7s' \ ^2D_{5/2}$
23	452.1	Xe11	0.13	16.36	19.10	$6p' \ ^2D^0_{3/2} - 6d' \ ^2F_{5/2}$
24	450.0	Xe1	0.06	8.31	11.07	$6s[3/2]_2^0 - 6p'[1/2]_1$
25	448.0	Xe11	0.90	14.48	17.24	$6p \ ^4D^0_{3/2} - 6d \ ^4F_{5/2}$
26	446.2	Xe11	0.34	-	-	- - -
27	444.8	Xe11	0.12	-	-	- - -
28	441.4	Xe11	0.10	13,58	16.39	$5d \ ^2D_{5/2} - 6p' \ D^0_{5/2}$
29	439.5	Xe11	0.16	14.23	17.05	$5d' \ ^2F_{5/2} - 4f' \ ^2F_{7/2}$

Вони також мають високу селективність випромінювання ($\Delta\lambda=2-3$ нм), в той час як ширина смуг випромінювання **RCl(B-X)** ексиплексних ламп середнього і низького тиску ($p \leq 20-30$ кПа) переважає 10-15 нм [21].

Високий тиск в стримерній лампі приводить до селективного заселення нижніх коливальних станів молекул **RCl(B)** в результаті швидкої коливальної релаксації, що приводить до звуження спектру випромінювання.

Найбільш характерні залежності інтенсивності випромінювання молекул **XeCl(B)** і **KrCl(B)** від величини струму додатного **БЕКР** наведені на рис.1.10. Залежності інтенсивності смуг випромінювання молекул **RX*** від

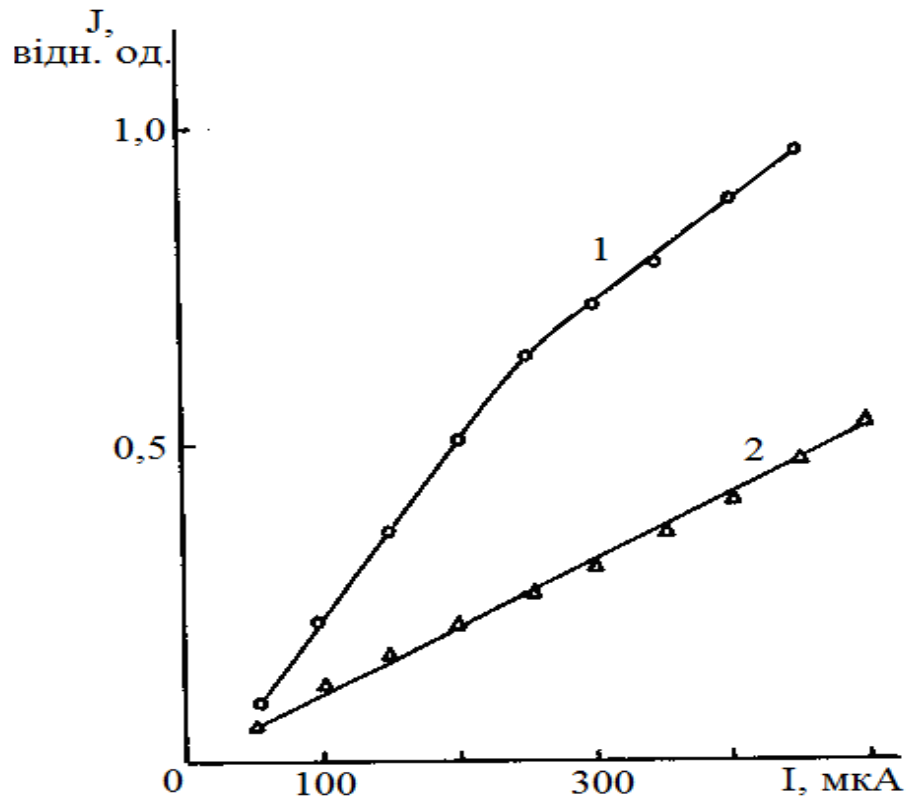


Рис.1.10. Залежність інтенсивності випромінювання **B-X** смуг молекул **KrCl** і **XeCl** від величини струму додатного багатоелектродного коронного розряду в сумішах [19]:
 $p(\text{He})/p(\text{Kr})/P(\text{HCl})=306/2,8/0,08$ (1);
 $p(\text{He})/p(\text{Xe})/P(\text{HCl})= 360/1,6/0,12$ кПа (2).

Таблиця 1.3.

Найбільш інтенсивні спектральні лінії випромінювання Kr^* і Kr^{+*} , які спостерігаються в стримерній короні на суміші $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{HCl}) = 300/2,6/0,4$ кПа [15].

Атом, іон	$\lambda, \text{нм}$	ПЕРЕХІД	E, eV
KrI	431,9	$5s[3/2]_2 - 6p[5/2]_3$	12,78
	+431,8	$5s[3/2]_2 - 6p[5/2]_2$	
	436,3	$5s[3/2]_2 - 6p[1/2]_1$	12,76
	450,2	$5s[3/2]_1 - 6p[5/2]_2$	12,78
KrII	429,3	$5s \ ^4P_{3/2} - 5p \ ^4D^0_{3/2}$	17,16
	431,8	$5p \ ^4P_{5/2} - 6s \ ^4P^0_{5/2}$	19,47
	435,5	$5s \ ^4P_{5/2} - 5p \ ^4D^0_{7/2}$	16,83
	458,3	$5p \ ^4D_{5/2} - 6s \ ^4P^0_{3/2}$	19,57
	461,9	$5s \ ^4P_{3/2} - 5p \ ^2D^0_{5/2}$	17,37
	473,9	$5s \ ^4P_{5/2} - 5p \ ^4D^0_{5/2}$	16,87
	476,6	$5s \ ^4P_{3/2} - 5p \ ^4D^0_{5/2}$	16,87

величини струму **БЕКР** були лінійними. Це зумовлено незначним збільшенням амплітуди імпульсів струму **БЕКР** і лінійною формою залежності їх частоти повторення від величини середнього струму та напруги на голках. Переважання інтенсивності випромінювання смуги **KrCl(B-X)** над смугою **HeCl(B-X)** зумовлено більшим вмістом основного робочого газу (**R**) в суміші і меншим її тиском.

При збільшенні тиску газової суміші в межах 100-300 кПа спостерігалось і наближено пропорційне зростання інтенсивності випромінювання молекул **RX***. Це зумовлено зростанням коефіцієнтів рекомбінації іонів R^+_2 і CГ в даному діапазоні тисків буферного газу і збільшенням густини **R(m)**, R^+ , CГ . В **БЕКР** на суміші $P(\text{He})/P(\text{Kr})/P(\text{Xe})/P(\text{HCl}) = 350/3/0,4/0,1$ кПа було реалізовано двохвильовий режим роботи експлексної лампи з одночасним випромінюванням смуг 222 нм **KrCl** і 308 нм **HeCl** при близьких за величиною інтенсивностях [19].

Таким чином, дослідження характеристик багатоелектродного коронного розряду додатної полярності

в системі електродів "голки - сітка" на сумішах інертних і молекулярних газів показало:

- для газових сумішей з парціальними тисками $p(\text{He})=100-350$ кПа, $p(\text{R})=1-5$ кПа, $p(\text{HCl}, \text{H}_2\text{O}, \text{N}_2) \leq 0,05-0,4$ кПа і середніх струмах розряду $I_{\text{ср.}}=0,1-1,0$ мА він реалізується в формі однорідного набору тонких плазмових ниток - стримерів;

- вольт - амперні характеристики **БЕКР** мають області з від'ємним опором і гістерезисом при значних середніх струмах та збільшеному парціальному тиску важких інертних газів в робочих середовищах;

- опромінювання плазми стримерної корони азотним лазером з довжиною хвилі $\lambda=337,1$ нм і густиною енергії в імпульсі $0,5$ мДж/см² затруднює розвиток нестійкості розряду, яка пов'язана з хемііонізацією, і дозволяє перерозподіляти середній струм багатоелектродного коронного розряду між його однорідною та неоднорідною стадіями;

- в спектрах випромінювання плазми стримерної корони на інертних газах з малими домішками пари води і повітря найбільш інтенсивними були системи смуг **ОН(А-Х)**, **N₂(С-В)**, **N⁺₂(В-Х)** та спектральні лінії **XeI(6s-7p)**, **KrI(5s-6p)**, а на контрагованій стадії - спектральні лінії іонів **Kr⁺***; на резонансній смузі гідроксилу **ОН(А-Х)** з $\lambda=308$ нм може бути розроблено селективне широкоапертурне джерело випромінювання;

- найбільш інтенсивними в спектрах випромінювання плазми **БЕКР** на сумішах **He/Kr(Xe)/HCl** були смуги з довжинами хвилі $\lambda=308$ нм **XeCl**, 222 нм **KrCl** при спектральній ширині 2-3 нм, що представляє інтерес для розробки квазістаціонарного передіонізатора поперечного об'ємного розряду в **R***- і **RX***-лазерах та простих ексиплексних ламп високого тиску з підвищеною робочою апертурою;

- в видимій ділянці спектру виявлено утворення атомів **Xe(7p,6p)** і **Kr(6p,5p)** при невеликих розрядних струмах та збуджених іонів **R** при підвищеному струмі розряду і викому тиску газової суміші;

- найбільш імовірними механізмами утворення ексиплексних молекул в стримерній короні є реакції **R⁺(R⁺²) + Cl⁻ + (He) → RCl* + (He,R)**; утворення збуджених атомів **Kr** і **Xe** може відбуватися в процесі дисоціативної рекомбінації іонів **R⁺²** з електронами, а їх збуджених іонів - в реакціях передачі енергії від метастабільних атомів, молекул інертних газів або при взаємодії метастабільних атомів **He(m)** з іонами **R⁺** в основному стані.

1.5. Механізм запалювання та параметри коронного розряду з живленням додатною напругою в повітрі атмосферного тиску

При поданні додатної напруги на голку в системі «голка-площина» у повітрі атмосферного тиску при нормальних умовах спостерігаються різні фази горіння коронного розряду, між якими стійко реєструється дискретний перехід, а кінцевим станом даного розряду може бути слабострумова іскра або жевріючий розряд атмосферного тиску [22, 23].

Нерівноважна низькотемпературна плазма атмосферних газів є ефективним джерелом хімічно активних частинок, які є екологічно безпечними і можуть використовуватись для біохімічної обробки газів та рідин, а також для модифікації поверхні полімерних плівок. При модифікації поверхні термочутливих плівок за допомогою бар`єрного розряду плівки розміщують прямо в бар`єрному розряді, де вони часто зазнають локальних пошкоджень внаслідок електричного пробою.

В праці [23] запропоновано для модифікації поверхні полімерних плівок використовувати контрагований жевріючий розряд в повітрі, який формується в імпульсному додатному **КР** (система «голка-напівлощина»), а після виноситься потоком газу до поверхні, яка потребує обробки. При цьому, струм проходить паралельно поверхні плівки і лише контакує з нею.

Розглянемо сучасний стан дослідження механізму запалювання додатного коронного розряду в повітрі при нормальних умовах.

При напрузі, яка мало перевищує напругу запалювання спостерігається особлива форма горіння коронного розряду, яка не пов'язана з перехідними процесами. В праці [22] її названо «**первинна стримерна форма**». Їй відповідає горіння короткого стримерного каналу, який локалізований біля вістря голки. Довжина стримера складала ~ 2 мм при довжині міжелектродного проміжку 10,5 мм. Для різних зразків електродів інтервал напруг для цієї фази додатної корони складав (0,1-0,5) кВ з струмом насичення в діапазоні (0,05-1) мкА.

Далі після перехідної фази спостерігається **лавинна форма** додатної корони, для якої характерним є ріст розмірів генераційної зони коронного розряду і утворення стримерного каналу. Збільшення розмірів зони іонізації розряду може бути зумовлено тим, що об'ємний заряд «згладжує» спад напруженості, тому поле слабне до критичних значень на більших віддальх.

При збільшенні потужності корони вона переходить в фазу **контрагованого розряду**, для якого характерний сильне збільшення величини струму при незначному зростанні напруги. При цьому, виникає рухомий контрагований плазмовий канал, який перемикає розрядний проміжок. В праці [22] допускається, що може відбуватися стримерний пробій, який не переходить в лідерний пробій внаслідок малої вихідної потужності джерела живлення.

Після стримерного пробою підбувається поступове заряджання конденсаторів джерела постійної напруги до настання чергового пробою і т.д.. При цих умовах контрагована форма коронного розряду визначається не лише системою електродів, а на перше місце виходять параметри зовнішнього кола.

Більш детально питання формування контрагованого жевріючого розряду на основі додатної корони в повітрі розглянуто в праці [23].

Нестационарний розряд у потоці атмосферного повітря ($V = 5-50$ м/с) запалювався в системі електродів «голка-півплощина» при міжелектродній віддалі 4-8 мм. Електричне живлення коронного розряду забезпечувало перенапругу, яка в 2-3 рази переважала напругу запалювання стаціонарної додатної корони, але цього було замало для виконання критерію Міка-Ретера для переходу лавини в стример. Світлини цього коронного розряду показали, що в середньому він горить як би в дифузному режимі, хоча окремі нитки струму теж чітко проглядались.

Амплітуди пульсацій струму були не постійними, але в більшості випадків знаходились в діапазоні струмів $I = 0.8$ А. Тривалість цуга імпульсів струму і їх число в цугі знаходилась в межах (0,5-2) мс і 5-20, а тривалість паузи між цугами складала 0,5-1,5 мс.

Реєстрація імпульсів струму з більш високим розділенням виявила наступне:

- а). кожен імпульс струму складається з двох частин, перший – відповідає стримерному передпробою, тобто перекриттю стримерами всього проміжку, а другий – більш повному електричному пробою за рахунок формування іскри;
- б). в дальнішому пробій проміжку міг розвиватися за двома різними сценаріями; 1 – струм залишається малим близько 200-300 мкА аж до наступного пробою, який наставав через 30-50 мкс; 2 – струм швидко

наростав до 4-6 мА і підтримувався на цьому рівні біля 100 мкс, після чого зменшувався до 200-300 мкА, а після - через декілька мікросекунд, відбувався новий пробій проміжку.

Ретельне співставлення осцилограм струму з ЕОП – світлинами пульсуючого розряду при стримерно-іскровому пробіі показало, що при першому сценарію спостерігалась наступна послідовність зміни режимів в межах одного періоду струмових пульсацій: **УК – С – І – УК**, де **УК** – ультракорона, **С** – стримери, **І** – іскра.

Другий сценарій розвивався в наступній послідовності: **УК – С – І – ЖР – УК**, де **ЖР** – контрагований жевріючий розряд атмосферного тиску. В цьому випадку після згасання іскри плазмовий канал повністю не розпадався, а зберігався досить довго у вигляді плазмового шнуру контрагованого розряду. Далі плазмовий шнур виносився потоком з міжелектродного проміжку.

Характерні заряди, які переносяться ультракороною, стримером, іскрою і контрагованим жевріючим розрядом на протязі одного періоду пульсацій в середньому оцінюються, відповідно, як 10^{-8} , $(0,5-3) \cdot 10^{-8}$, 10^{-7} , $(3-7) \cdot 10^{-7}$ Кл.

Звідси випливає, що енергія, яка виділяється в одному періоді у плазмовому шнурі жевріючого розряду, більш ніж на порядок переважає енергію, що виділяється стримерами. Характерна енергія, що виділяється однією іскрою, близька до 10^{-3} Дж (або рівна питомому енерговнеску до $3 \cdot 10^3$ Дж/г [23]).

Дослідження розподілу випромінювання вздовж газового потоку хімічно активних частинок (молекул азота – смуга 337,1 нм; радикалів гідроксила – смуга 306 нм та атомів кисню спектральна лінія – 777,2 нм) показало, що перша просторова ділянка з координатами -3 мм до $x=0$ мм (положення вістря) характеризується високою інтенсивністю випромінювання іскр, які формувались за обома сценаріями. Друга ділянка ($x = 0-8$ мм) була

малоінтенсивною і формувалась за рахунок випромінювання плазмових шнурів жевріючого розряду, які виносились потоком газу.

На основі спектрів випромінювання з нерозділеною обертовою структурою смуг 0-0 і 1-0 другої позитивної системи молекули азота були визначені просторові розподіли коливальної і обертальної температур. В умовах експеримента температура газу в плазмовому шнурі рівна вимірній обертальній температурі. При швидкості газового потоку 50 м/с коливальна температура зростала майже лінійно від 3000 до 3700 К при зміні координати «х» від -2 мм до 6 мм. Обертальна температура, при цьому, збільшувалась з 600 до 1500 К. Такий значний розрив між цими температурами показує, що плазма в контрагованому жевріючому розряді високого тиску є сильно нерівноважною, що важливо при її використанні в плазмохімії.

Проведені в праці [23] результати експериментальних досліджень і розрахунків показали, що виникнення стримерів у пульсівному режимі додатної дифузної корони ініціюється анодними нестационарними плямами, які спонтанно утворюються на поверхні коронуючого вістря. Причиною генерації на аноді нестационарних плям з високою густиною струму є розвиток в генераційній зоні іонізаційної нестійкості, що зумовлена локальним накопиченням метастабільних частинок та підсиленням внаслідок цього локальної частоти іонізації, яка слабо залежить від напруженості електричного поля.

Виникнення плями струму на аноді приводить до зменшення локального поля на вістрі. Наявність високопровідної плями струму вивільнює в генераційній зоні спад напруги біля 1 кВ, яке, перерозподілившись біля вістря, приводить до виконання умови Міка-Ретера, що необхідно для формування стримера. При цьому, перед плямою формується область, аналогічна головці стримера.

Якщо за час перезаряджання робочої ємності системи живлення пляма струму на вістрі збереглась, то реалізується другий сценарій, а якщо – ні, то – перший.

1.6. Застосування додатного коронного розряду в повітрі атмосферного тиску в електронних та іонних технологіях

Додатний коронний розряд знаходить широке застосування в системах очищення питної води [24-26], синтезу озона [24-29], руйнуванні шкідливих газових складових атмосфери [33,34], синтезу наноструктур тощо[36].

Потреби у зростанні виробництва озону стимулюють пошук більш ефективних і надійних систем його синтезу при малих витратах енергії. Робота більшості озонаторів заснована на використанні бар'єрного розряду. В цьому випадку завжди існує проблема старіння діелектрика і його пробою, що приводить до виходу з ладу всього озонатора. Тому в останній час велика увага приділяється створенню безбар'єрних озонаторів на основі коронного розряду в системі електродів «голка-площина».

З точки зору низьких витрат енергії і великого ресурсу роботи електророзрядної системи виділяється технологія очищення води за допомогою коронного розряду на її поверхню.

Дослідження знезараження води під дією коронного розряду змінного струму (50 Гц) на її поверхню виявило, що концентрація розчиненого у воді озону може досягати значної величини 70 г/м^3 , а ефективність знезараження досягала 99 % [24].

Застосування для очищення води додатного коронного розряду з багатоголкового анода дозволяє збільшити середнє електричне поле в розрядному проміжку та площу води, яка піддається обробці радикалами, і було показано,

що кількість розчиненого озону у воді складає біля 50 % загальної кількості озону, що тут утворився [25]. Питомі витрати на одержання 1г розчиненого в 1 м³ води озону складала близько 0,11 кВт год. / (г.м³).

Високі показники застосування **КР** в системах очищення води зумовлені тим, в головках стримерів напруженість електричного поля переважає пороговий рівень синтезу ($E \sim 26-30$ кВ/см) радикалів (**H**, **OH**). Проте в короні постійного струму шлях стримера в 5-10 разів менший міжелектродної віддалі (стримери не торкаються поверхні води). Використання ж імпульсного додатного **КР** дозволяє збільшити довжину стримерів до рівня міжелектродного проміжку

В праці [26] наведено результати дослідження характеристик додатного імпульсного **КР** наносекундної тривалості та результати вивчення хімічної ефективності очищення води від домішок фенолу і р-р гептану.

В імпульсній короні, що запалювалась у системі «голки – плоский рідинний катод» коли стримери досягали поверхні рідини амплітуда імпульсу стримера зростала в 5-7 разів порівняно з живлення проміжку додатною постійною напругою. Наявність на катоді навіть тонкого шару води (~ 1 мм) утруднює перехід коронного розряду в іскровий, що сприяє зростанню енергії стримерів, які бомбардують поверхню рідини.

На прикладі таких забруднювачів як фенол і гептан встановлено, що електророзрядна обробка поверхні забрудненої рідини може ефективно використовуватись для її очищення від органічних домішок. Так, енергетичних вихід по фенолу досягав 20 г/(кВт год), що 1,5-2 рази більше ніж для відомих електророзрядних технологій та 10-20 % краще, ніж при прямому озонуванні [26].

В праці [27] продемонстрована можливість збільшення виходу озону з реактора на основі імпульсної стримерної корони до 85,5 г/ кВт год за рахунок оптимізації довжини

коронуючого провідника, розмішеного всередині заземленого металевого циліндра. Для синтезу озона використовувалось неосушене повітря атмосферного тиску. Стримерна корона запалювалась від аперіодичних імпульсів напруги додатної полярності з крутістю переднього фронту більшою за 1 кВ/нс, а стала спаду напруги складала 3-7 мкс.

Досліджена залежність виходу озону $N(O_3)$ і розраховувалась величина виходу озону нормавана на запас енергії в робочому конденсаторі Y_C при різній величині його ємності – C . Результати експерименту показали, що при збільшенні параметра $L^* = L/W_C$ (L – довжина коронуючого проводу; (W_C – запасена в конденсаторі енергія) від 3,8 до 57 м питомий вихід озону (Y_C) зростає з 60 до 128 г/ кВт год [27]. Аналіз осцилограм напруги і струму розряду в реакторі виявив, що тривалість імпульсу напруги на стримерній короні зменшується при збільшенні довжини коронуючого проводу і стає мінімальною при оптимальній його довжині. Цей ефект з точки зору ефективності синтезу озону в стримерній короні є позитивном, оскільки сприяє зменшенню долі енергії, що виділяється в плазмі стримерних каналів, де ефективність дисоціації молекул кисню низька. Досягнутий вихід озону близький до рівня, який характерний для промислових озонаторів з бар`єрним розрядом.

В літературних джерелах, де наведено результати синтезу озону в коаксіальному коронному розряді «провід – циліндр» з живленням різними джерелами, відсутні узгоджені дані про вихід озону та ефективність процесу синтезу озону. Тому в праці [28] були проведені подібні дослідження на одному реакторі з живленням додатною і негативною постійними напругами, а також живленням імпульсною напругою додатної полярності.

В циліндричному коаксіальному реакторі використано коронуючий провід діаметром 0,25 мм, натягнутий по осі

циліндричного електрода з внутрішнім діаметром 57 мм. Через реактор постійно продувалось сухе повітря чи кисень з швидкістю до 1 л/с.

ВАХ імпульсної та додатної і негативної корон з стаціонарним живленням мали типову експоненційну форму. При однакових напругах найбільшим був струм негативної корони (до 3 мА при напрузі 20 кВ), а струми додатної і імпульсної корон були в 2-3 рази меншими і мало відрізнялись між собою. Максимальний струм в середовищі кисню не переважав 70 % максимального струму **КР** в повітрі (при однакових умовах).

Залежності концентрації озона від напруги для коронних розрядів різного типу показані, що максимальна концентрація озона при використанні повітря досягала 3,8 г/м³ в імпульсній короні. Використання же замість повітря кисню дозволяло суттєво збільшити (в 2 – 20 разів в залежності від типу **КР**) ефективність роботи плазмохімічного реактора. Найнижчі енерговитрати при роботі з повітрям досягались в додатній імпульсній короні (20 кВт год/кг при напрузі 20 кВ). Для промислового синтезу озона прийнятними вважаються енерговитрати в діапазоні 10-30 кВт год/кг.

При використанні кисню найбільш рентабельно проводити синтез озона в додатній короні з непервним та імпульсним живленням при напрузі на тонкому провіднику близько 10-16 кВ. Максимальна концентрація озона при цих умовах не переважала 4 г/м³.

Основною причиною високої ефективності синтезу озону в імпульсній додатній короні є її стримерний характер, оскільки в режимі часткового перемикування проміжку стримерами абсолютна кількість активних частинок в плазмі на порядок більшо ніж у коронному розряді без стримерів.

В праці [29] приведені результати дослідження додатного коронного розряду в повітрі атмосферного тиску,

яке неперервно замінювалось в системі електродів «вістря-площина» при міжелектродній віддалі 5-21,5 мм.

Стаціонарний режим додатного **KP** існував до досягнення струму $I_1 \approx 25$ мкА, а при вищих струмах на фоні постійної складової струму спостерігались короткі ($\tau \approx 100$ нс) періодичні імпульси амплітудою ~ 100 мА і частотою слідування $\sim 10^4$ Гц. Весь розрядний проміжок був перекритий факелом з великої кількості тонких плазмових ниток, що світилися і повторяли геометрію силових ліній електричного поля.

Величина постійної складової струму квадратично залежала від параметра U/h , а залежність усередненої імпульсної складової може бути описана експонентою, що вказує, на автономний характер механізмів розмноження електронів для цих складових струму. За даними праці [29], можливими механізмами розмноження електронів для постійної складової струму є процеси іонізації і лавинного розмноження електронів в сильному полі анода-вістря, а імпульсна складова струму зумовлена утворенням стримерів та процесами відлипання, що мають місце у всьому розрядному проміжку за виключенням малої генераційної зони біля вістря. Сама ж наявність постійної складової струму вказує на неможливість повного екранування вістря об'ємним зарядом і запиранням розрядного проміжку.

Імпульсний характер струму при постійній додатній напрузі живлення зумовлений утворенням досить значного об'ємного заряду. Частота повторення цих імпульсів визначалась часом розсмоктування об'ємного заряду. Величина міжімпульсного проміжку часу складала близько $\tau \sim 100$ мкс, тому швидкість розсмоктування об'ємного заряду складала $V_R = V_{DR} \sim h/\tau = 10^4$ см/с, що для експериментальних значень параметра E/N відповідає V_{DR} - швидкості дрейфу іонів. Залежність швидкості дрейфу додатних іонів через зовнішню область розряду від

експериментальних значень напруженості поля ($U/h = 6 - 10$ кВ/см) була лінійною: $V_{DR} = (0,6-1,6) \times 10^4$ см/с [29].

Частота повторення імпульсної складової струму від величини середнього струму **КР** лінійно зростала при збільшенні струму та зменшенні міжелектродної віддалі (**h**). Частота повторення знаходилась в діапазоні 3-22 кГц при зміні середнього струму додатного **КР** в діапазоні 5-105 мкА.

Таким чином, при низьких напругах на вістрі (≤ 11 кВ) відбуваються процеси лавинного розмноження електронів біля вістря-анода, в якому приведена напруженість поля достатня для іонізації газу. Електрони, іонізуючи молекули газу, відходять на анод, а додатні іони повільно дрейфують до катода. Залежність струму додатного **КР** від напруги описується квадратичною залежністю $i = AU(U - U_0)$, а струм розряду є сталим в часі.

При зростанні напруги, на границі генераційної зони формується додатний об'ємний заряд, і при досягненні напруги $U_1 \approx 11$ кВ, починає виконуватися умова лавинно-стримерного переходу $E \approx E'$, де E' - електричне поле об'ємного заряду. Від анода до катода проростає стример, який за рахунок ударної іонізації та фотоіонізації на своєму шляху іонує газ, відбиває перша ділянка імпульсної складової струму тривалістю $\tau_1 = 10$ нс.

Струм провідності в перші 10 нс існує лише біля вістря та біля «головки» стримера; процеси в генераційній зоні забезпечують постійну складову струму, а електричне коло замикається струмом зміщення.

«Головка» стримера несе потенціал, який порівняний з потенціалом на голці; напруженість електричного поля в каналі стримера мала і там ефективно відбуваються процеси прилипання електронів (переважно до молекул кисню). Оскільки рухливості додатних і негативних іонів близькі за величиною, то вони утворюють квазінейтральний плазмовий канал. При русі стримера до катода він

«деградує» і електричне поле в каналі стримера зростає, що призводить до відлипання електронів від негативних іонів. Процеси відлипання електронів і відхід електронів на голку-анод відповідальні за формування другої ділянки імпульсної складової струму тривалістю $\tau_2 = 100$ нс.

При втраті стримерним каналом електронів він заряджається додатно і частково екранує сильне поле в околі вістря, що є перешкодою до виникнення умов для чергового лавинно-стримерного переходу. Додатні іони з швидкістю V_{DR} дрейфують до катода і відновлюють умови формування нового стримера, визначаючи тим самим частоту повторення імпульсної складової струму.

В праці [30] наведено результати дослідження впливу електровід'ємних молекул на електричні характеристики розряду в системі електродів «голка-площина» на сумішах азота і кисню, який запалювався в наступних режимах:

- на голку подається постійна напруга негативної полярності, а коронний розряд існує в формі імпульсів Трічеля і в стаціонарному режимі;
- стаціонарний режим додатної корони (низькі напруги на голці (СРДК));
- нестаціонарний режим додатного коронного розряду (НСРДК)

В режимі СРДК впливу на ВАХ розряду в суміші азота з киснем, озона і парів води не виявлено.

На віддалі в декілька радіусів кривизни голкового електрода напруженість електричного поля різко зменшувалась і ставала меншою за поріг іонізації. Це веде до переважання процесів прилипання електронів над процесами їх народження в дрейфовій області додатної корони. При додатному потенціалі на вістрі, внаслідок неоднорідного розподілу напруженості електричного поля, густина електронів за межами малої генераційної зони в околі вістря є малою порівняно з густиною електронів біля вістря голки. Тому процеси прилипання електронів не

можуть суттєво впливати на провідність розрядного проміжку і **ВАХ** розряду при додаванні кисню, озону чи парів води не змінювалися.

При досягненні режиму **НСРДК** через розрядний проміжок поширювалися стримери і струм носив нестационарний характер. Збільшення концентрації електровід'ємних молекул в суміші приводило до значного росту напруги на проміжку. При додатковому введенні до суміші $N_2 - O_2$ електровід'ємних молекул виникають нові канали утворення від'ємних іонів розряді, що зменшує його провідність за рахунок прилипання електронів. Оптимальною умовою утворення негативних іонів в повітрі є наявність в проміжковій області з приведеною напруженістю поля $< 120 \text{ Td}$ і густиною електронів, що порівняна з максимальною густиною електронів в генераційній зоні розряду. При цих умовах процеси прилипання електронів переважають над процесами іонізації, що сприяє утворенню значної кількості негативних іонів, які суттєво впливають на провідність розрядного проміжка.

Таким чином, зміна електричних характеристик нестационарного режиму додатної корони в повітрі з додаванням електровід'ємних газів зумовлена процесами прилипання електронів в електричному полі стримерного каналу і слабо залежить від прилипання перед фронтом стримера.

Електродинамічні характеристики імпульсного додатного коронного розряду в системі електродів «вістря-площина» та ефективність синтезу озону досліджувались в праці [31]. Анодна система реактора складалась з 800 голкових електродів, які були коаксіально розміщені вздовж трубчатого катода при міжелектродній віддалі 0,6 см. Кисень продувався через реактор з швидкістю 0,7 і 5 л/хв. **КР** досліджувався в режимі збудження довгими високовольтними імпульсами (тривалістю до 20 мс) з

коротким переднім фронтом, високовольтними імпульсами тривалістю 300 нс і постійною напругою додатної полярності.

При застосуванні для запалювання імпульсної додатної корони високовольтних (амплітудою ~ 20 кВ), розряд в реакторі формувався при напрузі на 20-25 % меншій, ніж при живленні довгими високовольтними імпульсами с часом спаду напруги рівним близько 50 мкс. Це зумовлено впливом залишкового об'ємного заряду в міжелектродному проміжку до часу приходу наступного імпульсу напруги для коротких імпульсів. А для довгих імпульсів ізоляційні властивості розрядного проміжку до моменту приходу наступного імпульсу напруги встигають повністю відновитись.

При використанні імпульсного живлення з частотою $f = 0,1-10$ кГц енерговитрати на синтез озона зростали для імпульсів великої тривалості. Це пов'язано з тим, що для імпульсів напруги тривалістю $\tau \geq 300$ нс, струм через реактор має крім імпульсної має і досить велику постійну складову, внесок якої зростав при збільшенні частоти і зменшувався при збільшенні середньої потужності, що вносила в реактор.

При використанні для синтезу озона з кисню високовольтних імпульсів додатної полярності тривалістю, що менша за 300 нс, енерговитрати на синтез не переважали 5...6 Вт год./г.

В праці [32] проведено теоретичне моделювання дисоціації молекул CO_2 та утворення продуктів дисоціації CO , NO , SO в коронному, дуговому та іскровому розрядах в системі електродів «вістря – площа».

Нижній електрод був виготовлений з алюмінію у вигляді «гриба» з плоскою вершиною (діаметр 3,8 см), нижній – це стержень з немагнітної сталі з конусоподібним кінцем (для запалювання дуги) або комбінацією з семи мідних голок впаяних в мідну пластину з віддаллю між

ними ~ 1 мм. Величина міжелектродної віддалі складала 12-18 мм. Найбільш ефективним для синтезу CO з CO_2 при атмосферному тиску був іскровий розряд між мідними голками і пластиною, який переміщувався з одного вістря до другого.

Для оптимізації процесу синтезу CO паралельно розрядному проміжкові вмикали імпульсний конденсатор ємністю $\sim 150-1000$ пФ (частота $f = 0,3-1,2$ кГц). Максимальне напрацювання молекул CO з молекул CO_2 досягало 24,1 % за одну годину роботи при зменшенні відсоткового вмісту CO_2 близько на 33 %. Енергетичні витрати на дисоціацію однієї молекули CO_2 складають 100 еВ/моль.

Дослідження фізичних процесів, що відбуваються в електричних розрядах атмосферного тиску у системах електродів типу «вістря-площина (сітка)», які забезпечують неоднорідний розподіл напруженості електричного в міжелектродному проміжкові, залишаються актуальними для фізичної електроніки та нерівноважної плазмохімії [33]. До цієї проблеми належить і дослідження руйнування молекул CO_2 з метою одержання монооксиду карбону (CO), який знаходить широке застосування в хімічній промисловості та водневій енергетиці.

Так, в праці [33] наведено результати дослідження характеристик високовольтного імпульсного розряду ($U \leq 150$ кВ) тривалістю 0,1 – 1 мкс при частоті слідування імпульсів струму -100 Гц та синтезу в ньому молекул CO з молекул CO_2 при початкових тисках газу 0,5-1,0 Атм.

Реактор був у вигляді циліндричної труби з нержавіючої сталі довжиною 130 см і внутрішнім діаметром 11,5 см. Внутрішнім (потенціальним) електродом служив металевий провід діаметром 0,2-2 мм та різні металеві стержні, детально описані в [33].

На відміну від КР в повітрі атмосферного тиску (де свічення плазми охоплювало лише центральний провід) в

середовищі CO_2 при збільшенні напруги на центральному електроді розряд характеризувався різким зростанням струму при стабілізації напруги на деякому квазістаціонарному рівні. При цьому, розряд складався з яскравих плазмових ниток (стрімерів), які заповнювали собою весь міжелектродний проміжок. При досягненні деякого критичного струму, величина якого визначалась тиском CO_2 в реакторі, розряд трансформувався в іскру.

Максимальна ефективність напрацювання молекул CO не переважала 3,5 % і практично не залежала від того був КР з живленням постійною чи імпульсною напругою. В порівнянні з багатоіскровим розрядом [32], ефективність синтезу молекул CO в умовах праці [33] зменшувалась майже на порядок.

В останній час для потреб мас-спектрометрії стало можливим використання іонних джерел атмосферного тиску, принцип дії яких заснований на застосуванні додатного коронного розряду. Вони забезпечують експресність підготовки проби та високу чутливість мас-аналізу. Особливістю цих іонних джерел з додатним коронним розрядом є використання багатоголкового катоду на основі вуглецевих волокон [34]. Хоча на даний час уже відпрацьована технологія виготовлення матричного емітера і конструкція змінного вузла коронуючого електрода, значною проблемою в подібних пристроях залишається нестабільність іонного струму. Ця проблема зумовлена особливостями горіння додатного коронного розряду в обмеженому просторі розрядної камери та впливом на дрейф іонів діелектричних стінок камери і форми вихідного електрода.

В праці [35] наведені результати дослідження умов горіння додатного коронного розряду в малих об'ємах розрядної камери (умови і техніка експеримента приведені в [2]).

З форми **ВАХ** додатної корони при різних діаметрах розрядної камери, яка обмежена кварцовими трубками з діаметрами 3; 5,5; 10 мм [35] впливає, що напруга горіння розряду зростала при зменшенні діаметра розрядної камери. При величині струму до 10 мкА на кінці коронуючого електрода (пучок відформатованих вуглецевих волокон) спостерігалось яскраве свічення голубого кольору, а весь інший простір залишався темним. При більших струмах розряду спостерігалась поява тонкого (діаметр менший 0,5 мм) і короткого (декілька мм в довжину) плазмового стовпа червоно-оранжевого кольору, який виходив з коронуючої області розряду. При малих діаметрах камери плазмовий стовп і струм розряду були нестабільними. Лише при діаметрі камери 10 мм стовп плазми стабілізувався і його положення співпадало з геометричною віссю камери. Зміна міжелектродної віддалі в діапазоні 7,5 – 15 мм показала, що розряд нестабільний при мінімальних і максимальних міжелектродних віддальях. Найбільш оптимальною була віддаль між електродами – 10 мм. З більшої сторони ця віддаль обмежена ростом напруги горіння, а з меншої зростанням імовірності переходу розряду в іскрову форму.

Вплив розмірів розрядної камери на **ВАХ** додатного коронного розряду пояснюється впливом діелектричних стінок на умови дрейфу іонів в розрядному проміжку у середовищі нейтральних молекул. При цьому, частина іонів надходить на стінки камери, що приводить до її зарядження, яке і є причиною зменшення напруженості поля в генераційній зоні. Заряд в результаті хаотичного руху іонів в газовому середовищі є неоднорідним, що і є причиною нестабільності струму і положення плазмового стовпа в просторі.

При помпуванні газу через область коронного розряду вздовж пучка вуглецевих волокон спостерігалось зменшення напруги горіння розряду (\sim на 2 кВ). При

помпуванні газу довжина стовпа плазми зростала без порушення стабільності його горіння.

В даному пристрої при струмах коронного розряду 20-30 мкА максимальний струм іонів на колекторі, розміщеному у вакуумній камері, досягав 20 нА.

Коронний розряд в коаксіальній системі електродів «тонкий провід-циліндр» знайшов застосування для керування процесом синтезу оксидів металів методом «горячої нитки» [36].

При цьому, відбувається нагрівання металевого провідника в атмосфері повітря до температури, при якій починається окислення проводу і випаровування оксидів металу (типу молібдену чи вольфраму). Якщо продукти випаровування будуть витягуватись електричним полем в розрядній комірці, де коронуючим є провід, що окислюється, то одержимо коронний розряд з реагуючим електродом. Характеристики такого **КР** відмінні від класичного розряду в подібній системі електродів. Особливістю цієї розрядної технології синтезу і осадження продуктів на підкладку є можливість контрольованого впливу на властивості осаду.

В праці [36] наведені результати синтезу покриттів на основі оксиду молібдену в додатному і негативному коронному розряді у коаксіальній системі електродів «провід-циліндр». В коронному розряді при фіксованій напрузі на коронуючому електроді – 16 кВ [36] при збільшенні струму і зростанні температури електрода вище 850-900 К відбувається утворення оксиду молібдена, який заряджається до того чи іншого знаку, починає дрейфувати в зовнішній області **КР** приводячи до її «запирання». Струм **КР** при цьому, незалежно від знаку напруги, прямує до одного і того ж значення. Це вказує на те, що в процесі дрейфу відбувається практично повне заміщення носіїв заряду повільними іонами оксиду молібдена.

Дослідження осаду методами оптичної і рентгенівської мікроскопії показало, що в **КР** утворюються дендритні наноструктури, між якими розподілені аерогелеподібні наноструктури на основі сполуки **MoO₃** (близько на 86%).

Коронний розряд знайшов також застосування у галузі контролю [37]. Так, для встановлення порушень цілісності металевого виробу використано властивість коронного розряда запалюватися на неоднорідній поверхні металевого тросу. Коронний розряд запалюється в тому випадку, якщо в тросі є пошкоджені нитки. Пристрій дозволяє проводити контроль цілісності сталевих тросів у процесі їх виготовлення та легко піддається автоматизації.

Список літератури

1. Клайн Л.Э., Дэн Л.Ж. Самостоятельные разряды с предыонизацией, используемые для накачки лазерных сред // Газовые лазеры: перевод с англ., под ред. Мак-Даниеля И., Нигэна У. -М.: Мир, 1986. -с.461-502.
2. Баранов А.И., Гурков К.В., Ломаев М.И., Петрушев Д.П. и др. Импульсно-периодический электроразрядный лазер с управляемым разрядником низкого давления // Приборы и техника эксперимента. -1994. -№4. -с.108-111.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. -1987. -592 с.
4. Мавлютов А.А., Миськевич А.И., Саламаха Б.С. Возбуждение А-Х полос ОН в плотных инертных газах ядерными частицами высокой энергии // Оптика и спектроскопия. -1994. -Т.76, № 6. -с.949-954.
5. Шуаибов А.К., Шевера И.В. Исследование плазмы коронного разряда в смесях инертных газов с примесями паров воды и воздуха // Журнал прикладной спектроскопии. -1997. -Т.64, № 2. -с.242-248.
- 6.Белевцев А.А. Нелинейная теория коронного разряда // Тез. докл. "IV Всес. конф. по физике газового разряда". -Часть 1. -Махачкала: ДГУ. -1988. -с.15-16.
- 7.Шуаибов А.К., Герц С.Ю., Малинин А.Н., Киндрат С.С., Шевера В.С. Электронные кинетические коэффициенты для слабоионизированной плазмы на смесях Хе-CF₂Cl₂, Kr-CF₂Cl₂, Kr-Хе-CF₂Cl₂ // Ред. Журнала прикладной спектроскопии.-Минск, 1982. -26 с. Деп. ВИНТИ 10.02.82. № 1490-82.
- 8.Силаков В.П. Механизм поддержания долгоживущей плазмы в молекулярном азоте при высоком давлении. -М.: 1990. -11с. (Препринт / МИФИ 010-90).
- 9.Иванов В.А. Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов в плазме инертных газов // Успехи физических наук. -1992. -Т.192, № 1. -с.35-70.
- 10.Бочкова О.П., Толмачев Ю.А. Возбуждение ксенона при столкновениях метастабильных атомов ксенона и гелия // Оптика и спектроскопия. -1972. -Т.33, вып. 1. -с.183-186.
- 11.Henson В.L. A space-charge region model for microscopic steady coronas from points // Journal Appl. Phys. -1981. -V.52, № 2. -p.709-715.
12. Шуаибов О.К., Опачко І.І., Качер І.Е., Чучман М.П. «Лазерні джерела випромінювання та їх застосування в мікроелектроніці», Ужгород. ДВНЗ «УжНУ», фізичний та інженерно-фізичний факультети. Вид. ДВНЗ «УжНУ» «Говерла». 2009. 238 с.
- 13.Шуаибов О.К., Шимон Л.Л., Шевера І.В., Дащенко А.Й. Дослідження трансформації активного середовища електророзрядного ексимерного джерела випромінювання на сумішах He(Ar)/Xe/CCl₄ // Український фізичний журнал. -1999. -Т.44, № 5. -с.558-563.

14. Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Шевера И.В. Исследование характеристик коронного разряда на смеси инертных газов с молекулами водорода // Физика плазмы. -1996. -Т.22, № 8. -с.739-743.
15. Шуаибов А.К., Шимон Л.Л., Шевера И.В. Характеристики коронного разряда в рабочих средах импульсно-периодических ХеСl-лазеров с $\lambda=308$ нм // Квантовая электроника. -1997. -Т.24, № 1. -с.20-24.
16. Шуаибов А.К. Условия получения и оптические свойства стримерной короны в рабочих средах электроразрядных ХеСl -и КrСl -лазеров. // Оптика и спектроскопия. -2000. -Т.88, № 5. -с.875-879.
17. Shyker R., Binur Y. and Szoke A. Studies of afterglows in noble-gas mixtures. A model for energy transver in He/Xe // Phys. Rev.A. -1975. -V.12, № 2. - p.512-521.
18. Кушко А.Н., Новикова К.П., Старенкова Л.С., Ульянов К.Н. Механизм формирования импульсной короны в элегазе // Теплофизика высоких температур. -1900. -Т.28, № 2. -с.227-234.
19. Шуаибов А.К., Шевера И.В., Миня А.И. Стримерная лампа на хлоридах инертных газов // Приборы и техника эксперимента. -1997.-№ 2. -с.151-152.
20. Коваль Б.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Фомин Е.А. и др. Мощная широкоапертурная эксимерная лампа // Приборы и техника эксперимента. -1992. -№ 2. -с.244-245.
21. Шуаибов О.К., Шевера И.В., Шимон Л.Л., Соснін Е.А. «Сучасні джерела ультрафіолетового випромінювання: розробка та застосування». Навчальний посібник. Ужгород-Томськ. Видавництво УжНУ «Говерла». 222 с.
22. Афанасьев С.Б., Лавренюк Д.С., Петрушенко И.Н., Стишков Ю.К. Некоторые особенности коронного разряда в воздухе // Журнал технической физики. 2008. Т.78, № 7. с.30-34.
23. Акишев Ю.С., Апонин Г.И., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Панькин М.В., Петряков А.В., Трушкин Н.И. // Физика плазмы. 2008. Т.34, №4. с.347-360.
24. Suarason J., Mudura M., Chiro R. A novel tipe ozonier for wastewater treatment // J. of Electrostatics. 2005. № 63. p.831-837.
25. Белинский В.В., Божко И.В., Чорный Д.В. Коронный разряд на поверхность электропроводящей жидкости и его использование для обработки воды // Технічна електродинаміка. 2007. № 2, с.9-14.
26. Белинский В.В., Божко И.В., Чарный Д.В. Импульсный коронный разряд на поверхность электропроводящей жидкости и его использование для обработки воды // Технічна електродинаміка. 2010. № 3, с.21-27.
27. Гордееня Е.А. О повышении эффективности генерации озона в стримерном коронном разряде // Письма в ЖТФ. 1995. Т.21, вып. 17. с.28-32.
28. Токарев А.В. Сравнительные характеристики синтеза озона в коронных разрядах // Вестник КРСУ. 2008. Том.8. № 10. с.106-110.
29. Голота В.И., Завада Л.М., Кадолин Б.Б., Карась В.И., Пащенко И.А., Пугач С.Г. Нестационарная стадия тлеющего разряда при положительной

- полярности атмосферного давления // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения (2). 2000. № 1. с.50-53.
30. Бруев А.А., Голота В.И., Завада Л.М., Кадолин Б.Б., Карась В.И., Маньковский С.Н., Пащенко И.А., Пугач С.Г. Влияние электроотрицательных примесей на разряд атмосферного давления в $N_2 - O_2$ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения (5). 2006. № 5. с.86-90.
31. Голота В.И., Завада Л.М., Котюков О.В., Поляков А.В., Пугач С.Г. Повышение эффективности синтеза озона в системе электродов игла-плоскость и импульсным питанием // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения (2). 2006. № 5. с.91-94.
32. Березина Г.П., Онищенко И.Н., Ус В.С. Импульсная плазмохимия CO_x , NO_x , SO_x // Прикладная физика. 2002. № 2. С.34-44.
33. Березина Г.П., Мирный В. И., Омелаенко О.Л., Ус В.С. Исследование особенностей высоковольтного импульсного коронного разряда в углекислом газе и возможности использования такого разряда для разложения CO_2 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения (5). 2006. № 5. с.240-243.
34. Овсянников Н.П., Малютин А.Е., Минеев В.В. Ионный источник атмосферного давления на коронном разряде // Научное приборостроение: Межвуз. Сб. науч. Трудов. Рязань. 2005. Т.1. с.41-51.
35. Малютин А.Е. Особенности горения коронного разряда в ограниченном пространстве // Вестник РГРТУ. Рязань. 2007. Вып.21. с.1-4.
36. Ниязалиев И.А., Токарев А.В. Характеристики коронного разряда с реагирующим электродам и синтез аэрогелеподобного оксида молибдена // Вестник КРСУ. 2010. Том.10. № 5. с.122-126.
37. Ковалевський С.В., Сокур С.В. Застосування коронного розряду у технологіях // Вісник ЖДТУ. 2011. № 3(58). с.56-58.

2. НЕГАТИВНИЙ КОРОННИЙ РОЗРЯД В РОБОЧИХ СЕРЕДОВИЩАХ ЛАЗЕРІВ ТА ЛАМП ВИСОКОГО ТИСКУ НА ПЕРЕХОДАХ АТОМІВ ІНЕРТНИХ ГАЗІВ І ЕКСИМЕРНИХ МОЛЕКУЛ

В другому розділі наводяться результати систематичних досліджень електричних та оптичних характеристик багатоелектродного коронного розряду негативної полярності в сумішах інертних газів та молекул водню: He/Ne , $\text{He/Ne/H}_2(\mathbf{R})$, He/R і $\text{He/R}_1/\mathbf{R}_2$ (де $\mathbf{R}=\text{Ar, Kr, Xe}$).

Основним буферним газом служив гелій при тисках $p = 100\text{-}350$ кПа. В міжелектродному проміжку запалювався однорідний стаціонарний розряд високого тиску, який займав більшу його частину. Такий розряд за нелінійною теорією коронного розряду в інертних газах [1] є проміжковим між жеврючим і коронним. Нелінійності цього коронного розряду зумовлені наявністю процесів, які викликають спад напруженості електричного поля біля електрода, що коронує, з ростом величини струму. При цьому, в іншій частині розрядного проміжку вона зростає за рахунок збільшення величини об'ємного заряду. Тому ВАХ розряду може ставати неоднозначною. Розрізняють два типи нелінійностей в негативному коронному розряді у інертних газах. Нелінійності першого типу зумовлені процесами іонізації, які нелінійні за величиною концентрації заряджених і збуджених частинок. Утворення цих частинок, як і у випадку класичного КР в повітрі атмосферного тиску, відбувається переважно в малій області розрядного об'єму біля поверхні електродів з малим радіусом заокруглення робочої частини. Ця нелінійність найбільш характерна для коронного розряду в інертних газах, де основну роль відіграють процеси хемііонізації метастабільних частинок. Струм коронного розряду $i = I/I_6$ є функцією двох керуючих параметрів $i = (U, C)$; $U = U/U_6$ де :

U – напруга на розрядному проміжку, I_0 , U_0 – деякі базові значення струму і напруги. Параметр $C = \beta L^2 I_0 / D_m^2$ де: D_m – коефіцієнт дифузії метастабільних атомів, L – коефіцієнт, який рівний відношенню характерних часів дифузійного виносу метастабільних атомів з розрядного проміжку та їх дезбудження в процесах хеміонізації. При $C > C_{зб}$ ($C_{зб}$ – відповідає точці «збірки», оскільки математично ця нелінійність описується теорією катастроф) коронний розряд бістабільний і його **ВАХ** має **S** – подібний вигляд. Перехід від малих до великих струмів відбувається стрибком, а обернений перехід супроводжується явищем гістерезису.

Нелінійності другого типу зумовлені лінійними (за концентраціями заряджених і збуджених частинок плазми) процесами іонізації, швидкості яких сильно залежить від величини розрядного струму. Така ситуація виникає при підвищених струмах коронного розряду і порівняно невеликому (≤ 10) відношенні величини міжелектродного проміжку до радіуса кривизни коронуючого електрода. Об'ємний заряд, при таких умовах, настільки сильно вирівнює електричне поле в розрядному проміжку, що ударна іонізація відбувається у всьому об'ємі і розряд стає проміжним між коронним і жевріючим. Зростання струму вище деякого критичного значення приводить до падіння напруги на проміжку. Наведені нижче результати експериментів з **БЕКР** відповідають умовам реалізації нелінійності коронного розряду другого типу, оскільки відношення радіуса кривизни голок до міжелектродної віддалі знаходилось в діапазоні 5-30.

Приводяться також будова, умови та результати використання бар'єрного коронного розряду в ексимерних вакуумно-ультрафіолетових лампах на димерах важких інертних газів та лампах видимого діапазона на **B→X** смугах галогенідів меркурію.

Розглянуто результати дослідження впливу на характеристики негативної корони в електрододатних газах зовнішніх умов її запалювання: швидкості примусового продуву газів через міжелектродний проміжок, вплив розміщення голок в БЕКТ на максимальний струм розряду тощо.

2.1. Характеристики негативного багатоелектродного коронного розряду на сумішах He/Ne,(Ar, Kr)

Досліджувались електричні характеристики і випромінювання електророзрядної плазми на основі гелію та сумішей He/Ne(Ar,Kr). Результати, які представлені в даному пункті, опубліковані в наших працях [2-13].

2.1.1. Просторові і електричні характеристики

Багатоелектродні коронні розряди в гелії та сумішах He/Ne(Ar,Kr) спостерігалися в формі просторово-однорідних плазмоутворень, які заповнювали більшу частину міжелектродного проміжку. В БЕКР на основі гелію при тисках $p \geq 300$ кПа, реєструвалися регулярні низькочастотні пульсації струму з частотою $f=10-1000$ Гц. В праці [14] вони розглядалися як такі, що зумовлені іонізаційною нестійкістю плазми. Більш ретельно пульсації струму негативної корони в електрододатних газах (азоті, аргоні) і деяких електронегативних газах були досліджені групою дослідників з Національного університету «Львівська політехніка» і коротко підсумовані в [15], в працях російських фізиків [16,17] (Акішев Ю.С. та інші), та ряду інших дослідників [18].

ВАХ багатоелектродного коронного розряду в інертних газах приведені на рис.2.1 та 2.2.

Найбільш стійкий **БЕКР** запалювався при підвищених тисках гелію і характеризувався максимальним діапазоном робочих напруг (3-6) кВ.

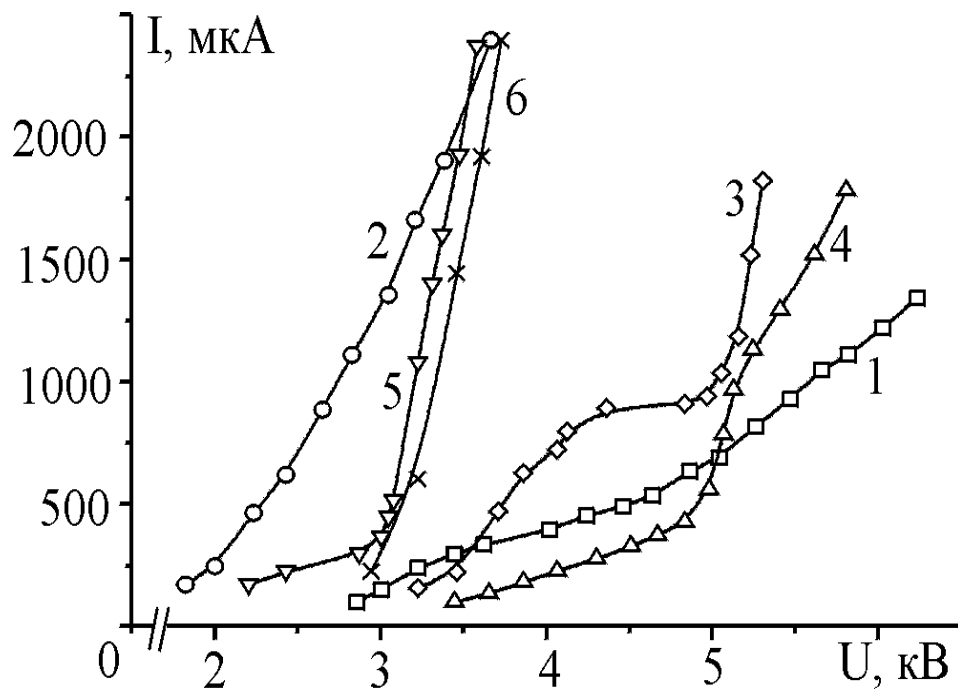


Рис.2.1. Вольт-амперні характеристики біполярного коронного розряду з одним (1, 2) і двома (3, 5) рядами голок та уніполярного коронного розряду (4, 6) з двома рядами голок: 1, 3, 4 - $p(\text{He}) = 300$; 2, 5, 6 - 150 кПа [5].

Для уніполярного **БЕКР** вона може бути апроксимована двома прямими з точкою злому при напрузі $U=4,8$ кВ, а для біполярного розряду вольт-амперна характеристика - нелінійна при низьких напругах і лінійна при напрузі більшій за 5 кВ. В усьому діапазоні напруг живлення струм біполярного **БЕКР** більший за струм відповідного уніполярного розряду.

При невеликих домішках до гелія або суміші **He/Ne** газів **Ar** чи **Kr** початкова ділянка **ВАХ** при тисках $p \geq 300$ кПа ставала лінійною, а при подальшому збільшенні напруги живлення на **ВАХ** з'являлись ділянки з від'ємним опором і петлями гістерезиса (рис.2.2). При підвищених

тисках суміші **He/Хе** ($p \geq 250$ кПа) форма **ВАХ** була близькою до квадратичної [19]:

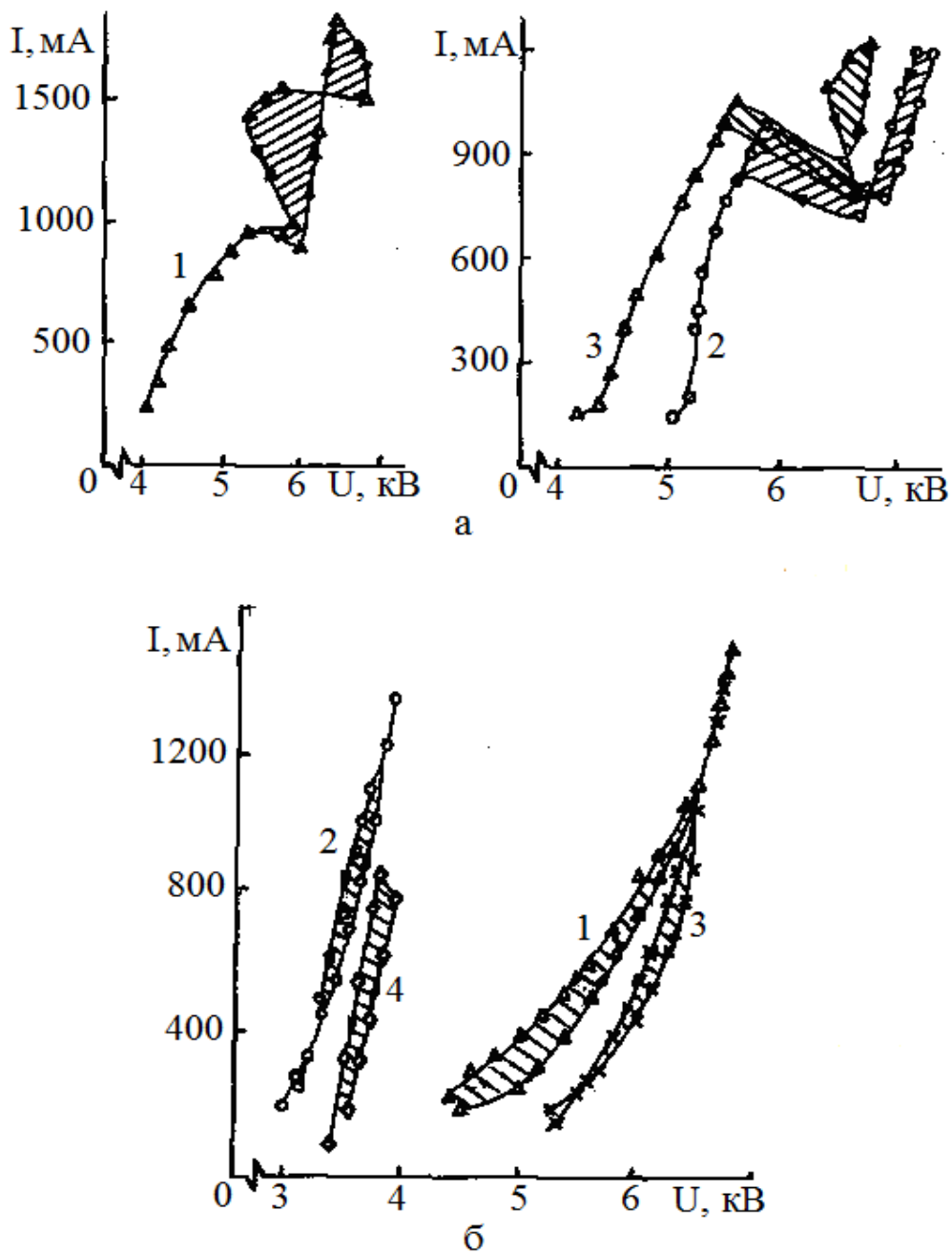


Рис.2.2. Вольт-амперні характеристики негативного коронного розряду в системах "голки-сітка" (1,3) та "голка-площина" (2), який запалювався в наступних газових сумішах: а). $p(\text{He})/p(\text{Ar}) = 300/2,8$ (1); $p(\text{He})/p(\text{Kr}) = 300/2,8$ кПа (2, 3); б). $p(\text{He})/p(\text{Xe}) = 300/4$ (1,3); 150/4 кПа (1, 2 - біполярний розряд, а 3, 4 - уніполярний) [11].

$$I = \alpha \cdot (U - U_0)^2, \quad (2.1)$$

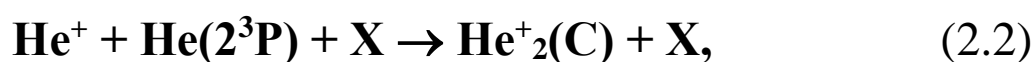
де : α - стала, U_0 - потенціал запалювання розряду. При напрузі $U=6,3$ кВ і тиску газової суміші 300 кПа (залежності 3 і 4 на рис. 2.2.(б)) спостерігалось контрагування **БЕКР**, яке виражалось в згасанні однорідного розряду між вістрями голок та сіткою (або пластиною) та формуванням тонкого плазмового каналу. При напругах, менших за 6,3 кВ, розряд існував лише в стаціонарному режимі, області з від'ємним опором (від'ємний нахил **ВАХ**) були відсутніми. Контрагування цих розрядів при напрузі $U=6,0-6,3$ кВ супроводжувалось пульсаціями струму з частотою 3-5 кГц і було не так явно вираженим. В залежності від атомної ваги та парціального тиску важкого інертного газу в сумішах **He/R** змінювались і умови переходу **БЕКР** в контрагований стан.

Так, при високих парціальних тисках гелія в сумішах **He/R** ($p \geq 200$ кПа) не контрагований розряд запалювався при тисках $p \leq 4; 8$ і 12 кПа, відповідно, для розряду в сумішах з участю атомів **Xe**, **Kr** та **Ar**. Генерація пульсацій розрядного струму **БЕКР** при деяких значеннях напруги на розрядному проміжкові може розглядатись як прояв динамічного контрагування розряду. Причиною виникнення пульсацій розрядного струму в цьому випадку є наявність ділянки **ВАХ** з від'ємним опором і генерація автоколиваний при баластному опорі в системі живлення більшому за 0,5 МОм [20].

Фізичними причинами контрагування **БЕКР** є нелінійна залежність швидкості іонізації (хемііонізація метастабільних атомів **R(m)** та метастабільних молекул **R₂(m)**) від величини густини електронів плазми, наявність кулонівських зіткнень між електронами та нерівномірне нагрівання газового середовища.

2.1.2. Розподіл інтенсивності в спектрах випромінювання плазми

Типові спектри випромінювання плазми негативного БЕКР в середовищах, які ми досліджували, представлені на рис.2.3. В спектрах випромінювання гелієвої плазми біполярного коронного розряду при високих тисках в широкій спектральній області реєструвалося лише неперервне випромінювання. При зменшенні тиску гелію до $p = 100-150$ кПа інтенсивність неперервного випромінювання різко зменшувалась і в спектрах появлялись спектральні лінії випромінювання збуджених атомів гелію. Основні спектральні лінії випромінювання атома гелію та їх відносні інтенсивності наведені в таблиці 2.1. Неперервне випромінювання гелію добре ототожнювалося з електронним переходом молекули $\text{He}^+_2(\text{C}^2\Pi_u-\text{A}\Sigma^+_u)$ [21]. Аналіз спектрів випромінювання гелієвої лампи високого тиску, проведений в праці [22], показав, що основними реакціями, пов'язаними з випромінюванням молекулярного континуума He^{+*}_2 , є :



де: X - атом гелію, електрон або якась інша частинка, $n = 2, 3, 4$.

Спонтанний розпад збуджених станів молекули He^{+*}_2 відбувається в процесі:

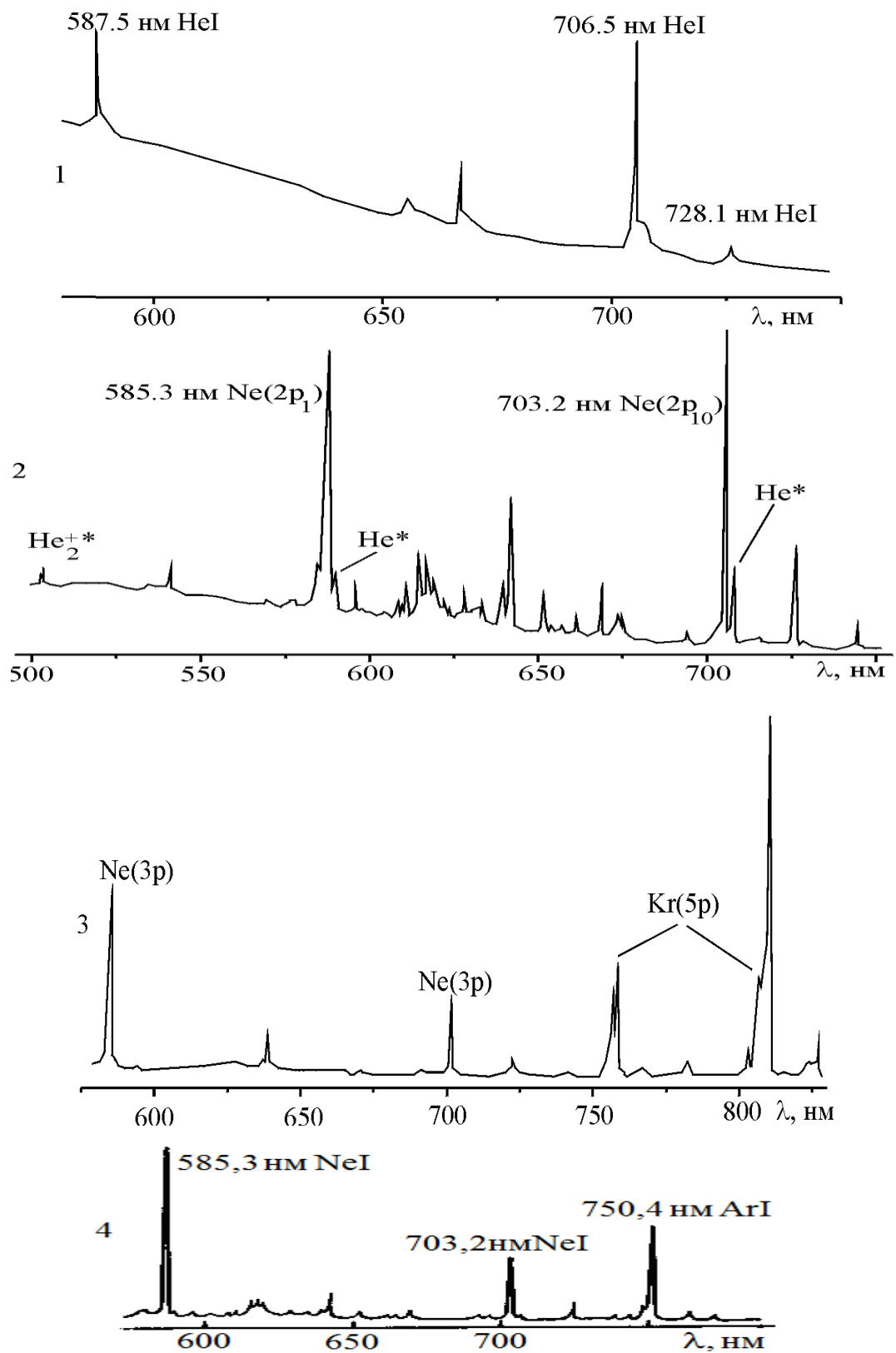
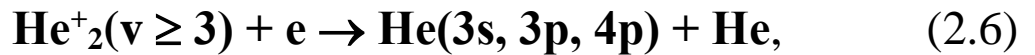


Рис.2.3. Спектри випромінювання плазми коронного розряду:
 $P(\text{He})=150$ кПа, $I_{\text{cp.}}=1,5$ мА, БП (1);
 $P(\text{He})/P(\text{Ne})=300/2,8$ кПа, $I_{\text{cp.}}=0,6$ мА, УП (2)
 $P(\text{He})/P(\text{Ne})/P(\text{Kr})=270/32/2,7$ кПа, $I_{\text{cp.}}=0,9$ мА, УП (3)
 $P(\text{He})/P(\text{Ne})/P(\text{Ar})=300/15/2$ кПа, $I_{\text{cp.}}=1,2$ мА (4) [5].



Ефективні перерізи ступінчатого збудження метастабільних атомів гелію електронами приведені в табл.2.1. Дані по розподілу парціальних коефіцієнтів дисоціативної рекомбінації на ці стани для атома гелію в працях [22,23] відсутні.

Основною особливістю реакції :



є необхідність в коливальному збудженні іонів $\text{He}^+_2(v)$ [24]. Як випливає з таблиці 2.1., розподіл відносних інтенсивностей випромінювання спектральних ліній атомів гелію не відповідає розподілу перерізів ступінчатого збудження спектральних ліній HeI , тому більш імовірним є утворення збуджених атомів He в результаті реакції (2.6.). Відсутність в спектрах випромінювання плазми коронного розряду смуг молекули He^*_2 пов'язано з більш сильною залежністю інтенсивності випромінювання молекулярних смуг гелію від температури електронів ($\sim T_e^{-1,5}$), ніж інтенсивності випромінювання атомарних спектральних ліній з енергетичних рівнів $n=3;4$ ($\sim T_e^{-0,5}$). Імовірно, що в зовнішній області коронного розряду, який досліджувався нами, температура електронів переважала 300 К, що робить дисоціативну рекомбінацію молекулярних іонів He^+_2 по молекулярному каналу малоефективною [25].

В спектрах випромінювання плазми **БЕКР** на сумішах He/Ne найбільш інтенсивні спектральні лінії відповідали переходам з $3p$ - станів атомів неона. В таблиці 2.2. представлені відносні інтенсивності випромінювання спектральних ліній атомів неона. В цій таблиці приводиться також розподіл відносних потоків квантів випромінювання

з $3p$ - станів атома неону (F^{3p}_{2p}) для уніполярного коронного розряду та післясвічення повздовжнього імпульсного розряду в суміші He/Ne за даними праці [26].

Як впливає з таблиці 2.2., при близьких складах сумішей, але при суттєво різних повних тисках газового середовища, розподіли корелюють між собою, що підтверджує рекомбінаційний механізм заселення атомів $Ne(3p)$ і в умовах нашого експеримента.

Додавання до He/Ne - суміші атомів Ar або Kr суттєво змінювало характер спектрів випромінювання плазми коронного розряду. Інтенсивність випромінювання на переходах атомів $Ne(3s-3p)$, при цьому, зменшувалася, а основна частина випромінювання плазми розряду

Таблиця 2.1.

Найбільш інтенсивні спектральні лінії випромінювання атомів гелію в плазмі багатоелектродного коронного розряду негативної полярності при тиску $p(He)=150$ кПа (один ряд голок, $I = 1,5$ мА, біполярний розряд; два ряди голок $I = 2,1$ мА, уніполярний розряд) та ефективні перерізи їх ступінчатого збудження ($\sigma_{св}$) в максимумі [5].

λ , нм	Верхній рівень	Відносна інтенсивність		$\sigma_{св}^{макс}$, 10^{-15} см ² ,
		Один ряд гол.	Два ряди гол.	
388,9	$3p \ ^3P^0_{2,1,0}$	0,20	0,02	24
396,5	$4p \ ^1P^0_1$	0,01	-	-
447,1	$4d \ ^3D_{3,2,1}$	0,03	-	5
471,3	$4s \ ^3S_1$	0,03	-	-
492,1	$4d \ ^1D_2$	0,07	-	-
501,6	$3p \ ^1P^0_1$	0,33	0,03	3
587,6	$3d \ ^3D_{3,2,1}$	1,00	0,11	-
667,8	$3d \ ^1D_2$	-	0,23	37
706,5	$3s \ ^3S_1$	-	1,00	-
728,1	$3s \ ^1S_0$	-	0,14	-

концентрувалася на окремих електронних переходах атомів $Ar(4s-4p)$: 703,2; 750,4 нм і $Kr(5s-5p)$: 759; 760; 810,4; 811,2 нм.

Таблиця 2.2.

Розподіл відносних потоків квантів випромінювання на переходах атомів $\text{Ne}(3s-3p)$ з плазми уніполярного КР на суміші $p(\text{He})/p(\text{Ne}) = 300/2,8$ кПа при $I_{\text{ср.}} = 0,6$ мА [5] та в післясвіченні імпульсного розряду на суміші $P(\text{He})/P(\text{Ne}) = 27/0,27$ кПа [26].

Верх.рів. (позн.Пашена)	λ , нм	Інтенсивність Відн. од.	F_{2p}^{3p} , УП КР	F_{2p}^{3p} , [23]
2p₁	585,3	10,6	14,3	15
2p₂	616,4	1,6	7,7	3,8
2p₃	607,4	0,5	0,7	1,2
2p₄	667,8	3,0	8,4	4,3
2p₅	626,6	1,0	2,8	2,9
2p₆	614,3	1,9	4,4	4,8
2p₇	638,3	1,7	3,7	3,7
2p₈	650,7	1,9	4,2	5,9
2p₉	640,2	5,5	7,3	9,3
2p₁₀	724,5	7,8	46,3	49,0

2.1.3. Інтенсивності випромінювання атомів He і Ne

Типові залежності відносної інтенсивності випромінювання атомів легких інертних газів від величини струму коронного розряду наведені на рис.2.4. і рис.2.5. Найменш інтенсивним було випромінювання атомів гелію. Одержані дані по характеру залежності інтенсивності випромінювання спектральної лінії 703,2 нм атома неона від вмісту неона та загального тиску He/Ne - суміші якісно корелювали з подібними залежностями для імпульсного розряду середнього тиску [26]. Ці залежності вказують на те, що в умовах нашого експерименту "підзаселення" $2p_{10}$ -стану атомів неона за рахунок внутрімультиплетних переходів $2p_i-2p_{10}$ більш ефективно, ніж гасіння стану $2p_{10}$ атомами He і Ne. Додавання атомів Ar і Kr до суміші He/Ne змінювало характер залежності інтенсивності випромінювання атома $\text{Ne}(3s-3p)$ від величини тиску і

складу газової суміші. В цьому випадку інтенсивність випромінювання атомів неона зменшувалася з ростом тиску на порядок, в порівнянні з відповідними даними для розряду в **He/Ne**- суміші. Подібна зміна може бути пов'язана з зміною температури електронів в плазмі на основі суміші **He/Ne/Kr** або з більш значним гасінням **3p**-станів атомів **Ne** атомами криптону.

Дослідження залежності відносної інтенсивності випромінювання спектральної лінії атома **Kr(5p-5s)** з довжиною хвилі $\lambda=810,4$ нм від величини струму **БЕКР** в суміші $p(\text{He})/p(\text{Kr})=300/2,8$ кПа [4] показало, що при струмі $I_{\text{ср.}}=0,75$ мА вона з квадратичної переходить в лінійну.

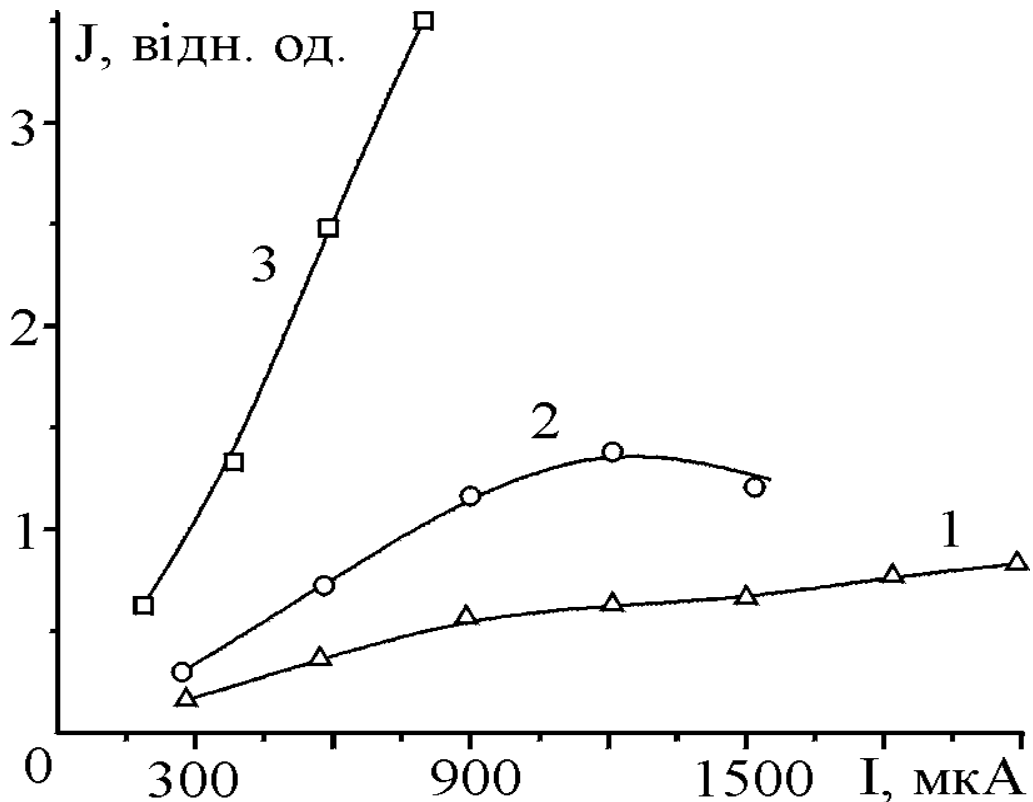


Рис.2.4. Залежність відносної інтенсивності випромінювання спектральних ліній $\lambda=706,5$ нм HeI (1) і $\lambda=703,2$ нм NeI (2, 3) від величини струму коронного розряду: $p(\text{He})=15$ (УП) (1); $p(\text{He})/p(\text{Ne})=150/1,4$ (БП) (2); $300/2,8$ кПа (БП) (3) [5].

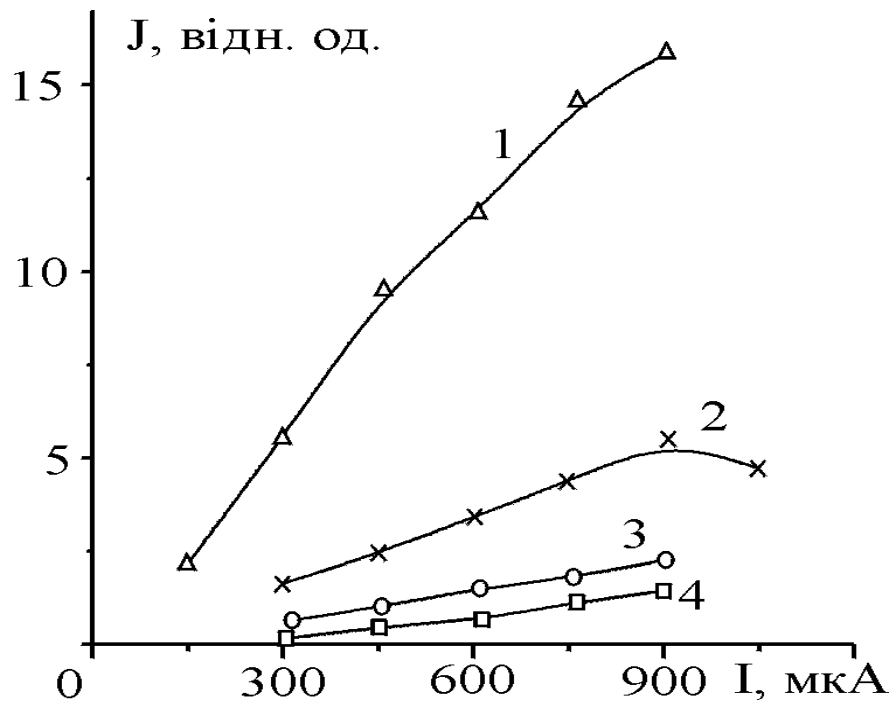


Рис.2.5. Залежність відносної інтенсивності випромінювання спектральної лінії $\lambda=703,2$ нм **NeI** від величини струму коронного розряду: $p(\text{He})/p(\text{Ne})=270/32$ (1); $135/16$ (2); $p(\text{He})/p(\text{Ne})/P(\text{Kr})=135/16/1,4$ (3); $270/32/2,8$ кПа (4) [5].

Це можливо при заміні рекомбінаційного або ступінчатого заселення прямим електронним ударом. Тому, згідно праць [28,29], величина температури електронів в плазмі наближено складає 0,8-1,0 еВ.

2.2. Дослідження впливу молекул водню на характеристики багатоелектродного коронного розряду в сумішах He/H_2 і $\text{He}/\text{Ne}/\text{H}_2$

Крім застосування в ексиплексних джерелах випромінювання на молекулах HeH^* або He_2H^* , суміш He/H_2 застосовується в лазерних джерелах випромінювання на атомах гелію з довжиною хвилі $\lambda = 706,5$ нм [30-34].

Багатоелектродний коронний розряд в сумішах $p(\text{He})/p(\text{H}_2)=50-350/5$ кПа існував в формі просторово-однорідного розряду, аналогічного коронному розряду в сумішах $\text{He}/\text{Ne}(\text{Ar},\text{Kr},\text{Xe})$. В гелії вольт-амперна

характеристика біполярного БЕКР мала форму, близьку до лінійної (рис.2.6.1). Для розряду в суміші He/H_2 на ВАХ розрізнялися уже дві фази коронного розряду, кожна з яких описувалась лінійною ділянкою (рис.2.6.2).

На рис.2.7 представлені спектри неперервного випромінювання плазми БЕКР на суміші He/H_2 і в чистому гелії. Умови збудження та реєстрації, наведених спектрів, були повністю тотожними. Для коронного розряду в гелії на фоні неперервного випромінювання, яке ототожнюється з С-А переходами молекулярних іонів He^+_2 , спостерігалися найбільш інтенсивні спектральні лінії атома He : $\lambda\lambda$ 388,9; 501,6; 587,6 нм та ряд смуг молекули гелію.

Введення в гелій невеликої кількості молекул водню ($p = 0,5-1,0$ кПа) приводило до значного зростання інтенсивності неперервного випромінювання, яке значно переважало інтенсивність випромінювання молекулярних іонів $\text{He}^+_2(\text{С-А})$. Як і для коронного розряду в гелії, в плазмі на основі суміші He/H_2 основний внесок в заселення енергетичних рівнів $\text{HeI}(n=3,4)$ дає реакція дисоціативної рекомбінації молекулярних іонів $\text{He}^+_2(v \geq 3)$ з електронами.

Збільшення парціального тиску водню від 0,1 до 3,0 кПа приводило до відчутного зменшення інтенсивності випромінювання смуг молекул He^*_2 , що вказує на наявність ланцюга плазмохімічних процесів трансформації іонів He^+_2 в молекули HeH^* .

Таким чином, невеликі домішки молекул водню до гелію значно впливають на форму ВАХ негативного багатоелектродного коронного розряду, приводять до значного зростання інтенсивності неперервного випромінювання плазми в спектральному діапазоні $\Delta\lambda = 360-650$ нм і сильного гасіння спектральних ліній атома гелію та молекулярних смуг He^*_2 . Зростання загальної інтенсивності випромінювання континуума плазми на суміші He/H_2 зумовлене утворенням молекул гідриду гелію, що приводить до відмінності в його формі при довжинах хвилі

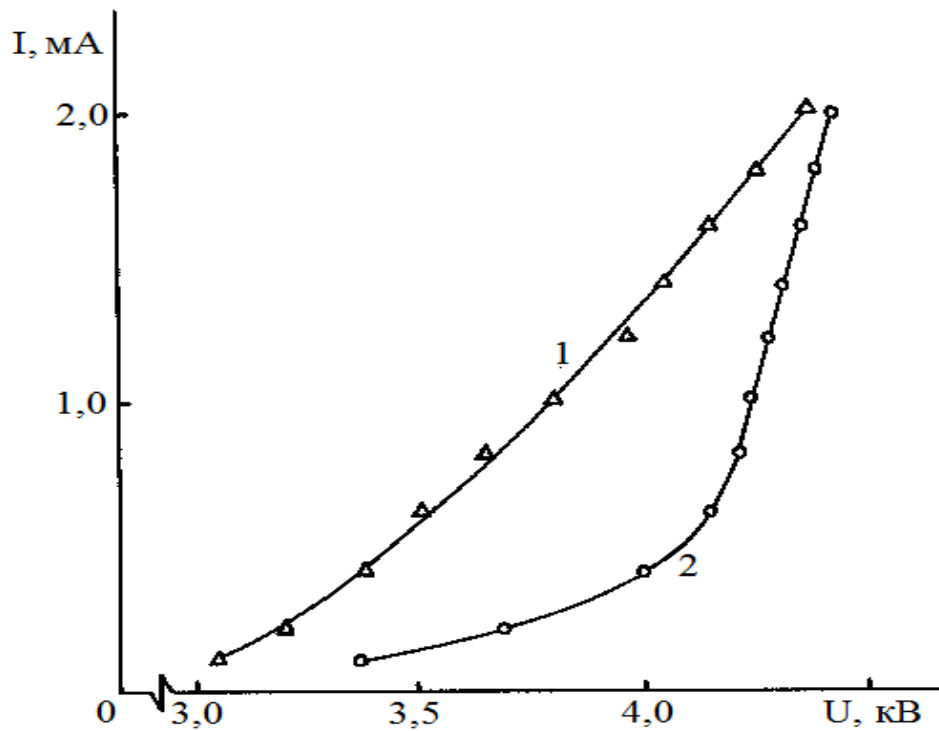


Рис.2.6. Вольт - амперні характеристики біполярного коронного розряду в газових середовищах: $p(\text{He}) = 200$ (1); $p(\text{He})/p(\text{H}_2) = 200/1,2$ кПа (2) [10].

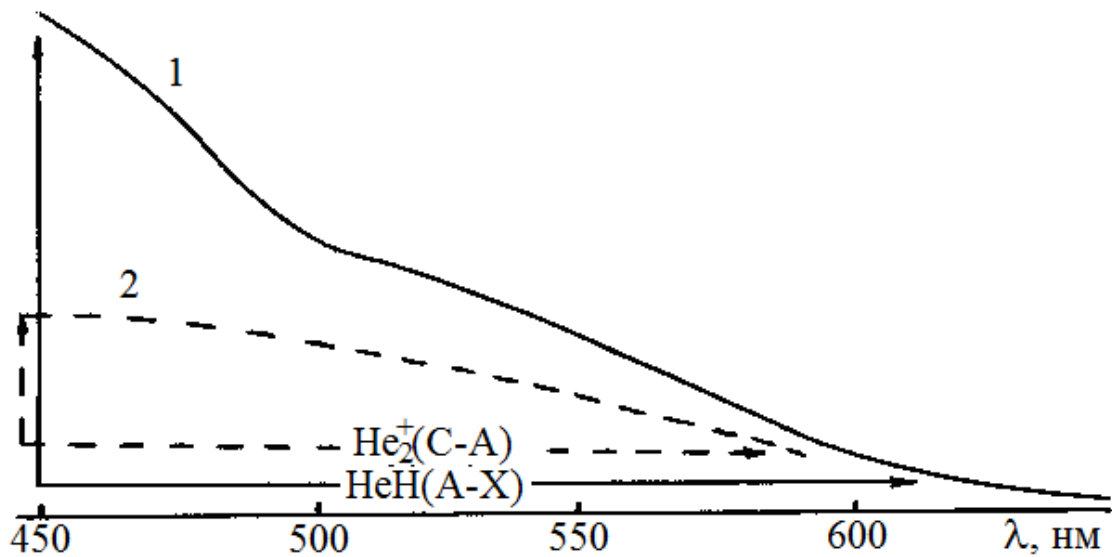
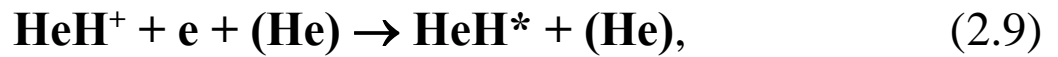


Рис.2.7. Спектри неперервного випромінювання плазми коронного розряду в суміші $P(\text{He})/(\text{H}_2) = 200/1,2$ кПа (1) і чистому гелії при $p(\text{He}) = 200$ кПа (2) та струмі $I_{\text{ср.}} = 1,5$ мА [29].

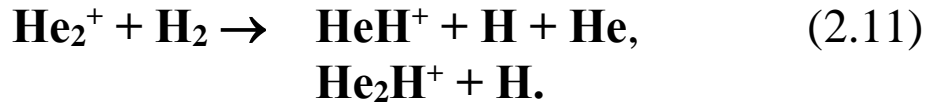
$\lambda \geq 450$ нм (рис.2.7) від континууму молекулярного іона $\text{He}^+_2(\text{C-A})$. Утворенню молекул HeH^* в плазмі на суміші He/H_2 сприяє аномально низька швидкість дисоціативної рекомбінації молекулярних іонів He^+_2 з електронами [24].

Основний стан молекул HeH^* нестійкий, а нижні збуджені стани стійкі з енергією зв'язку $\epsilon \geq 2,3$ еВ [31]. Виявлений в праці [32] ультрафіолетовий континуум молекули HeH^* з випромінюванням на довжині хвилі $\lambda=250$ нм належить переходу $\text{V}^2\Pi \rightarrow \text{X}^2\Sigma^+$, а її більш довгохвильове випромінювання відноситься до системи переходів $\text{A}^2\Sigma - \text{X}^2\Sigma$.

Утворення молекул гідрида гелію в плазмі на суміші He/H_2 відбувається в результаті наступних реакцій [33]:



В БЕКР молекули водню приводили до гасіння випромінювання збуджених атомів He за виключенням спектральної лінії $\lambda=587,6$ нм при струмах менших за 0,8 мА, що може бути пов'язано з розселенням її нижніх енергетичних станів в процесах Пеннінгівської іонізації молекулами H_2 [34, 35]. При атмосферних тисках робочого середовища одним з головних каналів утворення молекулярних іонів $\text{He}^+_2(\text{C})$ є реакція (2.4), тому в плазмі на основі суміші He/H_2 густина іонів $\text{He}^+_2(\text{C})$ зменшується. В результаті цього, молекулярний континуум $\text{He}^+_2(\text{C-A})$ трансформується в більш інтенсивний континуум молекул $\text{HeH}(\text{A-X})$. Процеси взаємодії молекулярних іонів He^+_2 з молекулами водню характеризуються значними константами швидкості і дають суттєвий внесок в утворення молекулярних іонів HeH^+ і He_2H^+ [35]:



Типові ВАХ коронного розряду в сумішах $\text{He/Ne/(H}_2\text{)}$ представлені на рис.2.8. Збільшення тиску газів приводило до розширення області існування однорідного розряду за величиною напруги живлення. В спектрах випромінювання He/Ne/H_2 - плазми (рис.2.9.) переважало випромінювання на довжинах хвиль $\lambda=585,3$ і $703,2$ нм NeI . Всі спектральні лінії атома неона спостерігалися на фоні неперервного випромінювання.

Для з'ясування механізму заселення $\text{NeI}(3p,3p')$ було проведено порівняння розподілу потоків квантів випромінювання з $3p$ -станів NeI для БЕКР на суміші He/Ne та післясвічення повздовжнього імпульсного розряду в суміші $p(\text{He})/p(\text{Ne})=27/0,27$ кПа [26], а також при збудженні суміші $p(\text{He})/p(\text{Ne})=193/4$ кПа потоком α -частинок [36]. Результати такого порівняння наведено в нашій праці [12] і були близькими до одержаних в п.2.2. (табл.2.2). В умовах праць [26,36] заселення збуджених енергетичних рівнів атомів неона - $\text{Ne}(3p,3p')$ явно відбувалося в результаті реакції дисоціативної рекомбінації молекулярних іонів Ne_2^+ з електронами. Всі три розподіли добре співпали між собою, що підтверджує рекомбінаційний механізм заселення атомів $\text{Ne}(3p,3p')$ в плазмі розряду, який досліджувався.

Виходячи з залежностей відносної інтенсивності випромінювання спектральних ліній плазми БЕКР на суміші $\text{He/Ne/(H}_2\text{)}$ від величини розрядного струму, найбільш інтенсивним було випромінювання на довжині хвилі $\lambda=703,2$ нм NeI в He/Ne - сумішах з максимальним парціальним тиском $p(\text{Ne})=40$ кПа, а зменшення вмісту неона приводило до спаду інтенсивності випромінювання атомів $\text{Ne}(3s-3p)$ (рис.2.10). Збільшення тиску гелію більше

за $p=200$ кПа також приводило до зменшення інтенсивності випромінювання на переходах $NeI(3s-3p)$.

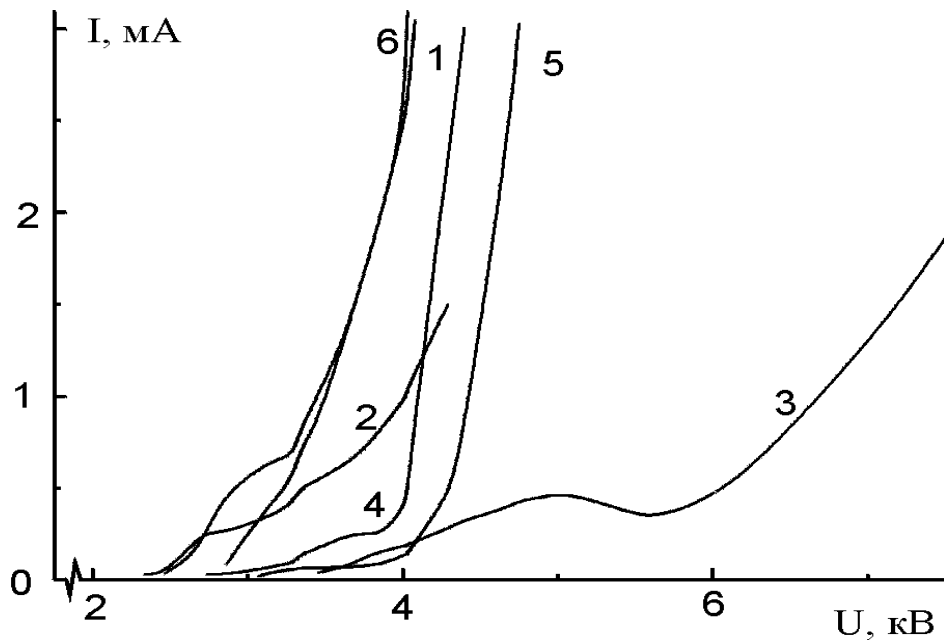


Рис.2.8. Вольт - амперні характеристики негативного багатоелектродного коронного розряду в наступних газових сумішах: $p(He)/p(Ne)=198/4$ (1), $170/32$ (2), $300/4$ (3), $p(He)/p(Ne)/(H_2)=198/4/0,8$ (4); $198/4/2/$ (5), $198/2/2$ (6) кПа [12].

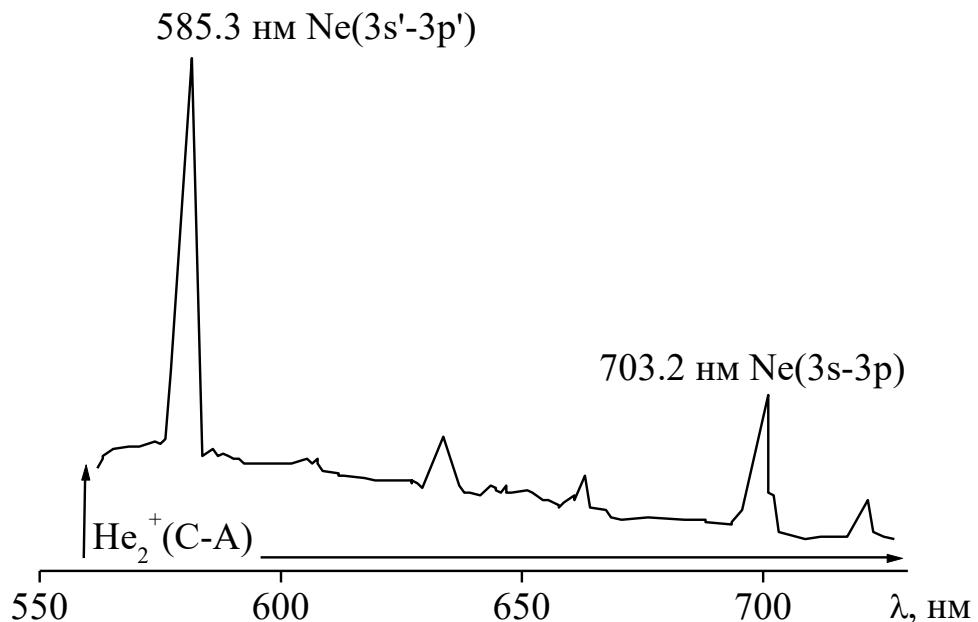


Рис.2.9. Спектри випромінювання плазми багатоелектродного коронного розряду в суміші $p(He)/p(Ne)/p(H_2)=198/4/2$ кПа [12].

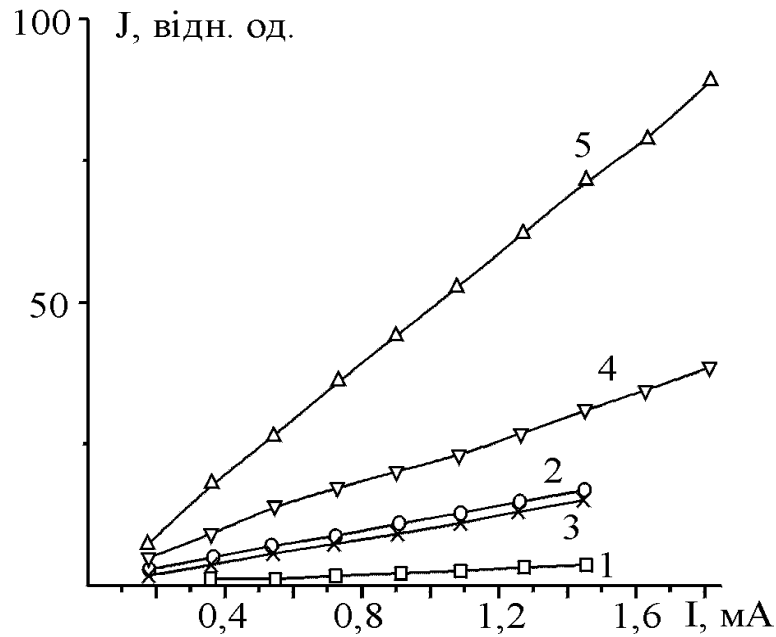


Рис.2.10. Залежність відносної інтенсивності випромінювання плазми **БЕКР** на переходах з довжинами хвилі $\lambda=585,3$ нм (1, 2, 4) і 703 нм (3, 5) **NeI** від величини розрядного струму в сумішах: $p(\text{He})/p(\text{Ne})/P(\text{H}_2)=198/2/2$ (1); $160/40/2$ (2, 3); $p(\text{He})/p(\text{Ne})=160/40$ кПа (4, 5) [12].

На прикладі «жовтої» лінії атома **Ne** з $\lambda=585,3$ нм було детально досліджено вплив вмісту молекул водню на її інтенсивність в **БЕКР** в розряді на основі суміші **He/Ne/H₂** (рис.2.11). Малі домішки молекул водню ($p \leq 0,2$ кПа) приводили до зменшення інтенсивності випромінювання атомів неона, але при подальшому зростанні вмісту молекул водню їх інтенсивність проходила через максимум при тиску $p(\text{H}_2)=2$ кПа.

Наша обробка залежності $J=f(\text{H}_2)$ (для парціальних тисків водню більших за 2 кПа) по формулі для гасіння люмінісценції показала, що ефективна константа швидкості гасіння енергетичного рівня $[1/2]_0$ **NeI** молекулами водню становить $4 \cdot 10^{-11}$ см³/с. Одержане значення константи гасіння близьке до відповідної константи швидкості $k_{\text{гас.}} = 4,6 \cdot 10^{-11}$ см³/с [37], вимірної в післясвіченні імпульсного плазмового джерела електронів. Тому зменшення

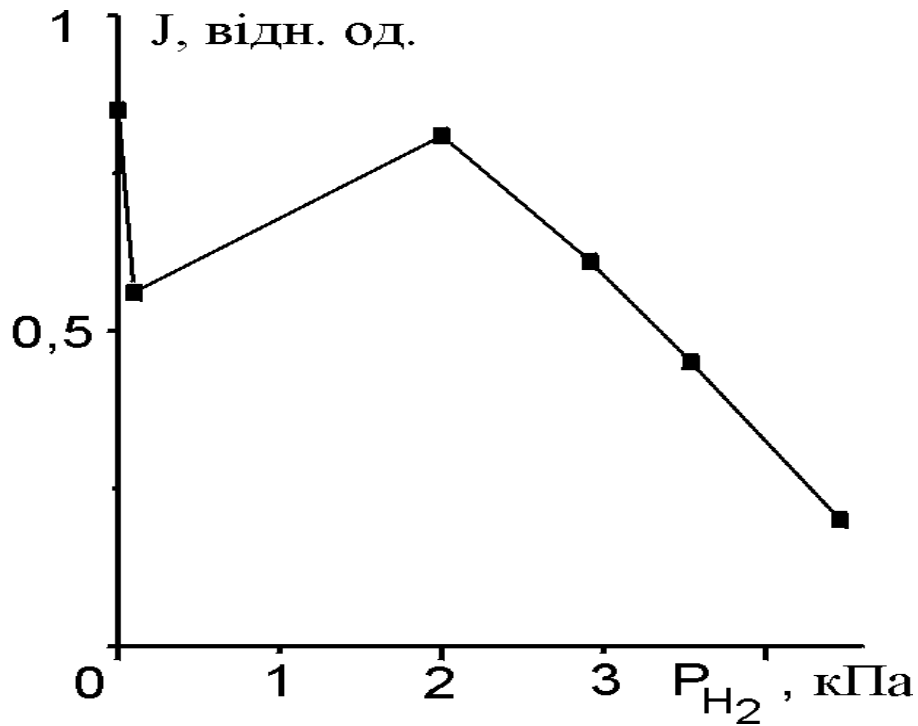
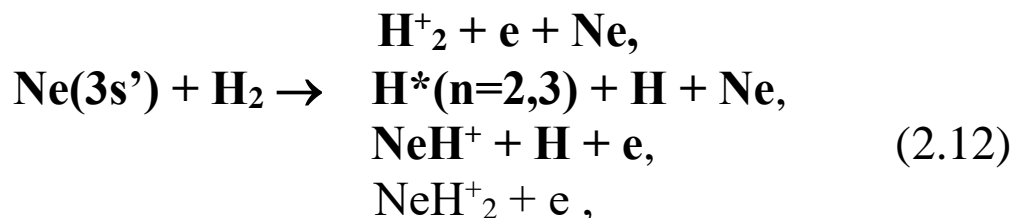


Рис.2.11. Залежність відносної інтенсивності випромінювання плазми БЕКР на довжині хвилі $\lambda=585,3$ нм NeI від парціального тиску водню в суміші $p(He)/p(Ne) = 198/4$ кПа при сторумі розряду $I_{cp} = 2$ мА [12].

інтенсивності випромінювання на довжині хвилі $\lambda=585,3$ нм при парціальному тиску водню більшому за 2 кПа (рис.2.11) визначається процесом гасіння атомів $Ne(3p'[1/2]_0)$ молекулами водню. Зростання же її інтенсивності в діапазоні парціальних тисків водню (0,2-2,0) кПа пов'язано з розселенням нижнього стану $3s'[3/2]_1^0$ NeI в наступних реакціях [38]:



Зменшення інтенсивності випромінювання атомів $Ne(3s-3p)$ при малому парціальному тиску водню ($\leq 0,2$

кПа) пов'язано з зменшенням ефективності передачі енергії від метастабільних атомів гелію атомам $\text{Ne}(4s,4s')$.

2.3. Оптичні характеристики плазми негативного багатоелектродного коронного розряду в сумішах He з атомами Ar, Kr і Xe

На сумішах He/Ar , Kr , Xe багатоелектродний коронний розряд високого тиску запалювали в двох ідентичних системах "голки-сітка" і "голки-площина" довжиною по 5 см. Досліджувалося випромінювання плазми БЕКР, коли вона заповнювала більшу частину розрядної області, а також усереднені за часом характеристики випромінювання з центральної частини міжелектродної області.

Результати дослідження випромінювання плазми багатоелектродного коронного розряду на сумішах гелію з атомами важких інертних газів наведені в працях [2-4, 7].

Характерні спектри випромінювання плазми коронного розряду на сумішах He/R приводяться на рис.2.12. Найбільш інтенсивні спектральні лінії випромінювання представлені в таблиці 2.3.

Спектри випромінювання плазми БЕКР в сумішах He/R мають ряд загальних властивостей: в спектральній області $\Delta\lambda=200-600$ нм на фоні неперервного випромінювання молекурних іонів $\text{He}^+_2(\text{C-A})$ спостерігалися слабкі спектральні лінії видимого діапазону $\text{ArI}(4s-5p)$, $\text{KrI}(5s-6p)$ та $\text{XeI}(6s-7p)$. В близькій інфрачервоній області були виявлені інтенсивні спектральні лінії на переходах $\text{ArI}(4s-4p)$, $\text{KrI}(5s-5p)$, $\text{XeI}(6s-6p)$.

При зменшенні повного тиску газових сумішей до 100-150 кПа, інтенсивність неперервного випромінювання плазми різко зменшувалась і в спектрах залишалися лише спектральні лінії випромінювання атомів важких інертних газів. Форма спектральних ліній випромінювання атомів

важких інертних газів сильно залежала від типу коронного розряду, величини струму і тиску суміші **He/R**. Представляло інтерес прослідкувати типові залежності відносної інтенсивності спектральних ліній випромінювання атомів важких інертних газів від величини розрядного струму **БЕКР** (рис.2.13). При підвищених тисках сумішей залежності інтенсивності спектральних ліній з $\lambda=811$ нм (**KrI**) і 823 нм (**XeI**) від величини струму розряду по формі були близькими до квадратичної (кр.2 і 3), а для спектральної лінії з довжиною хвилі $\lambda=750$ нм (**ArI**) дана залежність була лінійною (кр.1). Зменшення тиску суміші приводило до різкого зростання інтенсивності і до переходу квадратичної залежності в лінійну при струмі коронного розряду, більшому за 0,5 мА. Оскільки зменшення тиску гелію приводило і до пропорційного зменшення напруженості електричного поля на електродах **БЕКР** (рис.2.2.), то ефективне відношення E/N змінювалось, при цьому, слабо. Тому однією з головних причин зменшення інтенсивності випромінювання атомів важких інертних газів з ростом тиску **He** є гасіння **p**- станів атомів **Ar**, **Kr** та **Xe** атомами гелію [2].

Переважання того чи іншого процесу заселення збуджених станів атомів **Ar**, **Kr**, **Xe** в низькотемпературній плазмі залежить від величин температури електронів: при $T_e \leq 0,1$ еВ домінує реакція дисоціативної рекомбінації R_2^+ з електронами, при $0,3 \leq T_e \leq 0,8$ еВ - ступінчате збудження (**СЗ**), а при $T \geq 0,8-1,0$ еВ - пряме електронне збудження (**ПЗ**). В таблиці 2.3. приводиться розподіл відносних парціальних коефіцієнтів дисоціативної рекомбінації ($\alpha_{др.}$), перерізів ступінчатого ($\sigma_{сз.}$) і прямого електронного збудження ($\sigma_{пр.}$) спектральних ліній або відповідних верхніх енергетичних станів атомів важких інертних газів. Величини $\alpha_{др.}$ брались з праць [39,40], перерізи

ступінчатого збудження з [41-44] і ефективні перерізи прямого збудження з [45-47].

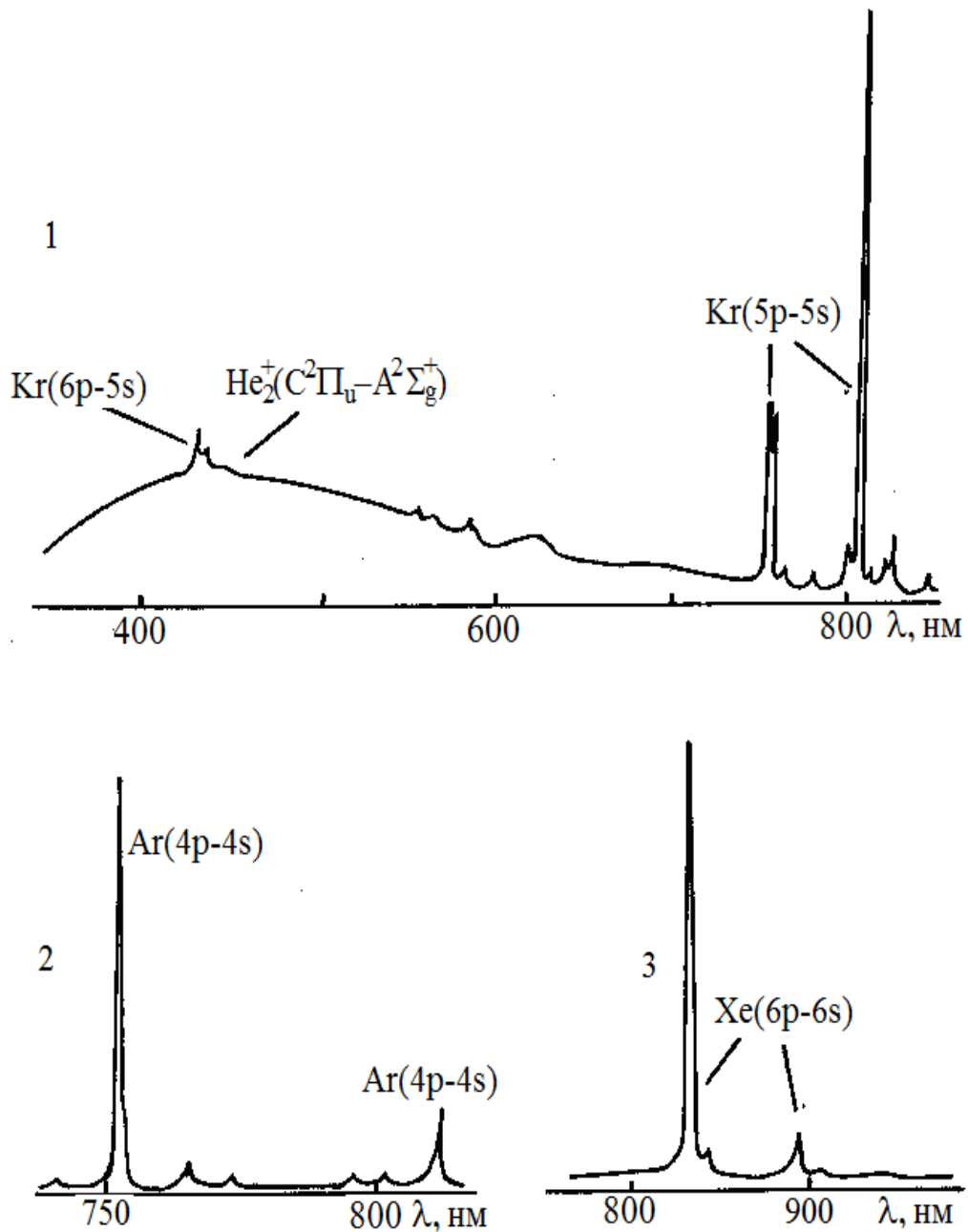


Рис.2.12. Спектри випромінювання плазми негативного багатоелектродного коронного розряду в наступних газових сумішах: $p(\text{He})/p(\text{Kr})=300/2,8$ кПа (біполярний розряд) (1) і $p(\text{He})/p(\text{Ar,Xe})=300/3$ кПа (уніполярний розряд) (2,3) [2].

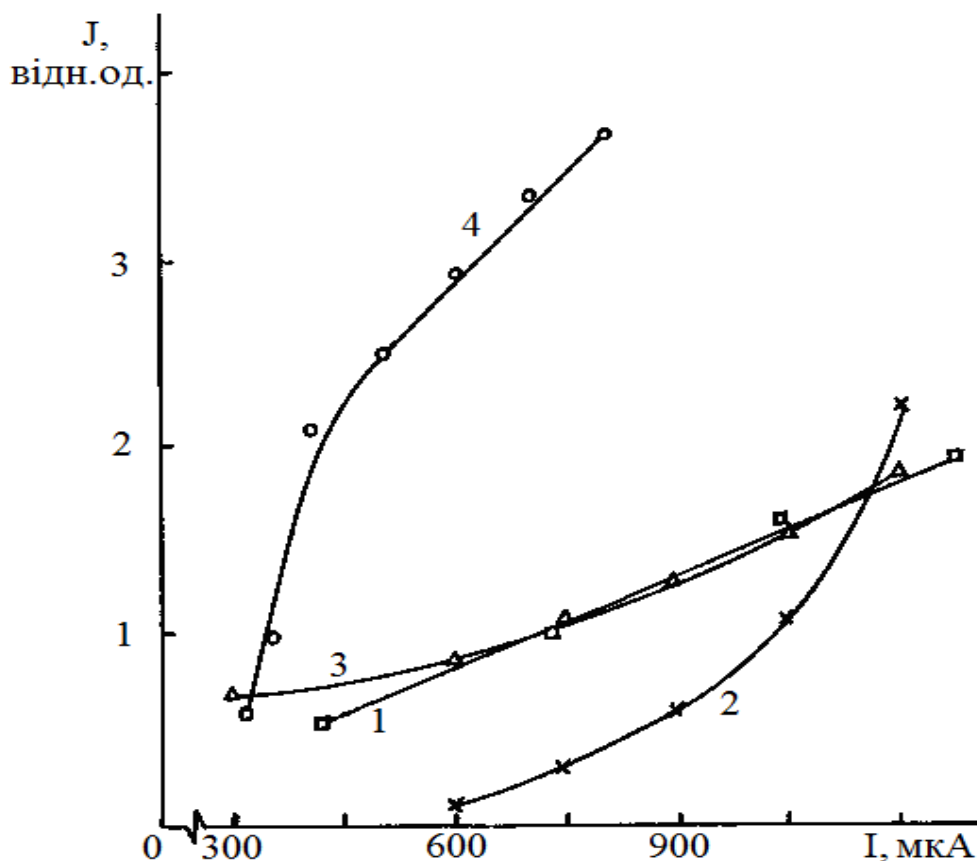


Рис.2.13. Залежність відносної інтенсивності випромінювання спектральних ліній атомів **Ar**, **Kr**, **Xe** від величини струму уніполярного **KP** для $\lambda=750$ (1), 811 (2), 823 нм (3, 4) і складу сумішей $p(\text{He})/p(\text{Ar,Kr})=300/3$ (1,2); $p(\text{He})/p(\text{Xe})=300/4$ (3) і 150/4 кПа (4) [2].

Розгляд розподілів відносних потоків випромінювання і констант швидкості ступінчатого збудження атома ксенона показав, що вони добре корелюють між собою. При цьому, найбільш інтенсивним спектральним лініям з $\lambda=823$ нм і 882 нм **XeI** відповідають максимальні коефіцієнти дисоціативної рекомбінації та ефективні перерізи ступінчатого збудження. Близька картина характерна і для спектральних ліній **KrI(5s-5p)**. Порівняння же розподілу потоків на переходах **ArI(4s-4p)** в розряді на суміші **He/Ar** з розподілом констант швидкостей ступінчатого збудження **Ar(4p)** вказує на їх невідповідність одне одному. В даному

випадку більш характерною була кореляція з перерізами прямого електронного збудження атомів аргону. На такий механізм вказує і лінійна форма залежності

Таблиця 2.3.

Найбільш інтенсивні спектральні лінії випромінювання плазми БЕКР в суміші $p(\text{He})/p(\text{R})=300/2,8$ кПа при струмі $I_{\text{сп.}}=1,2$ мА [2].

Атом, Тип КР	λ , нм	Верхн. Стан	$\alpha_{\text{др.}}$, В.О.	$\sigma_{\text{сз.}}$, 10^{-14} см ²	$\sigma_{\text{пр.}}$, 10^{-17} см ²	I, В.О.
Ar, УП	750,4	4p' [1/2] ₀	25	0,04	1,1	91
	+751,5	4p [1/2] ₀	3	-	0,45	
	810	4p [3/2] ₁	0,4	0,13	0,9	16
	812	4p [5/2] ₃	6	1,3	1,95	44
	827	4p' [1/2] ₁	0.01	0,15	0,65	6
Kr, УП	759	5p [1/2] ₀	3	0,28	0,87	40
	760	5p [3/2] ₀	13	2,18	1,21	45
	810,4	5p [5/2] ₂	18	0,86	0,72	265
	+811,2	5p [5/2] ₃	14	4,8	1,11	
He, БП	467	7p [5/2] ₃	≤ 5	0,02	1,9	0,3
	828	6p [1/2] ₀	5	26	80,7	20
	823	6p [3/2] ₂	39	17	61,9	370
	882	6p [5/2] ₃	42	240	226,7	530
	905	6p [5/2] ₂	9	-	61,1	100

інтенсивності даної спектральної лінії від струму розряду. Для спектральної лінії з довжиною хвилі $\lambda=811$ нм **KrI** з ростом напруги живлення спостерігався перехід квадратичної форми залежності інтенсивності від струму до лінійної. Такий характер даних залежностей можливий при переважанні ступінчатого збудження прямим електронним ударом. З одержаних даних випливає, що заселення атомів **Ar(4p)** і **Kr(5p)** більш характерно в результаті прямого і ступінчатого збудження, а для атомів **He(6p)** - в результаті дисоціативної рекомбінації.

Як показало дослідження характеристик уніполярного коронного розряду, в ньому відсутнє контрагування, пов'язане з ростом тиску гелію, а сам розряд досить однорідний і може формуватись в вигляді, який характерний для плазми лазерів з накачуванням імпульсним поперечним розрядом об'ємом 10-100 см³. При збільшенні тиску гелію в суміші, в плазмі проявляється розселення **p**-станів атомів важких інертних газів в результаті гасіння атомами гелію. Особливістю **БЕКР** в інертних газах є висока ефективність утворення метастабільних атомів - **R(m)**, що пов'язано з особливостями функції розподілу електронів за енергіями [14]. Дані чинники можуть бути вихідними для одержання інверсної заселеності на **s-p** і **d-p** переходах атомів **Ar**, **Kr** і **Xe** при допомозі багатоелектродного негативного **КР**. На деяких з переходів, які ми досліджували, генерація уже була одержана в сильнострумовому поперечному розряді (наприклад, на $\lambda=823$ нм **XeI** [44] та на $\lambda=750$ нм **ArI** [49]). Дані спектральні лінії випромінюються з нижніх лазерних станів інфрачервоних лазерів на **d-p** переходах атомів важких інертних газів. Лазери на атомах **Xe**, **Kr** та **Ar** характеризуються мінімальними порогами збудження генерації (наприклад, для **Xe** - лазера поріг генерації не переважає 0,02 Вт/см³ [50]). Тому застосування уніполярного **БЕКР** є перспективним для накачування маломірних **R**-лазерів високого тиску з неперервним режимом генерації. В даних експериментах об'єм плазми наближено складав 10 см³, а питомий внесок потужності накачування досягав 1 Вт/см³. При збільшенні довжини плазмового середовища багатоелектродного коронного розряду до 50-70 см, середніх розрядних струмів до 50-100 мА, оптимізації конструкції системи електродів та опору, який обмежує розрядний струм, можлива постановка експерименту по одержанню лазерної генерації на **np - (n-1)d** і **ns - np** (де **n** = 4, 5, 6 для **Ar**, **Kr** і **Xe**) переходах атомів важких інертних

газів. Для збільшення ефективності таких лазерних джерел випромінювання перспективним є використання більш складних робочих середовищ типу **He/Ar/Xe**, де відбувається ефективна передача енергії від метастабільних атомів **Ar(m)** до атомів **Xe(¹S₀)**.

Коротко розглянемо оптичні характеристики плазми негативного **БЕКР** в потрійних сумішах інертних газів. Наші експерименти проводилися при умовах, аналогічних до умов запалювання **БЕКР** на подвійних сумішах **He/R**.

Просторові і електричні характеристики багатоелектродного **КР** в сумішах **He/Ar/Kr**, **He/Ar/Xe** і / **He/Kr/Xe** були близькими до відповідних характеристик цього типу розряду на сумішах **He/R**.

Спектри випромінювання плазми **КР** в сумішах **He/R₁/R₂** приведені в нашій праці [4]. Для них була характерною наявність континуума в області 200-800 нм і окремих спектральних ліній випромінювання на переходах **R(ns-np)** в близькій інфрачервоній області спектру. Найбільш інтенсивним в плазмі на сумішах **He/R₁/R₂** було випромінювання на переходах атомів важких інертних газів з більшою атомною вагою.

2.4. Вплив зовнішніх умов на характеристики негативної корони в електрододатних газах

Незважаючи на те що, негативний коронний розряд в системі електродів «вістря-площина» досліджується уже більше як сто років, ряд питань з механізму його запалювання в електрододатних газах (азот, інертні гази тощо) та впливу зовнішніх умов на його характеристики досліджуються ще і тепер [51-56]. Зокрема, до таких умов належить: одержання сильнострумової корони в азоті, з'ясування умов переходу корони в тліючий розряд високого тиску чи іскру, вплив величини баластного опору на характеристики багатоелектродного коронного розряду,

вплив швидкості примусового продуву газів через розрядний проміжок на характеристики негативної корони тощо.

Розглянемо вплив на характеристики негативного коронного розряду (**НКР**) швидкості потоку азота і аргона через систему електродів «вістря-площина» [51-53. 55].

На відміну від **НКР** в повітрі, у сильнострумівій короні в азоті частина розрядного проміжку заповнена тонким плазмовим шнуром, який починається від катодного шару на вістрі. Параметри цього плазмоутворення визначаються газодинамічними умовами експеримента. В праці [51] одержано і проаналізовано вплив на усереднені **ВАХ** сильнострумівій негативної корони у чистому азоті швидкості продуву газу через розрядний проміжок. Струм такого розряду в 20-30 разів більший за максимальний струм негативної слабострумівій корони в повітрі і досягає 4 мА. Напруга запалювання **НКР** в азоті значно переважає напругу її горіння в повітрі у діапазоні початкових струмів (пульсівний режим). Тому після запалювання розряду його струм не близький до нуля, а стрибком встановлюється на досить високому рівні. **ВАХ** сильнострумівій корони у азоті є лінійною за напругою аж до струмів 2,5-3,5 мА, а **ВАХ** негативної корони в повітрі описується квадратичною залежністю ($I \sim U^2$). Лінійний вигляд **ВАХ** негативної корони в азоті може бути зумовлений тим, що у плазмі присутні негативні іони, густина яких сумірна за величиною з густиною електронів [51].

Вплив навіть слабого поперечного продуву азоту, який забезпечує лише видалення утворених в розряді плазмохімічних продуктів із зони розряду, приводить до того, що **ВАХ** стає більш різкою і зміщується в область менших напруг. Довжина плазмового шнуру, який формується біля вістря зростає при одному і тому ж струмі. Злам на **ВАХ** відповідає струму, при якому плазмоутворення наближається до анода.

Тліючий розряд атмосферного тиску в аргоні запалювався лише при великих значеннях баластного опору ($R_6 \geq 1 \text{ МОм}$). При високій швидкості примусового продуву аргона через розрядну область ($G \approx 20 - 50) 10^{-6} \text{ кг/с}$) коронний розряд переходив в дифузний плазмовий шнур діаметром 2-3 мм концентрація електронів у якому досягала $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (при густині струму $- 10^{-4} \text{ А/см}^2$). При міжелектродних віддальх $d \leq 1,7 \text{ см}$ і величині швидкості продуву газу $G \geq 28 10^{-6} \text{ кг/с}$ після утворення плазмового шнура напруга слабо змінювалась при збільшенні струму без переходу в іскру, а при $d > 1,7 \text{ см}$ подальше збільшення напруги приводило до іскрового пробою проміжку.

Дослідження характеристик негативної корони в аргоні при величині швидкості потоку $G = (1 - 4) 10^{-5} \text{ кг/с}$ [55] виявило, що в імпульсі струму виділяються дві характерні ділянки, зумовлені різними процесами. Так, короткий передній фронт імпульсу струму ($\tau = 5,5 \text{ мкс}$) амплітудою $\sim 50 \text{ мкА}$ зумовлений струмом зміщення і триває поки хвиля іонізації не досягне катода. Другий часовий проміжок починається з вершини імпульсу струму і триває до початку наступного імпульсу струму. Його тривалість визначає частоту повторення імпульсів струму і знаходиться в мілісекундному діапазоні. При збільшенні швидкості продуву газу в проміжку «вістря – площа» ($G \geq 2 10^{-5} \text{ кг/с}$) на задньому фронті імпульсу струму формувались дві точки перегину. Коли струм зміщення досягає максимуму, настає невеликий спад струму ($\sim 1-2 \text{ мкА}$), після чого на протязі часу (близько 2 мкс) амплітуда струму провідності збільшується на $4 - 6 \text{ мкА}$. Величина струму цього струму сильно залежить від швидкості продуву газу через розрядний проміжок. Після досягнення максимуму цей струм зменшується до критичного значення ($\approx 10 \text{ мкА}$) і характеризує точку перегибу на задньому фронті імпульсу струму. За час $\sim 1-2 \text{ мкс}$ після перегибу струм зменшується

до 2-3 мкА і в дальшому не змінюється до початку наступного імпульсу.

При плавному зменшенні швидкості продуву газу перегиби на задньому фронті імпульсу згладжувалися і зникали, що вказує на вплив дрейфової області негативного коронного розряду на його характеристики. Поява точок перегибу на задньому фронті імпульсу струму при збільшенні швидкості продуву газу приводила до збільшення тривалості імпульсу струму і зменшенню їх частоти [55].

При наявності газодинамічного потоку і великого баластного опору ($R_6 \geq 37 \text{ МОм}$) відбувається зміщення границі струму розряду, при якому він переходить в іскрову форму і дозволяє реалізацію переходу від **НКР** до тліючого розряду атмосферного тиску. При таких умовах формується дифузний плазмовий стовп між катодним шаром і плоским анодом. Збільшення швидкості продуву аргона при сталій напрузі живлення приводило до звуження області існування імпульсно-періодичної стадії цього розряду.

В праці [54] приведені результати експериментального дослідження впливу величини баластного опору, який можливо регулювати для кожної голки **НБР**, на стійкість багатоелектродної корони в потоці аргона. В цих експериментах була використана електродна конструкція з однорядним розміщенням голок (3–5 голок). Анодом служила сталева пластина площею 12x12 см. Окремо вимірювався струм з кожної голки і сумарний струм з усіх голок. Для стабілізації багатоелектродної корони кожна голка в ряду була з'єднана з окремим баластним опором, який регулюється в діапазоні 1 – 85 МОм. Стійкість коронного розряду також досягалась шляхом продуву аргона через міжелектродний простір ($G = 5 \cdot 10^{-5} \text{ кг/с}$).

При збільшенні напруги на системі з голок розряд спочатку запалювався на крайніх голках, а лише при дальнішому збільшенні напруги і на центральній голці.

Наявність бічних голок, над якими запалювався **НКР** приводила до збільшення області існування корони за величиною струму в порівнянні з розрядом і системі «вістря-площина». Зміни баластного опору на голках суттєво впливали на параметри розряду.

Збільшення величини баластного опору в 2,7 рази для крайніх голок приводило до зменшення струму, при якому вирівнюються струми з голок. При переважанні струму з центральної голки над струмом з крайніх голок струм з них значно зменшувався, у візуальній картині свічення розряду починало переважати яскраве свічення з області біля центральної голки.

В праці [55] приведено результати експериментального дослідження взаємозв'язку потоку газу, розподілу струму негативго **БКР** величини баластних опорів в електродній системі на основі одного ряду голок в атмосфері аргона. Кожна голка було під'єднана до баласного опору, величина якого змінювалась в діапазоні 1 – 85 МОм при зміні швидкості руху газу в розрядній камері в межах 0,45 – 2,25 м/с. При збільшенні напруги на голках ($-U$) одночасно запалюється корона лише в області крайніх голок, а лише після подальшого зростання напруги живлення – негативна корона в області центрального вістря. При поступовому зменшенні напруги живлення негативного **БКР** в аргоні атмосферного тиску він гасне при струмах, які менші струму запалювання, що є характерним для негативної корони в електрододатних газах (явище гістерезису). Цей ефект зумовлений тим, що негативна корона в аргоні після запалювання знаходиться під перенапругою, і її струм стрибком встановлюється на досить високому рівні, який визначається **ВАХ** і величиною баластного опору.

Збільшення кількості голок в ряду приводило до зменшення струму, який приходить на центральне вістря. Струм розряду перерахований на одне вістря (приведений струм), при якому відбувається перехід імпульсно-

періодичного режиму негативного **БКР** в режим жевріючого розряду і струм переходу цього розряду в іскровий відбувається при значно менших приведених струмах порівняно з негативною короною в системі «вістря-площина». При цьому, границя за струмом переходу негативного **БКР** в іскру та межі існування тліючого розряду при збільшенні числа голок в ряду значно зростали.

Значний вплив на характеристики негативного **БКР** в імпульсно-періодичному режимі мав крок розміщення голок в ряду. На редуційній **ВАХ** такого **КР** виділялись два участки з лінійною залежністю приведенного струму від напруги – в імпульсно-періодичному режимі негативного **БКР** і в режимі жевріючому розряду. При зменшенні кроку зростає повний струм негативного **БКР**, що зумовлено екрануванням голок і, відповідно, зменшенням напруженості електричного поля в прикатодній області **БКР**, а об'ємна густина електричного заряду і напруженості електричного поля в дрейфовій області збільшувалась. При переході негативного **БКР** в режим жевріючого розряду на аноді фіксувався анодний шар у вигляді тонкої плазмової плівки (аналогічно до звичайного жевріючого розряду низького тиску).

На **ВАХ** негативної корони, що формувалась біля вістря центральної голки ряду, спостерігався сильний вплив від витрат газу: так, напруга запалювання $U^*_1 = 3,17$ кВ досягала при $G = 2 \times 10^{-5}$ кг/с і $U^*_2 = 2,92$ кВ при $G = 3 \times 10^{-5}$ кг/с. При $G > 4 \times 10^{-5}$ кг/с газодинамічні ефекти суттєво впливали на параметри катодної області негативного **БКР**, в тому числі і на його стійкість. Це зумовлено ключовою роллю катодного шару в функціонуванні коронного розряду.

Газодинамічний потік значно впливає також на параметри дрейфової області негативного **БКР** (для постійної напруги живлення). При цьому спостерігалось звуження області струмів, при яких існує тліючий розряд атмосферного тиску.

При $G > 5 \times 10^{-5}$ кг/с і малій міжелектродній віддалі (меншій за 2 см) відбувався перехід **БКР** в іскровий розряд. Розвиток цього іскрового пробою при обмеженні струму великим баластним опором відбувається за рахунок заряджання малої паразитної ємності ($C \approx 10$ пФ) зовнішнього кола [52]. Тому ця іскра слабострумова і існує короткий проміжок часу (~ 100 нс).

При малій швидкості заміни аргона ($G = 2 \times 10^{-5}$ кг/с) спостерігався плазмовий канал з слабострумових іскр, які хаотично рухались в різних напрямках навколо вісі розряду [55]. При цьому, катодні вістря були сполучені між собою дуговим каналом, а до катодного шару тісно примикав плазмовий канал, який по мірі наближення до анодної пластини розпадався на окремі слабострумові іскри. При збільшенні швидкості руху газу ($G \geq 5 \times 10^{-5}$ кг/с) іскри зносились потоком газу від вісі розряду: катодний шар зміщувався потоком, а плазмовий канал розпадався на велику кількість тонких плазмових ниток білого кольору.

2.5. Застосування коронного бар'єрного розряду в ексимерних і ексиплексних лампах

Електричний розряд на даний час знайшов широке застосування для збудження вакуумно-ультрафіолетових ламп на електронних переходах димерів важких інертних газів: 172 нм Xe_2^* , 146 нм Kr_2^* , 126 нм Ar_2^* і ряду гетероядерних димерів типу KrXe , ArKr , ArXe тощо [56]. Найбільш поширеними виявились лампи на смузі $\lambda = 172$ нм Xe_2^* , оскільки їх випромінювання ще пропускає високоякісний кварц ($\lambda_{\text{мін}} \approx 160$ нм).

Вперше на високу ефективність випромінювання димерів ксенона у коронному розряді було вказано в праці [57], де використовувався коронний розряд постійного струму. В цьому пристрої для запалювання стабільного коронного розряду необхідно було використовувати

обмежувальний резистор у розрядному контурі, що призводило до значного зменшення коефіцієнта корисної дії (ККД) лампи.

Для уникнення шкідливих втрат енергії збудження лампи в праці [58] було запропоновано використати для одержання просторово однорідного розряду підвищеного тиску у важких інертних газах ($p = 100-300$ кПа) імпульсний бар'єрний коронний розряд (ІБКР) при якому необхідність у застосуванні обмежувального резистора відпала. Діелектричний бар'єр в цих лампах дозволяє зберігати просторово однорідну стадію розряду навіть при таких умовах коли коронний розряд без діелектричного бар'єра переходить в іскрову стадію і потужність випромінювання лампи різко зменшується.

Останні розробки ВУФ- ламп на димерах важких інертних газів з використанням ІБКР коротко підсумовані в праці [59].

Інші переваги використання ІБКР є наступними:

- можливість використання високих тисків газу, що виступає однією з умов ефективного утворення димерів **Ar**, **Kr** і **Xe**;
- шляхом підбору параметрів збудження можливо мінімізувати канали втрат енергії і добитись ефективності випромінювання відносно внесеної енергії в плазму до 55 %.

При використанні плоского електрода, який покрито шаром діелектрика і синусоїдальної напруги збудження розряду в лампі стійкий ІБКР запалювався в різних газах при струмах, які значно перевищували струм звичайного коронного розряду в системі електродів «вістря-площина» [60].

Проте для практичного використання у ВУФ-лампах на димерах важких інертних газах більш ефективними виявилось застосування однобар'єрного розряду з катодом,

який мав малий радіус кривизни [61,62]. В цих працях було встановлено, що параметри імпульса збудження є визначальними для формування розряду та **ККД** лампи, а оптимальна тривалість однополярних імпульсів збудження не повинна переважати 1 – 2 мкс при частоті слідування імпульсів в межах 1 – 150 кГц. Комплекс подібних однобар`єрних ламп на смузі $\lambda = 172$ нм Xe_2^* дозволяє отримати сумарну потужність випромінювання $W \geq 120$ Вт при густині потужності ≈ 15 мВт/см² [63].

Розглянемо більш детально будову і характеристики маломірної ексимерної лампи, що збуджувалась **ІБКР** мікросекундної тривалості [59]. Лампа являє собою герметичну газорозрядну камеру, в якій встановлено катод у вигляді вістря і плоский заземлений електрод, покритий шаром кварцу товщиною 3 мм. Частота слідування імпульсів напруги амплітудою до 5 кВ знаходилась в діапазоні 10-120 кГц, а тиск інертних газів складав $p = 15 - 740$ Торр при електричній потужності збудження $W_{\text{ЕЛ}} \leq 1,3$ Вт.

Для коронного розряду характерним є різко неоднорідний розподіл напруженості електричного поля, що приводить до яскравого свічення в області голкового електрода.

При $W_{\text{ЕЛ}} \leq 170$ мВт поблизу голкового електрода формується характерне для коронного розряду кулеподібне плазмоутворення. Без використання бар`єра при цих умовах збудження розряд контрагується. При збільшенні електричної потужності розряду і тиску газу це плазмоутворення стає все більш витягнутим вздовж ліній поля аж до повного перекриття розрядного проміжку. Аналогічна ж тенденція проявлялась також і при зростанні частоти повторення при сталому тиску газу і потужності, що вноситься в плазму.

За допомогою цієї лампи отримана найбільша потужність випромінювання в повний тілесний кут при

тиску $p(\text{Xe}) = 380$ Торр, яка досягала близько 320 мВт при **ККД** – 45 %. Зміна частоти повторення імпульсів в діапазоні 55-70 кГц при сталій енергії за один імпульс, практично не впливала на величину **ККД** лампи. Для лампи на димерах криптона оптимальним був тиск ~ 1 Атм при **ККД** ≈ 25 %. Потужність випромінювання цієї ж лампи на димерах аргона була значно нижчою.

При переході від одноголкової бар'єрної лампи до лампи з одним діелектричним бар'єром більшої потужності плазмоутворення перекриває весь розрядний проміжок, а ефективність її випромінювання при підвищених тисках збільшується. При подальшому зростанні електричної потужності розряд контрагується, що приводить до різкого спаду потужності випромінювання лампи.

Розглянемо основні характеристики і фізичні процеси в однобар'єрних лампах на димерах важких інертних газів (що випромінюють у **ВУФ** діапазоні спектру) та моногалогенідах ртуті, які працюють у видимому діапазоні довжин хвиль.

Колба лампи складалась з кварцової трубки довжиною 7,5 см, з зовнішнім діаметром 3,0 см і товщиною кварцу $\sim 0,1$ см. В центральній частині трубки був встановлений циліндричний електрод з нержавіючої сталі діаметром близько 0,09 см. На цей електрод подавались імпульси високої напруги. Катод може також бути і у вигляді металевої спіралі з тонкого дроту або мати хвилеподібну форму з дроту.

Заземленим електродом служила металева сітка з прозорістю 90 %, яка встановлювалась на зовнішню поверхню кварцової трубки. Випромінювання виводилось через бічну поверхню трубки, яка мала прозорість ≈ 70 % на довжині хвилі $\lambda = 170$ нм. Розряд запалювався від джерела імпульсів напруги від'ємної полярності амплітудою до 6 кВ, тривалістю 0,3 – 10 мкс і частотою повторення 10-100 кГц.

Особливістю подібних ламп є наявність катода з малим радіусом кривизни, що забезпечувало при поданні імпульсів

напруги підсилення напруженості електричного поля поблизу катода лампи. Максимальна ефективність цієї ВУФ-лампи досягала при тиску $p(\text{Xe}) = 140 \text{ Torr}$. Об'ємний розряд формувався при частотах $f \geq 120 \text{ кГц}$ без використання УФ-передіонізації. Для оптимальних умов роботи лампи (при потужності збудження в діапазоні 3 – 20 Вт) розряд складався з дифузної області, яка охоплювала центральний провідник-катод або дифузних конусоподібних областей плазми. Одночасно із збільшенням напруги практично без затримки відбувається зростання струму розряду. Це вказує на наявність помітної провідності розрядного проміжку за рахунок залишкової концентрації електронів в міжімпульсний період. В моноімпульсному же режимі збудження чітко реєструвалась затримка імпульсу струму відносно моменту подання напруги на проміжок.

Перевагами ламп з одним діелектричним бар'єром відносно ламп з двома бар'єрами є зменшення напруги проббою близько в 1,5 рази, а також можливість формування дифузного розряду подовж всієї робочої довжини лампи при зменшенні потужності збудження, оскільки при цих умовах в двобар'єрній лампі різко зменшується кількість мікрозрядів і розряд горить лише в частині робочого об'єму.

Моделювання розряду в однобар'єрній лампі на димерах ксенона виявило наступний механізм його розвитку [62, 65]:

- на першому етапі формується хвиля іонізації, яка направлена в сторону анода і утворюється максимум іонної густини біля катода;
- іонізаційна хвиля досягає діелектричного бар'єра і замикає міжелектродний проміжок;
- відбувається накопичення заряду електронів на діелектричному бар'єрі і настає запирання електричного струму; при знятті зовнішньої напруги

накопичений заряд забезпечить проходження струму у зворотньому напрямі.

При моделюванні також з'ясована важлива роль розмноження електронів і утворення густої плазми в прикатодному шарі, який виконує роль плазмового катода і сприяє, таким чином, формуванню однорідного розряду.

Крім **ВУФ**-випромінювання димерів важких інертних газів, однобар'єрні лампи, які працюють в мікро- чи субмікросекундній областях тривалості струмів збудження, ефективно використовуються для одержання імпульсно-періодичного випромінювання в синьо-зелено-жовтій ділянці спектру на електронно-коливальних переходах моногалогенідів ртуті [67].

До прикладних задач, для яких важливо створення ефективних маломірних джерел видимого діапазону відноситься фотомедицина, фотобіологія, моніторинг водних басейнів, дальнометрія морських об'єктів, обробка матеріалів мікро- наноелектроніки. В галузі агрофізики таке випромінювання може приводити до збільшення ефективності молекул хлорофілу, що важливо для збільшення врожайності рослин в теплицях.

На кафедрі квантової електроніки Ужгородського університету дослідження фізики процесів утворення і гасіння моногалогенідів ртуті, кадмію та цинку було розпочато ще у 1978 році під науковим керівництвом Шевери В.І. [68, 69]. В останні роки на кафедрі виконано цикл експериментальних та розрахункових досліджень фізики процесів, характеристик і параметрів плазми маломірної однобар'єрної лампи на смузі 502 нм **HgBr(B→X)**. Будова лампи подібна до **ВУФ** – лампи на димерах ксенона, а її параметри були наступними.

Зовнішній діаметр кварцової трубки складав 0,88 см, товщина стінки – 0,1 см, а довжина трубки знаходилась в діапазоні 3-5 см [69-73]. По центру встановлювався циліндричний електрод з молібдену діаметром 0,2 см.

Зовнішній електрод – це сітка з нержавіючої сталі з коефіцієнтом пропускання випромінювання $\sim 0,7$. Розрядний проміжок складав 0,24 см. В торець кварцової трубки був встановлений капіляр з кварцу діаметром $\sim 0,15$ см, який служив для зменшення виносу пари диброміду меркурію з лампи під час її помпування і напуску газових сумішей. Об'єм плазми складав близько 0,8-1,0 см³. Необхідний тиск насиченої пари солі досягався шляхом саморозігріву робочого середовища за рахунок дисипації енергії розряду. Парціальний тиск пари **HgBr₂** визначався за температурою найбільш холодної частини лампи на основі відповідних довідкових даних і в умовах даного експерименту знаходився в діапазоні 0,01-2 кПа.

Збудження розряду здійснювалось за допомогою джерела імпульсів напруги субмікросекундної тривалості амплітудою 2-9 кВ при частоті слідування 1-10 кГц. Інші умови експерименту представлені в працях [72-74].

Робоче середовище лампи містило молекули диброміду меркурію, елегазу, азоту і атоми гелію при тиску $p(\text{He}) = 80-180$ кПа.

Після запалювання розряду атмосферного тиску спостерігався філаментарний режим його горіння, коли розряд складався із набору конусоподібних плазмоутворень з вершинами на металевому електроді і основою на внутрішній поверхні кварцової трубки. Перші 30 секунд колір розряду визначався гелієм (рожевий колір), а після розряд ставав синьо-зеленим і характеризувався високою просторовою однорідністю. В спектрі випромінювання превалювала смуга з максимумом при $\lambda=502$ нм **HgBr(B \rightarrow X)**, а основна її частина була зосереджена в спектральному діапазоні 450-512 нм (рис.2.14).

Додавання елегазу до робочої суміші лампи приводило до значного збільшення інтенсивності випромінювання лампи.

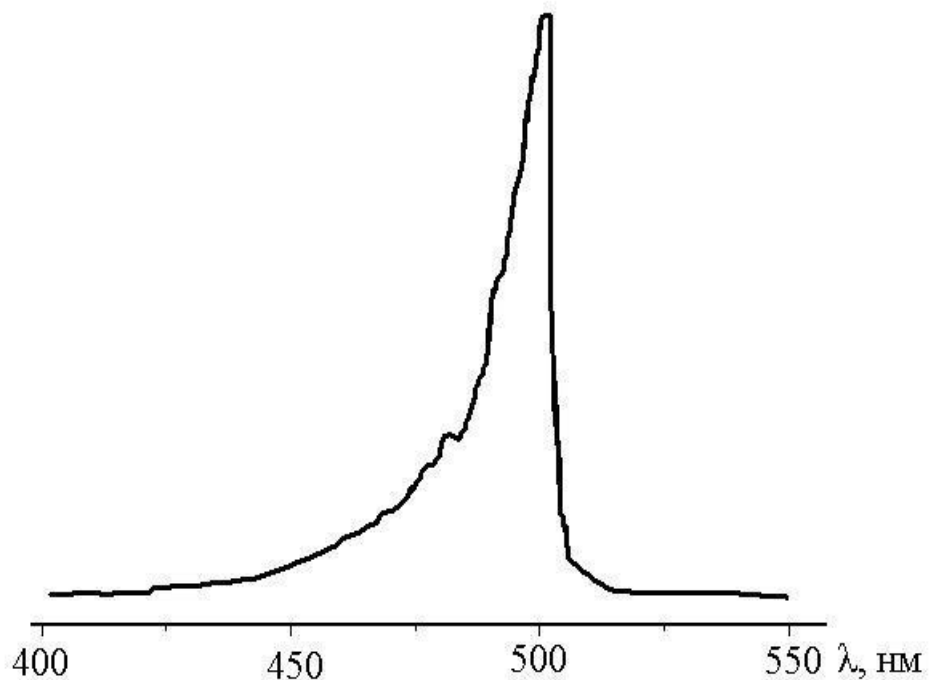


Рис.2.14. Спектри випромінювання однобар'єрної HgBr^* - лампи: 1 – $p(\text{HgBr}_2)/p(\text{SF}_6)/p(\text{He}) = 0,1/0,07/117$ кПа при загальному тиску – 117,17 кПа; 2 - $p(\text{HgBr}_2)/p(\text{He}) = 0,1/117$ кПа при частоті 6 кГц і амплітуді імпульсної напруги 9 кВ [72].

Оптимальними потрійними сумішами цієї ексиплексної лампи з малим об'ємом плазмового середовища були: $p(\text{HgBr}_2)/p(\text{SF}_6)/p(\text{He}) = 0,800/0,070/117$ кПа (середня потужність випромінювання $W = 420$ мВт) і $p(\text{HgBr}_2)/p(\text{N}_2)/p(\text{He}) = 0,800/4/120$ кПа (середня потужність випромінювання $W = 87$ мВт). Найбільш ефективною виявилась робоча суміш на основі чотирьох складових $p(\text{HgBr}_2)/p(\text{SF}_6)/p(\text{N}_2)/p(\text{He}) = 0,700/0,070/4/117,2$ кПа при $\text{ККД} \leq 1\%$ і середній потужності 480 мВт.

Збільшення потужності випромінювання HgBr^* - лампи на основі сіші пари диброміду ртуті з елегазом, азотом і гелієм може бути пояснено процесом гасіння вищерозміщених енергетичних рівнів (C і D) молекули

HgBr з передачею їх енергії на низькорозташований В – стан.

В працях [70-72] також приведені результати числового моделювання параметрів плазми розряду лампи та результати дослідження гасіння В – стану молекули **HgBr** різними складовими найбільш оптимальної робочої суміші.

Оптимальна робоча температура **HgBr***-лампи є досить значною і становить $\sim 150^0$, а спектр її випромінювання не перекриває важливу для фотомедицини і фотобіології ділянку 290-420 нм. Таму важливим було отримання високих енергетичних характеристик та ефективності лампи низького тиску на спектральних лініях атома галію та смугі йодиду галію, яка збуджувалась високочастотним розрядом [74]. Проте низький тиск газу в цій лампі не сприяв великому ресурсу її роботи, оскільки молекули йодиду галію розпадались на фрагменти. При більш високих тисках нами було проведено дослідження цього робочого середовища в ємнісному розряді.

Спектральні характеристики імпульсно-періодичного ємнісного розряду наносекундної тривалості на основі пари **GaI₃** вивчались в кварцовій трубці трубці діаметром 10 мм і довжиною $L=40$ см, яка була відокремлена від вакуумного спектрометра **LiF**-вікном і наповнена сумішшю **He-GaI₃**, при загальному тиску в діапазоні 1-100 мм рт. ст., за допомогою методики та техніки наведених в праці [73].

Спектр випромінювання плазми ємнісного розряду на суміші **He-GaI₃** при температурі 100°C приведений на рис.2.15. Найбільш інтенсивне випромінювання спостерігалось в спектральному діапазоні 280-430 нм. В таблиці 2.4. наведено ідентифіковані найбільш інтенсивні атомарні лінії та молекулярні смуги свічення плазми розряду, які співпадають з даними праці [74]. Внаслідок дисоціації молекул **GaI₃** в розряді спостерігаються атомарні лінії галію, свічення молекул **GaI** зосереджено біля 390 нм, а молекул йоду в області 337-344 нм. Також в спектрі

присутні залишкові атмосферні гази у вигляді радикалів гідроксила в діапазоні 308-311 нм.

Таблиця 2.4. Найбільш інтенсивні спектральні лінії атома галію та молекулярних смуг йодиду галію і йоду випромінювання газорозрядної плазми на основі суміші пари **GaI₃** з гелієм. [75].

Атом, Молекула	Верхній рівень	Нижній рівень	Довжина хвилі, нм	I (відн. од.)
Ga	5s²S_{1/2}	4p²P_{3/2}	417,2	1,00
Ga	5s²S_{1/2}	4p²P_{1/2}	403,3	0,58
Ga	4d²D_{3/2,5/2}	4p²P_{3/2}	294,4	0,14
GaI*	-	-	390	0,17
I₂*	-	-	337-344	0,35

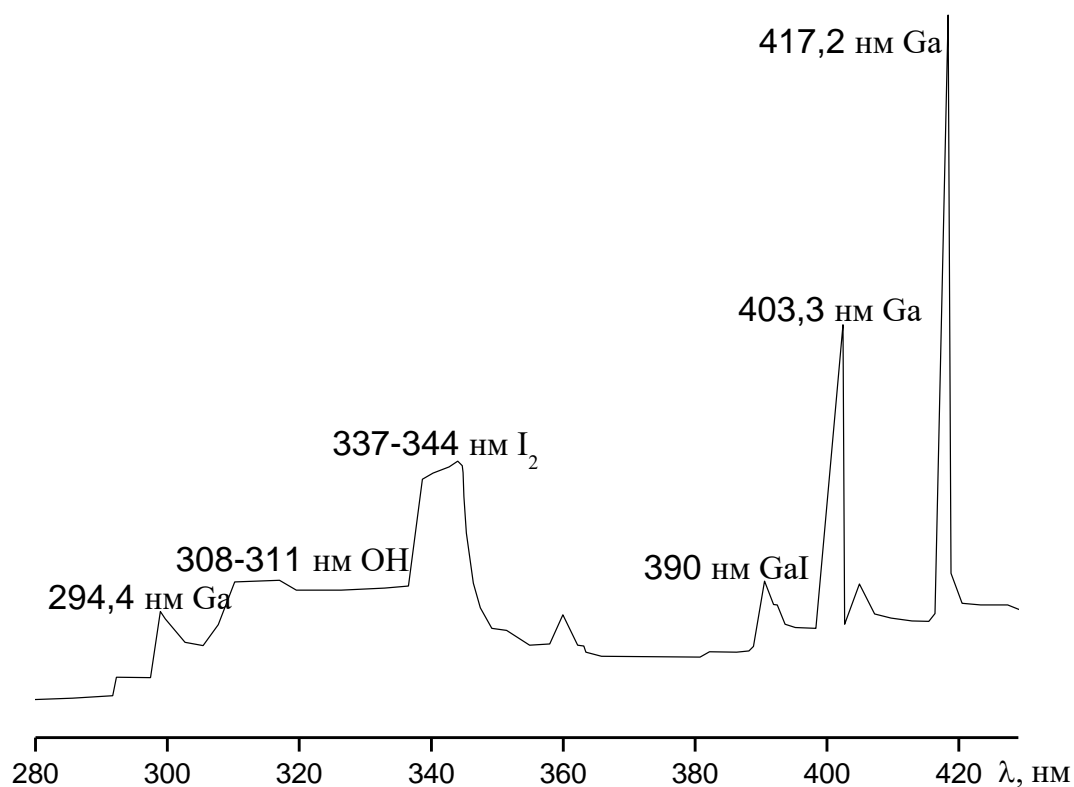


Рис.2.15. Спектр випромінювання плазми ємнісного розряду на суміші **He-GaI₃** при температурі біля 100 °С.

Таким чином, дослідження характеристик плазми негативного багатоелектродного коронного розряду в газах високого тиску:

- в гелії та газових сумішах **He/Ne**, **He/Ne/Ar(Kr)** реалізується стаціонарний, однорідний розряд, який може використовуватись в системах передіонізації джерел на атомах інертних газів;

- вольт - амперні характеристики багатоелектродного коронного розряду сильно залежать тиску і складу газових сумішей; в розряді проявляється гістерезис **ВАХ** при значній перенарузі розрядного проміжку; при перевищенні деяких значень напруги живлення, загального тиску газових сумішей і тиску важких інертних газів в розрядному колі генеруються автоколивання частотою 3-5 кГц;

- в спектрах випромінювання гелієвої плазми спостерігається континуум **He₂⁺(C-A)** і спектральні лінії з енергетичних рівнів з **n=3** і 4, а найбільш імовірними механізмами їх заселення є дисоціативна рекомбінація та ступінчате збудження;

- дослідження розподілу випромінювання фотонів на переходах **NeI(3s-3p)** в залежності від вмісту неона і тиску **He/Ne**- суміші показало, що в даних умовах горіння розряду переважає механізм дисоціативної рекомбінації в заселенні **NeI(3p, 3p')**;

- малі домішки атомів **Ar** і **Kr** до **He/Ne** - суміші не приводили до зростання інтенсивності випромінювання плазми на **3s-3p** переходах атомів неону в результаті очищення **3s**- станів **NeI** в реакціях Пеннінг-іонізації атомів **Ar** і **Kr**, так як при цьому енергія розряду витрачається на збудження атомів з меншими потенціалами збудження перших енергетичних станів (атоми **Kr, Xe**);

- в коронному розряді на суміші **He/H₂** спостерігалось утворення молекул **HeH(A)**; молекули водню ефективно гасять випромінювання на переходах **He*** і **He*₂**; в даному середовищі очищення нижніх збуджених станів **NeI (n=2)** в

реакціях Пенінг- іонізації не є переважаючим в порівнянні з утворенням молекул HeH^* ; введення молекул водню в He/Ne - суміш приводить до гасіння $\text{Ne}(3p)$ при $p(\text{H}_2) \geq 2$ кПа; основним механізмом заселення $\text{Ne}(3p)$ в даному середовищі є процес дисоціативної рекомбінації молекулярних іонів Ne_2^+ з електронами;

- в коронному розряді на сумішах $\text{He/Ar}(\text{Kr}, \text{Xe})$ виявлено, що збільшення тиску гелія до 300 кПа дозволяє проводити очищення зіткненнями пр стани атомів важких інертних газів \mathbf{R} атомами гелія, які є нижніми для потужних інфрачервоних лазерів з квазістаціонарним збудженням на $\mathbf{p-d}$ переходах атомів \mathbf{Ar} , \mathbf{Kr} та \mathbf{Xe} ;

- уніполярний коронний розряд на сумішах He/R може бути використаний для розробки простих лазерів на $\mathbf{s-p}$ і $\mathbf{p-d}$ переходах атомів \mathbf{Ar} , \mathbf{Kr} і \mathbf{Xe} ; в даних середовищах основним механізмом заселення є пряме і ступінчасте збудження (\mathbf{Ar} , \mathbf{Kr}) або дисоціативна рекомбінація (\mathbf{Xe});

- на основі імпульсного бар'єрного коронного розряду в середовищі важких інертних газів ($p = 100-300$ Торр) досліджено ефективні (ККД $\approx 45\%$) і потужні ВУФ-лампи ($\lambda = 172; 146; 126$ нм) на електронних переходах димерів ксенона, криптона і аргона, а також оптимізовано вихідні характеристики маломірної лампи на броміді меркурію ($\lambda = 502$ нм) з температурою колби на рівні $\sim 150^\circ\text{C}$; встановлено механізм запалювання мікросекундного розряду з одним діелектричним бар'єром в інертних газах підвищеного тиску;

- виявлено нове робоче середовище (що перекриває спектральний діапазон недосяжний для ламп на переходах моногалогенідів меркурію) для газорозрядної лампи на переходах атомів галію і молекул йодиду галію, яке забезпечує випромінювання в синій ділянці спектру та в області неканцерогенного ультрафіолету і характеризується низькою температурою випромінювача ($\sim 100^\circ\text{C}$).

Список літератури

1. Белевцев А.А. Нелинейная теория коронного разряда // Тез. докл. "IV Всес. конф. по физике газового разряда". -Часть 1. -Махачкала: ДГУ. -1988. - с.15-16.
2. Шуайбов А.К., Шевера И.В., Дащенко А.И. Характеристики униполярного коронного разряда в рабочих средах лазеров высокого давления на атомах Ar, Kr и Xe // Квантовая электроника. -1997. -Т.24, № 6. -с.519-522.
3. Шуайбов А.К., Дащенко А.И., Шевера И.В., Миня А.И. Оптические характеристики плотной электроразрядной плазмы инертных газов в сильнонеоднородных электрических полях // Физика плазмы. -1997. -Т.23, № 10. -с.960-965.
4. Шуайбов А.К., Шевера И.В. Электрические и оптические характеристики плазмы инертных газов в пространственно-неоднородных системах электродов // Журнал технической физики. -1997. -Т.67, № 11. -с.15-18.
5. Шуайбов А.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.И., Миня А.И. Исследование излучения коронного разряда атмосферного давления в смесях He/Ne и He/Ne/Kr // Теплофизика высоких температур. -1998. -Т.36, № 1. -с.13-20.
6. Шуайбов О.К., Шимон Л.Л., Миня О.Й., Дащенко А.И. Нерівноважне випромінювання атомів неону в стаціонарній He/Ne/H₂ плазмі високого тиску // Український фізичний журнал. -1999. -Т.44, № 10. -с.1223-1226.
7. Шуайбов О.К., Шимон Л.Л., Дащенко А.Й., Шевера І.В., Миня О.Й. Електричні та оптичні характеристики низькотемпературної плазми інертних газів в неоднорідному електричному полі // Журнал фізичних досліджень.-1999.-Т.3, № 1.-с.47-54.
8. Shuaibov A.K. Optical characteristics of a unipolar corona discharge in working media of high pressure lasers on Ne(3s-3p) and Ar(3p-4d) atoms // Czechoslovak Journal of Physics. -1998. -V.48, № 3. -p.365-370.
9. Шуайбов А.К. Характеристики отрицательного коронного разряда в рабочих средах лазеров на Хе(6p-5d) и эксимерных молекулах // Журнал прикладной спектроскопии. -1998. -Т.65, № 2, -с.205-210.
10. Шуайбов А.К. Биполярный коронный разряд атмосферного давления в смеси He/H₂ // Журнал технической физики. -1999. -Т.69. вып.7.-с.33-37.
11. Шуайбов А.К. Об условиях контрагирования многоэлектродного коронного разряда на смесях He/Ar, Kr, Хе // Письма в ЖТФ. -1999. -Т.25, вып. 17. -с.90-94.
12. Шуайбов А.К. Стационарное возбуждение атомов неона в рабочей среде плазменного лазера на $\lambda = 585.3$ нм // Физика плазмы. -1999. -Т.25, № 8. - с.711-715.
13. Shuaibov A.K., Shimon L.L., Shevera I.V. Properties of the nonequilibrium high-pressure He -Ar,Kr,Xe Mixture-based plasma in the strongly non-uniform electric field // The Centenary of Electron (EL -100); Proc. Int. Conf. Uzhorod. Ukraine, Karpaty Publishers. -1997. -p.212-213.

14. Песков В.Д. Ионизационная неустойчивость в коронном разряде высокого давления // Журнал технической физики. -1975. -Т.45, вып. 12. -с.2544-2551.
15. Чигінь В.А. Фізичні механізми пульсації негативної корони. Автореферат дис. на здоб. наук. ступ. доктора фіз.-мат. наук. Харків. 2007. 36 с.
16. Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Трушкин Н.И. Пульсирующий режим отрицательной короны в азоте. Ч.1. Эксперимент // Физика плазмы. 2001. Т.27, № 6. -с.550-562.
17. Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Трушкин Н.И. Пульсирующий режим отрицательной короны в азоте. Ч.11. Расчет // Физика плазмы. 2001. Т.27, № 6. -с.563-572.
18. Дандарон Г.Н., Балданов Б.Б. Экспериментальное исследование отрицательной короны в аргоне при атмосферном давлении // Физика плазмы. 2007. Т.33, № 3. -с.273-279.
19. Henson V.L. A space-charge region model for microscopic steady coronas from points // Journal Appl. Phys. -1981. -V.52, № 2. -p.709-715.
20. Липатов Н.И., Минеев А.П., Мышенков В.И., Пашенин П.П., Прохоров А.М. О статическом и динамическом режимах контрагирования газового разряда // Журнал технической физики. -1985. -Т.55, вып. 9.-с.1730-1735.
21. Hill P.C. Ultraviolet continua of helium molecules // Phys. Rev. A. -1989. -V.40, № 9. -p.5006-5016.
22. Hill P.C., Herman P.R. Reactions Processes in He₂⁺ (C²Π_u -A²S_g⁺) Flash Lamp // Phys. Rev.A. -1993. -V.47, № 6. -p.4837-4844. \
23. Иванов В.А., Скобло Ю.Э. Исследование механизма заселения возбужденных состояний атома гелия в плазме // Химическая физика. -1989. -Т.8, № 4. -с.454-462.
24. Иванов В.А., Скобло Ю.Э. К вопросу о диссоциативной рекомбинации в гелиевом послесвечении // Оптика и спектроскопия. -1988. -Т.65, вып.3. -с.750-753.
25. Королев Н.Б., Хузеев А.П. Спектр излучения переохлажденной плазмы, создаваемой воздействием пучка ускоренных электронов на гелий // Оптика и спектроскопия. -1977. -Т.42, вып. 3. -с.452-457.
26. Иванов В.А. Распределение потока квантов по переходам с возбужденных уровней атома Ne в распадающейся плазме в смеси He/Ne // Оптика и спектроскопия. -1991. -Т.70, вып. 5. -с.967-971.
27. Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Никитин А.Г., Романенко В.Р. Исследование ступенчатого возбуждения в Хе // Оптика и спектроскопия. -1989. -Т.67, вып. 4. -с.766-772.
28. Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Никитин А.Г. Определение констант ступенчатого возбуждения в ксеноне по измерениям в инфракрасной области спектра // Оптика и спектроскопия. -1991. -Т.71, вып. 2. -с.235-239.
29. Шуаїбов О.К. До утворення ексимерних молекул HeH(A) в стаціонарній плазмі високого тиску на суміші He/H₂ // Український фізичний журнал. -1999. -Т.44, № 6. -с.718-720.

30. Ketterle W., Dodhy A., Waltcher H. Bound-free emission of the helium hydride molecule // Chemical Physics Letters. -1986. -V.129, № 1. -p.76-78.
31. Алексеев А.Б., Иванов В.С., Правиллов А.М., Шестаков О.Д. Теоретическое изучение люминисценции и преддиссоциация состояний В²П молекулы HeH // Оптика и спектроскопия. -1990. -Т.69, вып. 1. -с.93-96.
32. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Месяц Г.А., Скакун В.С. и др. Излучение смесей инертных газов с водородом при возбуждении электронным пучком // Квантовая электроника. -1984. -Т.11, № 6. -с.1277-1280.
33. Евстигнеев В.В., Филиппов С.С. Расчет заселенностей уровней гелия в распадающейся плазме. -Москва.: 1974. - 20с. (Препринт/АН СССР. Инст. прикладной математики; 5-74).
34. Сыцько Ю.И., Яковленко С.И. Анализ релаксации плазмы гелия с примесью и возможности генерации излучения. -М.: 1979. -29с. Препринт / АН СССР. Инст. атом. энергии им. И.В.Курчатова; №3138).
35. Батырбеков Г.А., Батырбеков Э.Г., Данилычев В.А., Хусейнов М.У. Влияние гелия на эффективность заселения 3р -уровней атомов неона // Квантовая электроника. 1990. -Т.17, № 9. -с.1175-1180.
36. Бурштейн М.М., Комаровский В.А., Федоров А.Н., Юргенсон С.В. Исследование тушения возбуждения 2р -уровней неона молекулярным водородом и атомами аргона // Оптика и спектроскопия. -1991. -Т.71, вып. 2. -с.240-242.
37. Держиев В.И., Жидков А.Г., Коваль А.В., Яковленко С.И. Кинетическая модель пеннинговского Ne -лазера на пучковой He-Ne-Ar и Ne-H₂ -плазме // Квантовая электроника. -1989. -Т.16, № 8. -с.1579-1586.
38. Иванов В.А. Влияние неупругих столкновений на населенности возбужденных уровней атома Хе в распадающейся плазме в смеси He-Xe // Химическая физика. -1990. -Т.9, № 9. -с.1454-1460.
39. Иванов В.А. Диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов в плазме инертных газов // Успехи физических наук. -1992. -Т.192, № 1.-с.35-70.
40. Иванов В.А., Макасюк И.В. Спектроскопическое исследование диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов Ar и электронов // Журнал прикладной спектроскопии. -1988. -Т.49, № 3. -с.407-412.
41. Митюрева А.А., Смирнов В.В. Измерение сечений ступенчатого возбуждения атомов инертных газов из метастабильных состояний электронным ударом // Оптика и спектроскопия. -1993. -Т.74, вып. 1. -с.12-15.
42. Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Никитин А.Г., Романенко В.Р. Исследование ступенчатого возбуждения в Хе // Оптика и спектроскопия. -1989. -Т.67, вып. 4. -с.766-772.
43. Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А., Никитин А.Г. Определение констант ступенчатого возбуждения в ксеноне по измерениям в инфракрасной области спектра // Оптика и спектроскопия. -1991. -Т.71, вып. 2. -с.235-239.

44. Баранов И.Ю., Колоколов Н.Б., Пенкин Н.П. Исследование процессов ступенчатого возбуждения в плазме послесвечения аргона // Оптика и спектроскопия. -1985. -Т.58, вып. 2. -с.268-275.
45. Фельцан П.В., Записочний І.П. Збудження інертних газів при електронно-атомних зіткненнях. V. Ксенон. // Український фізичний журнал. -1968. - Т.13, № 2. -с.205-210.
46. Фельцан П.В., Запесочный И. П. Возбуждение инертных газов при электронно-атомных столкновениях. III Аргон. // Украинский физический журнал. -1967. Т.12, № 4. -с.633-639.
47. Фельцан П.В. Возбуждение инертных газов при электронно-атомных столкновениях. IV Криптон. // Украинский физический журнал. -1967. - Т.12, № 9. -с.1405-1409.
48. Электроразрядные лазеры высокого давления на атомах аргона, криптона и ксенона (обзор) / Шуайбов А.К.; Ужгородский государственный университет. -Ужгород, 1993. -19 с. -Рус. -Деп. в Укр. ИНТЭИ, №8. -Ук. 93 // Анотация в реф. журнале "Физика", № 5, -1993.
49. Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф. О механизме возникновения инверсии в смесях He(Ne,Ar)-NF₃ при накачке самостоятельным разрядом // Квантовая электроника. -1992. -Т.19, № 2. -с.146-152.
50. Серета О.В., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Яковленко С.И. Мощные ИК лазеры на переходах атома Хе // Квантовая электроника. -1993. -Т.20, № 6. -с.535-538.
51. Акишев Ю.С., Апонин Г.И. Грушин М.Е., Каральник В.Б., Трушкин Н.И. Свойства сильноточной короны в азоте как генератор неравновесной плазмы при атмосферном давлении // Мат конф. 2004. -с.459-462.
52. Каральник В.Б. Численное моделирование нестационарных процессов в слаботочных газовых разрядах. // Автореферат диссертации на соискание уч. ст. канд. физ.-мат. наук. Троицк. 2007. 27 с.
53. Базарсадаев Б.Ц., Шагдаров В.Б., Ринчинов А.П., Санеев Э.Л. Условия перехода отрицательного коронного разряда атмосферного давления в потоке газа // Вестник Восточно-Сибирского государственного технологического ун-та. Улан-Удэ. 2010. № 4. -с.25-27.
54. Балданов Б.Б. К вопросу стабилизации многоострийной отрицательной короны в потоке аргона // Журнал технической физики. 2009. Т.79, вып.8. -с.150-152.
55. Балданов Б.Б. Экспериментальное исследование коронного разряда с многоострийным катодом в потоке газа // Физика плазмы. 2009. Т.35, № 7. -с.603-610.
56. Герасимов Г.Н. Оптические спектры бинарных смесей инертных газов // Успехи физических наук. 2004. Т.174, №2. -с.155-175.
57. Salvermoser M. Murnik D.E. Efficient, stable, corona discharge 172 nm xenon excimer light source // J. Appl. Phys. 2003. V.94, № 6. -p.3722-3731.
58. Lisenko A.A., Lomaev M.I., Skakun V.S., Tarasenko V.F. Effective emission of Xe₂ and Kr₂ bounded by a dielectric barrier // Phys. Scr. 2007. V.76, №2.-p.211-215.

59. Ломаев М.И., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Ерофеев М.В. Эксилампы вакуумного ультрафиолетового диапазона с возбуждением барьерным коронным разрядом // Оптический журнал. 2012. Т.79, №8. - с.83-91.
60. Акишев Ю.С., Дементьев А.В., Каральник В.Б. и др. О сходстве и различии короны переменного тока с положительной и отрицательной коронами постоянного тока и барьерным разрядом // Физика плазмы. 2003. Т.23, №1. -с.90-100.
61. Arnold E., Lomaev M.I., Skakun V.S., Tarasenko V.F. et all Volume discharge formation in a one-barrier xenon excimer lamp // Laser Physics. 2004. V.14, № 6. -р.809-817.
62. Ломаев М.И., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В. Одно- и двобарьерные эксилампы ВУФ диапазона на димерах ксенона // Журнал технической физики. 2008. Т.78, вып.2. -с.103-107.
63. Шитц Д.В., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. Комплекс эксиламп на димерах ксенона для проточного фотореактора // Приборы и техника эксперимента. 2008. Т.78, №5. -с.129-131.
64. Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. Simulation of plasma cathode layer parameters of effective excilamps // Laser Physics. 2002. V.12. N 7. -р.1022-1028.
65. Бойченко А.М., Ломаев М.М., Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применения. Томск. SST. 2011. 512 с.
66. Малинин А.Н., Шуайбов А.К., Опаленик В.И., Шевера В.С. 11-ой Всесоюзный семинар по физическим процессам в газовых ОКГ, Тезисы докладов. г. Ужгород. 1978. -с.118-119.
67. Малинин А.Н., Шуайбов А.К., Шевера В.С. Исследование возбуждения смесей паров ртути и галогенсодержащих молекул в импульсном разряде через диэлектрик // Журнал прикладной спектроскопии. 1980. Т.32. №4. - с.581-585.
68. Малинина А.А., Гуйван Н.Н., Шуайбов А.К. Оптические характеристики газоразрядной плазмы на смеси паров дибромида ртути с гелием // Журнал прикладной спектроскопии. 2009. Т.76, №5. -с.752-759.
69. Малинина А.А., Гуйван Н.Н., Шимон Л.Л., Шуайбов А.К. Оптические характеристики и параметры газоразрядной плазмы на смеси паров дибромида ртути, азота и гелия // Физика плазмы. 2010. Т.36, Т.9. -с.858-866.
70. Малиніна А.О. Енергетичні характеристики випромінювання низькотемпературної плазми на сумішах парів дибромиду ртуті з газами // Вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. 2011. №30, -с.225-233.
71. Малинина А.Н., Шуайбов А.К. Эмиссия эксиплекса монобромиды ртути в газоразрядной плазме на смеси паров дибромида ртути, гексафторида серы и гелия // Оптика и спектроскопия. 2011. Т. 110, №2. -с.218-227.

72. Малинина А.А., Шимон Л.Л. Оптические характеристики и параметры плазмы эксиплексного излучателя сине-зеленого спектрального диапазона // Журнал технической физики. 2012. Т.82, вып.1. -с.29-35.
73. Шуаїбов О.К., Шимон Л.Л., Миня О.Й., Гомокі З.Т., Калюжна Г.Г., Щедрін А.І. Ультрафіолетова лампа ємнісного розряду на сумішах інертних газів та пари йоду // Журнал фізичних досліджень. -2011. –Т.15, №2. -с.2601-2808.
- ¹74. David J Smith, J Darryl Michael, Vikas Midha, George M Cotzas and Timothy J Sommerer Efficient radiation production in weakly ionized, low-pressure, nonequilibrium gallium-iodine positive column discharge plasma // J.Phys. D: Appl. Phys. –2007. –V.40. –p.3842-3856.
75. Homoki Z.T., Minya A.I., Shuaibov A.K. and Shevera I.V. The emission characteristics of a pulse periodic capacitive discharge on vapor of gallium iodide // XI International conference «Atomic and Molecular Pulsed Lasers». 16 – 20 September, 2013. Tomsk. Russia, 2013. p.103.

3. БАГАТОЕЛЕКТРОДНИЙ КОРОННИЙ РОЗРЯД В РОБОЧИХ СЕРЕДОВИЩАХ МОЛЕКУЛЯРНИХ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ ВИСОКОГО ТИСКУ ТА ПОВІТРІ

«Електричний вітер» (ЕВ) виникає при запалюванні коронного розряду довільного типу і являє собою газодинамічне явище, яке проявляється у вигляді колективного руху газу в розрядному проміжку. Він формується в процесі зіткнень іонів, що рухаються в напрямі силових ліній електричного поля разом з нейтральною складовою газового середовища [1]. При терті газових потоків рух газу стає вихровим і значно ускладнюється. На місце маси газу, що залишила місце біля потенціального електрода, який охоплений свіченням коронного розряду і рухається в напрямку до заземленого електрода, приходить нова порція газу. Заземлений електрод може бути виготовленим у вигляді металевої сітки, суцільного циліндра чи перфорованого електрода з фольги.

Швидкість «ЕВ» оберненопропорційна квадратному кореню із значення віддалі до потенціального електрода (h) і може досягати $V_{EL} = 0.5-6.0$ м/с. Вона наближено визначається за формулою Ладебурга, яка справедлива для повітря при нормальній температурі (у м/с) [2]:

$$V_{EL} = 5,34 (10^{-7}) E(h)^{-1/2}, \quad (3.1)$$

де E – напруженість електричного поля.

Розгляд процесів теплопередачі в повітрі атмосферного тиску з врахуванням «ЕВ» в системі циліндричних електродів, де потенціальним електродом є тонкий дріт, показав, що обладнання теплообмінників системою з коронним розрядом, сприяє інтенсифікації теплообміну і

приводить до зменшення масогабаритних показників пристрою.

Для лазерів високого тиску з накачуванням поперечним розрядом і помірною частотою повторення імпульсів струму ($f \leq 50$ Гц) для формування широкоформатного газового потоку робочого середовища доцільно застосувати багатоіскрові системи електродів типу «вістря-сітка». Вони мають перевагу над більш простими системами типу «тонкий провідник-циліндр», внаслідок більшої надійності і вібростійкості.

Детальне дослідження додатного і негативного коронного розряду в системі з однорядним електродом на основі металевих голок дозволило з'ясувати умови досягнення максимальної величини струму, яка і визначає швидкість електричного прокачування в повітрі атмосферного тиску [3].

Ці умови зводяться до наступного:

- взаємне екранування голок збільшується при зменшенні відношення кроку їх розміщення до віддалі між електродами; одержані результати дозволяють прогнозувати характеристики **БЕКР** за відомим струмом розряду з одного вістря;
- перехід негативної корони в іскру відбувається при деякій визначеній величині напруженості електричного поля, яка не залежить від віддалі між електродами і кроку розміщення голок ($E \approx 17-19$ кв/см);
- величина граничного струму не залежить від обмежувального опору і для проміжків з $h \geq 3$ мм збільшується при зменшенні кроку між голками і досягає максимальних значень при його оптимальній величині 2,5 – 5 мм;
- граничний струм збільшується при збільшенні віддалі між електродами, але для негативної корони ступінь впливу віддалі зменшується при зменшенні віддалі між голками в ряду;

- величина граничного струму для коронного розряду в повітрі при нормальних умовах складає: 16-19 мА/м (негативна корона) і 5 мА/м (додатна корона);
- напівциліндрична форма заземленого електрода, порівняно з плоскою, дозволяє збільшити струм негативної корони близько в півтори рази.

Умови запалювання, характеристики та фізика процесів **БЕКР** в середовищі інертних газів та галогенів (типу **He/R/HCl;F₂**), які використовуються в потужних лазерах і лампах, досліджувалися на кафедрі квантової електроніки ДВНЗ «Ужгородський національний університет» і наводяться нижче. Основні характеристики та фізика процесів в ексиплексних лампах з поперечним об'ємним розрядом та іскровою УФ-передіонізацією приведені в працях [4-6].

Результати дослідження багатоелектродного коронного розряду в робочих середовищах **N₂**, **CO** і **CO₂** – лазерів наведені в наших працях [7-9]. З цих праць випливає, що коронний розряд в системі "голки-сітка" характеризується меншими потенціалами запалювання і горіння; при тисках **He/N₂**- сумішей менших за 150 кПа він оптимальний для застосування в системі електричного прокачування з помірною за величиною напругою живлення ($U \leq 10-12$ кВ); малі домішки пари води в значній мірі впливають на спектри випромінювання плазми негативного багатоелектродного коронного розряду в гелії і суміші **He/N₂**, а також визначають іонний склад плазми генераційних зон цього типу коронного розряду і, відповідно, механізм виникнення "електричного вітру". Стійкий негативний коронний розряд запалювався при тисках сумішей **He/N₂/CO(CO₂)** в діапазоні 50-300 кПа, при парціальному тиску молекулярних газів ≤ 5 кПа і горів, в основному, в стаціонарному режимі; вольт-амперна характеристика негативного **БЕКР** спостерігалась в формі неповної петлі гістерезису, що пов'язано з високою

ефективністю утворення молекул CO в метастабільних станах; для електричного прокачування робочих середовищ CO і CO_2 - джерел випромінювання найбільш оптимальним було застосування негативного **БЕКР** при загальному тиску суміші в діапазоні 50-100 кПа.

3.1. Електричні і оптичні характеристики систем поперечного електричного прокачування робочих середовищ RCl^* - джерел випромінювання

Розглянемо застосування багатоелектродного коронного розряду в сильно електронегативних газових середовищах лазерів на хлоридах важких інертних газів з поперечним розрядом та відповідних джерел потужного спонтанного **УФ-ВУФ** випромінювання малої тривалості.

Перейдемо до розгляду характеристик багатоелектродного коронного розряду в робочих середовищах лазерів і ламп на ексиплекних молекулах. Коронний розряд досліджували в газових сумішах **He/Xe(Kr)/HCl** при тисках $p=100-300$ кПа. Результати цих експериментів опубліковано в статтях [9-11].

В сумішах інертних газів з молекулами **HCl** при малому парціальному тиску **HCl** ($p \leq 0,1$ кПа) запалювався розряд проміжного типу, коли плазма формувалася і за межами генераційних зон. При збільшенні напруги на голках вище деякого значення багатоелектродний коронний розряд трансформувався в один стримерний канал або в дугу при менших тисках ($p \leq 150$ кПа).

Вольт - амперні характеристики **БЕКР** в сумішах **He/R/HCl** практично не мали гістерезису (рис.3.1). В залежності від парціального тиску парів **HCl**, струм не контрагованого **БЕКР** зменшувався від 300 до 20 мкА в порівнянні з струмом цього розряду в сумішах **He/R** ($I_{cp} \leq 2-3$ мА). Для розряду на суміші **He/Xe/HCl** збільшення $p(\text{HCl})$

з 0,08 до 0,4 кПа приводило до зменшення максимального струму розряду на порядок. Внаслідок прилипання електронів до молекул хлориду водню, основним негативним зарядом, який дифундує в зовнішній області **БЕКР**, були іони **СГ**. Струм коронного розряду в цих середовищах переносився в формі неперервної складової, на яку накладались імпульси Трічелля частотою $f=1-50$ кГц і тривалістю $\tau \leq 0,3$ мкс. Швидкість електричного прокачування в зовнішній області коронного розряду $v \sim I^{1/2}$, тому для збільшення його ефективності в робочих середовищах **РСІ**- джерел випромінювання необхідно використовувати робочі суміші, збіднені молекулами **НСІ**.

Типові спектри випромінювання плазми генераційних зон **БЕКР** на суміші **He/R/НСІ** і вихід випромінювання ексиплексних молекул в залежності від параметрів розряду приведені на рис.3.2 і 3.3. Для **БЕКР** в сумішах інертних газів з молекулами хлориду водню в **УФ**- області переважало випромінювання ексиплексних молекул **РСІ(В-Х, С-А)**.

При значному парціальному тиску **p(НСІ)** залежності інтенсивності випромінювання молекул **ХеСІ(В-Х)** від величини струму **БЕКР** були лінійними, а в сумішах з меншим вмістом **НСІ**- квадратичними. З порівняння залежностей 4 і 5 (рис.3.3.) випливає, що інтенсивність випромінювання молекул **ХеСІ(В)** вища в сумішах з більшим парціальним тиском гелія. Залежності 2-5 відповідали режиму горіння **БЕКР**, коли генераційні зони повністю сформовані і свічення плазми в зовнішній області розряду відсутнє. Максимальна величини струму, вказана на рис.3.3. для різних складів суміші **He/Хе/НСІ** відповідала порогу появи анодного стримера в розряді, який досліджувався. Найбільший струм коронного розряду досягався в газових сумішах, збіднених молекулами хлориду водню.

3.2. Характеристики багатоелектродного коронного розряду в сумішах інертних газів з молекулами фтора

Результати, наведені в даному пункті, опубліковані в працях [12, 13-18].

Багатоелектродний коронний розряд в сумішах інертних газів з молекулами фтора складався з суцільної генераційної зони (ГЗ), яка формувалася в області вістря голок, і темної зовнішньої області. Генераційна зона **БЕКР** на суміші **He/F₂** являла собою яскраво червоний плазмовий шнур довжиною 11 см діаметром 0,5-1,0 см. Розміри суцільної ГЗ зростали при збільшенні напруги на голках аж до появи стримерів біля однієї з них. Генераційна зона **БЕКР** додатньої полярності мала поперечні розміри в 2-3 рази менші, ніж для коронного розряду з живленням напругою негативної полярності.

Головною особливістю газових сумішей, які досліджувались, є особливо велика константа швидкості дисоціативного прилипання електронів до молекул **F₂(v=0)**, яка на два порядки більша, ніж до молекул **HCl(v = 0)** і **CO** [19, 20].

Вперше на особливості поведінки нерівноважної низькотемпературної плазми на основі газової суміші **He/R/F₂** було звернуто увагу в працях [21-23]. Згідно цим працям, в плазмі на сумішах **He/R/F₂** більша частина електронів коронного розряду за малий проміжок часу внаслідок дисоціативного прилипання утворюють від'ємні іони **F⁻**. Резервуар від'ємних іонів **F⁻**, які сформувалися в негативному **КР**, виштовхується електричним полем негативно заряджених голок в напрямку сітки. В процесі дифузії іонів **F⁻**, із-за відриву від них електронів, відбувається рівномірна передіонізація об'єму в зоні вістря голок. Найбільш ефективним механізмом відриву електронів від іонів **F⁻** є фотовідрив під дією **УФ**

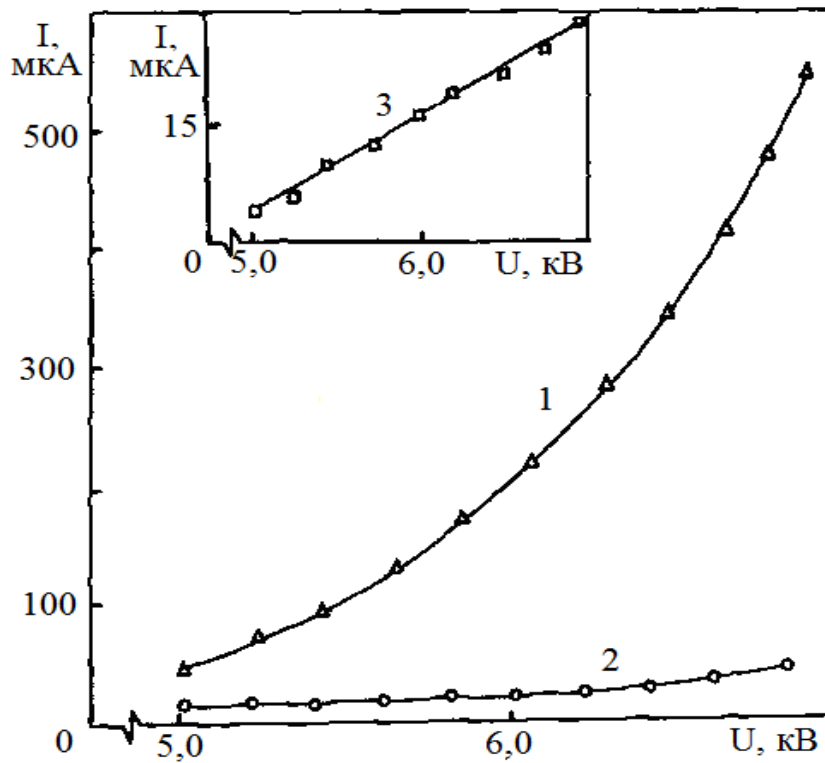


Рис.3.1. Вольт-амперні характеристики негативного БЕКР в сумішах: $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{HCl})=300/2,8/0,08$ (1); $250/2,8/0,4$ (2); $p(\text{He})/p(\text{Xe})/p(\text{HCl})=250/4,0/0,4$ (3) кПа [11].

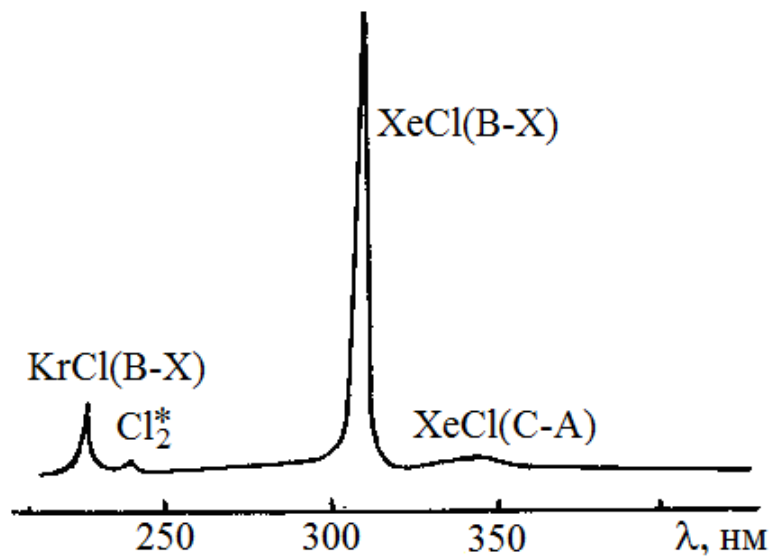


Рис.3.2. Спектр випромінювання плазми генераційних зон негативного БЕКР в газовій суміші $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{Xe})/p(\text{HCl})=250/4,4/0,4/0,4$ кПа при струмі $I=40$ мкА [11].

випромінювання з $\lambda \leq 360$ нм [22]. Мінімально необхідна густина фотоелектронів не перевищує 10^6 см⁻³ і досягається уже при потужності ультрафіолетового випромінювання $J_{uv} = 10^3-10^4$ Вт·см⁻² [23]. Умови реалізації цієї схеми формування суцільної генераційної зони для додатного **КР** є несприятливими, оскільки в даному випадку іони **F⁻** частково нейтралізуються додатньо зарядженими вістрями голок.

Таким чином, **БЕКР** може виконувати одночасно як функції системи електричного прокачування, так і системи **УФ**- передіонізації джерел випромінювання на атомах **F***, молекулах **F*₂** і ексиплексних молекулах **RF***.

Для оптимізації електричних систем прокачування в ексиплексних джерелах випромінювання необхідно використовувати перфоровані (або сіткові) анод і катод поперечного розряду, щоб забезпечити вільний доступ в міжелектродний проміжок джерела випромінювання фотонів **УФ**- передіонізації, а, крім того, система електродів **ПР** повинна бути прозорою для поперечного газового потоку робочої суміші. При цих умовах автоматично реалізуються найбільш оптимальні геометричні умови розміщення системи **УФ**- передіонізації та модуля електричного прокачування [24].

Ми досліджували: 1 - часові характеристики струму коронного розряду, 2 - залежності частоти повторення імпульсів струму **БЕКР** від величини напруги на голках, 3 - вольт -амперні характеристики **БЕКР** в сумішах **He/F₂** і **He/R/F₂**, 4 - оптичні характеристики випромінювання плазми генераційної зони коронного розряду.

1. Типові осцилограми імпульсів струму додатного і негативного **БЕКР** в **F₂**- вмісних середовищах представлені на рис.3.4. Основний внесок в загальний струм додатного **БЕКР** на основі робочого середовища **RF***- джерел випромінювання вносить стала складова. Передній фронт імпульсів струму був коротким (≤ 50 нс), а задній

затягнутим до 1 мкс. Основними носіями струму негативного **БЕКР** є іони F^- , а в додатному розряді на суміші He/F_2 - це іони F^+ і F_2^+ . Початкові ділянки осцилограм струму негативного **БЕКР** в сумішах He/F_2 та $He/R/F_2$ характеризують зростання густини іонів F^- в області їх утворення (генераційна зона **БЕКР**). З тривалості заднього фронту імпульсів струму негативного **БЕКР** (~ 1 мкс) і розміру дрейфового шляху (1-1,5 см) випливає, що середня швидкість дрейфу іонів F^- в гелії при тиску $p = 200$ кПа складає $v = (1-2) \cdot 10^6$ м/с.

2. Залежності частоти повторення імпульсів струму негативного **БЕКР** в сумішах He/F_2 та $He/Kr/F_2$ від величини напруги на голках приведені на рис.3.5. Як випливає з цього рисунка, найвища частота повторення характерна для негативного **БЕКР** на суміші He/F_2 . В негативному **БЕКР** на суміші $He/R/F_2$ максимальна частота повторення імпульсів струму зменшувалась з ростом атомної ваги важкого інертного газу і в суміші $He/Xe/F_2$ не переважала 12-14 кГц. В додатному **БЕКР** на потрійних сумішах гранична частота повторення імпульсної складової розрядного струму досягала 160 кГц.

Типові вольт - амперні характеристики **БЕКР** в подвійній та потрійній сумішах представлені на рис.3.6. Для подвійних сумішей однакового складу і тиску швидкість збільшення струму негативного **БЕКР** в 1,5-2 рази більша, ніж для додатного, але потенціал запалювання додатного розряду був на 2-3 кВ меншим, ніж для негативного. Збільшення тиску гелія до 300-350 кПа приводило до росту потенціалів запалювання **БЕКР** і до розширення діапазона напруг існування стійкого розряду.

Таким чином, для ефективної роботи модуля поперечного електричного прокачування суміші He/F_2 найбільш оптимальним є застосування негативного **БЕКР** при величині напруги на голках $U=9-11$ кВ, а для

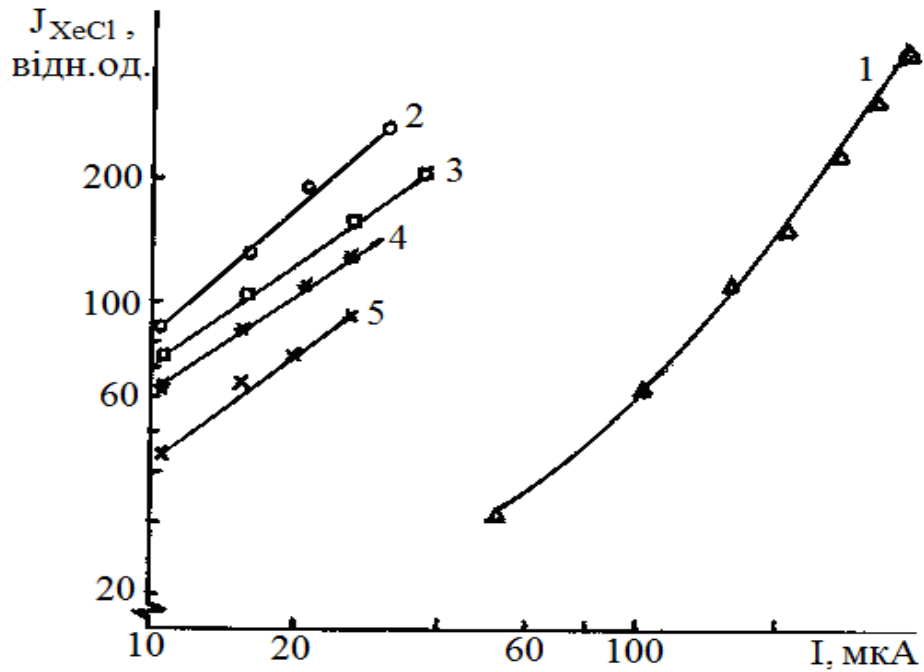


Рис.3.3. Залежність відносної інтенсивності випромінювання смуги $\lambda=308$ нм XeCl(V-X) від величини струму БЕКР: $p(\text{He})/p(\text{Xe})/p(\text{HCl}) = 200/0,8/0,08$ (1); $200/0,8/0,4$ (2); $200/0,8/0,2$ (3); $150/4/0,4$ (4); $250/4/0,4$ (5) кПа [11].

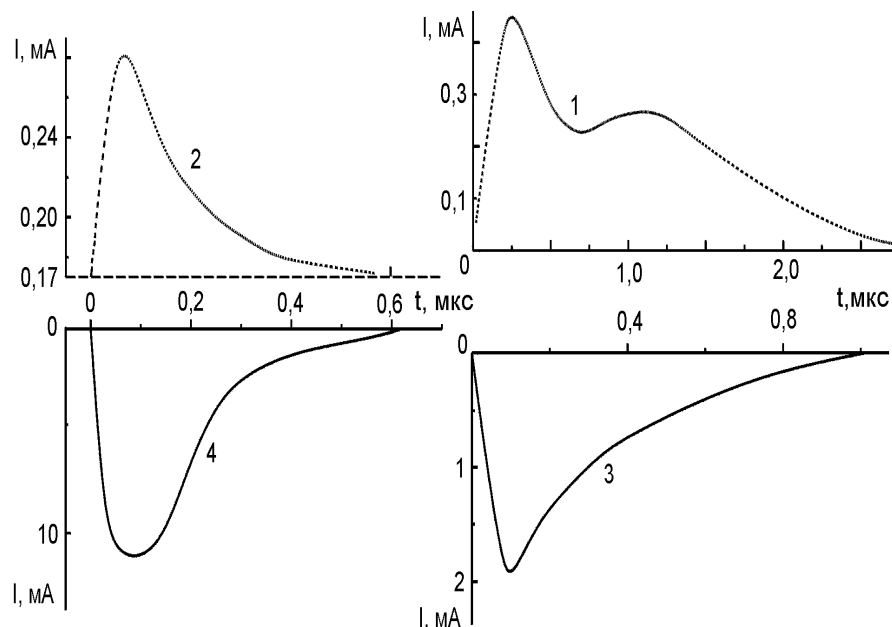


Рис.3.4. Осцилограми струму додатного (1, 2) і негативного (3, 4) коронних розрядів в сумішах: $p(\text{He})/p(\text{F}_2) = 200/0,8$ (1, 3); $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{F}_2) = 200/6,4/0,8$ (2, 4) кПа [14].

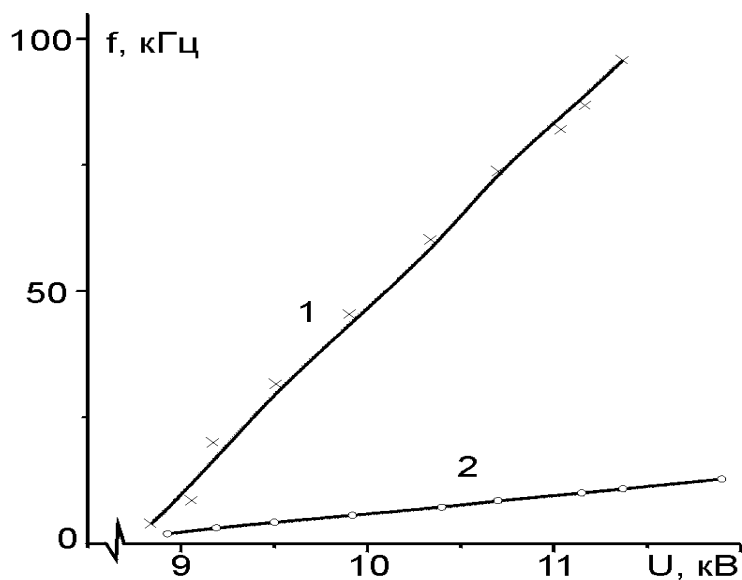


Рис.3.5. Залежність частоти повторення імпульсів струму негативного БЕКР в сумішах: $p(\text{He})/p(\text{F}_2)$ (1) ; $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{F}_2)$ (2) [14].

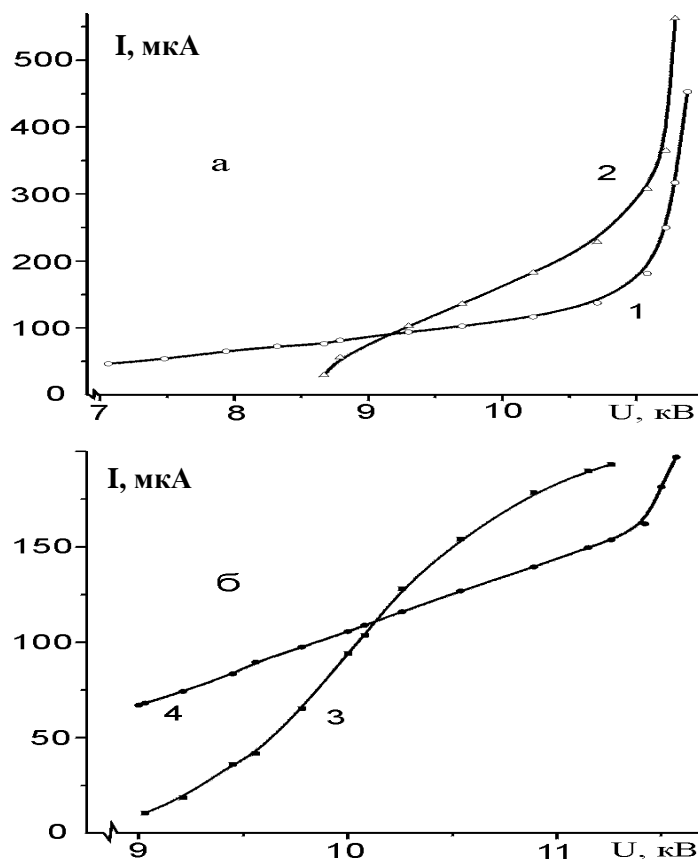


Рис.3.6. Вольт - амперні характеристики додатного (1, 3) і негативного (2, 4) БЕКР на сумішах:
а). $p(\text{He})/p(\text{F}_2)=200/0,8$ кПа (1,2);
б). $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{F}_2)=200/6,4/0,8$ кПа (3, 4) [14].

прокачування потрібних сумішей - додатного **БЕКР** з живленням напругою $U = 8-10$ кВ.

Найбільш інтенсивним було випромінювання плазми генераційної зони негативного **БЕКР** на суміші **He/Kr/F₂**. Основні спектральні лінії в спектрі випромінювання генераційних зон **БЕКР** на суміші **He/F₂** (рис.3.7) належали до **3s-3p** переходів атома фтору. Найбільш інтенсивна спектральна лінія випромінювання атома гелія з $\lambda=706,5$ нм була на порядок нижчою від інтенсивності **FI(3s-3p)**, що пов'язано з різними механізмами заселення та специфічним виглядом функції розподілу електронів за енергіями для коронного розряду.

В **УФ** спектрах випромінювання генераційних зон **БЕКР** на сумішах **He/R/F₂** основним було випромінювання на довжинах хвиль $\lambda=193$ нм **ArF**, 249 нм **KrF** і 353 нм **XeF**. В видимій області спектру спостерігалось селективне заселення окремих **p**- станів атомів важких інертних газів: **Ar(4s-5p)**, **Kr(5s-6p)**, **Xe(6s-7p)**. В близькій інфрачервоній області спектру найбільш інтенсивними були спектральні лінії: 750 нм **ArI**, 810 нм **KrI**, 823 і 882 нм **XeI** на переходах **R(ns-np)**, де $n = 4, 5, 6$, відповідно, для атомів **Ar**, **Kr** та **Xe**.

Залежності інтенсивності випромінювання спектральних ліній **FI(3s-3p)** в **БЕКР** на суміші **He/F₂** та інтенсивності смуги з $\lambda=249$ нм **KrF** в плазмі на суміші **He/Rr/F₂** від величини розрядного струму представлені на рис.3.8 та 3.9.

Залежності інтенсивності випромінювання спектральних ліній **F***, **R*** і молекулярних смуг **RF*** від величини струму розряду носили плавно зростаючий характер, близький до лінійного (за викл. кр.2.; рис.3.8.). Рекombінаційний внесок в заселення атомів **F(3p)** може бути переважаючим при понижених напругах на голках і, відповідно, при більш низьких значеннях відношення E/N . Як впливає з досліджень випромінювання плазми генераційних зон **БЕКР** на суміші **He/F₂**, тут реалізується

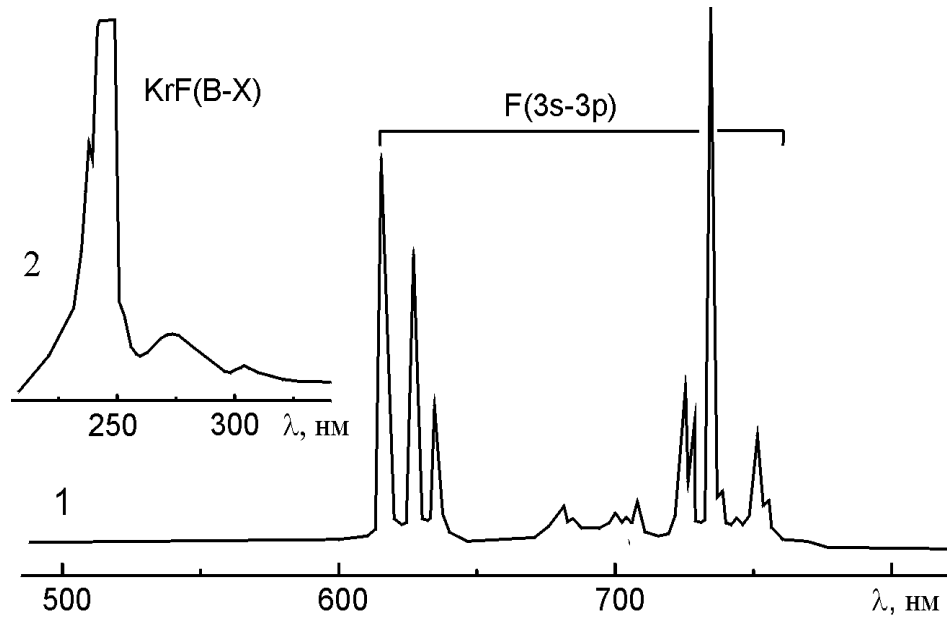


Рис.3.7. Спектри випромінювання плазми генераційних зон негативного коронного розряду на сумішах **He/F₂** (1) і **He/Kr/F₂** (2) [14].

селективне заселення окремих **3p** - рівнів атомів фтору, а в розряді на сумішах **He/R/F₂** – ексиплексних молекул **RF(B)** і окремих енергетичних рівнів атомів **Ar(4p,5p)**, **Kr(5p,6p)**, **Xe(6p,7p)**.

Імпульсна потужність, яка вносились в негативний **БЕКР** була найбільшою і в імпульсі досягала (1-10) МВт в плазму об'ємом- 10 см³. Це забезпечувало питомий енергетичний внесок на рівні бдизько 1 МВт/см³ для робочого середовища **RF***- джерел випромінювання. Виходячи з цього, можливим є використання генераційної зони негативного **БЕКР** в якості простої ексиплексної лампи високого тиску на смугах з $\lambda=193$ нм **ArF**, 249 нм **KrF** і 353 нм **XeF** і самопрокачуванням робочого середовища.

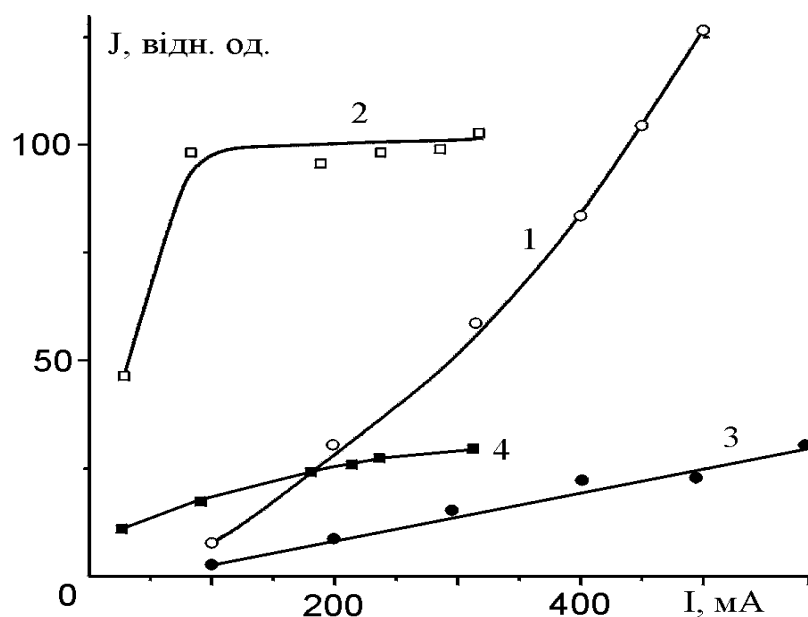


Рис.3.8. Залежність відносної інтенсивності випромінювання спектральних ліній 740 нм F^* (1, 2) і 640,0 нм F^* (3, 4) від величини струму додатного і негативного БЕКР.

3.3. Дослідження багатоелектродного коронного розряду на сумішах інертних газів з молекулами SF_6 і CCl_4

Даний тип КР може використовуватися як система поперечного електричного прокачування сумішей типу $He/R/SF_6(CCl_4)$. Основні результати цих досліджень опубліковані в працях [17, 25, 26].

Багатоелектродний негативний БЕКР на сумішах інертних газів з молекулами SF_6 і CCl_4 складався з точкових генераційних зон, які формувалися біля вістря голок та дротин сітки і темної зовнішньої області. Струм розряду в цих середовищах складався з сталої і імпульсної складових (рис.3.10). Тривалість імпульсної складової струму була рівною- 0,5 мкс. Осцилограма струму характеризувалася коротким переднім фронтом ($\tau \leq 50$ нс) і затягнутим до 1 мкс- заднім. На суміші He/SF_6 струм КР існував лише в

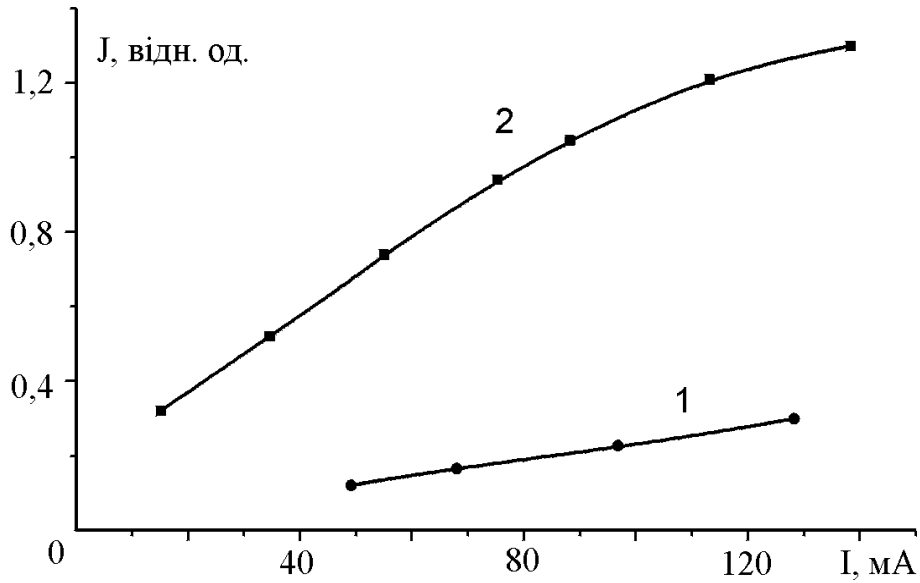


Рис.3.9. Залежність відносної інтенсивності випромінювання смуги з $\lambda=249$ нм **KrF** від величини струму додатного (1) і негативного (2) **БЕКР** на суміші **He/Kr/F₂** [14].

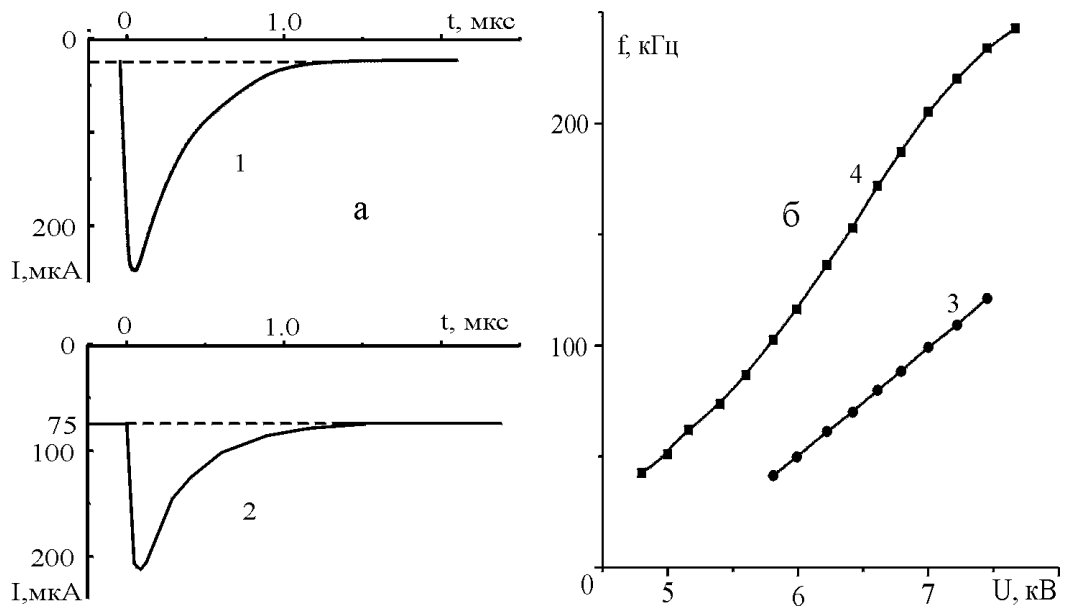


Рис.3.10. Осцилограми струму **БЕКР** (а) та залежності частоти повторення його імпульсної складової від величина спаду напруги на голках (б): $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{SF}_6)=92/8/0,13$ (1) кПа; $I_{\text{cp.}}=35$ мкА, $U_{\text{ch}}=5,5$ кВ; $I_{\text{cp.}}=90$ мкА, $U_{\text{ch}}=7,5$ кВ (2); $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{SF}_6)=295/8/0,13$ (3); $92/7/0,13$ (4) кПа [25].

формі постійної складової ($I_{\text{макс}} \leq 200$ мкА). Відсутність імпульсної складової струму **БЕКР** на суміші **He/SF₆** пов'язана з низькою концентрацією іонів **F⁻** в даній плазмі тому, що заміна молекул **SF₆** на **F₂** приводила до чисто імпульсного характеру струму розряду, де основним іоном в **F₂** - вмісних середовищах є іон **F⁻**.

Збільшення напруги на голках коронного розряду в суміші **He/Kr/SF₆** не змінювало величину та форму імпульсної складової струму. Залежність частоти повторення імпульсної складової струму цього розряду від величини напруги носила зростаючий характер. Значення частоти **f** для **F₂** - вмісних середовищ було в 5-10 разів меншим, що пов'язано з великою густиною від'ємних іонів **F⁻** в плазмі на основі суміші **He/Kr/F₂**. Збільшення тиску суміші **He/Kr/SF₆** приводило до зменшення частоти повторення імпульсів струму і збільшення діапазона стійкого запалювання коронного розряду за величиною напруги живлення.

Для **БЕКР** в сумішах інертних газів з молекулами **CCl₄** максимальне значення частоти **f** досягало 30-40 кГц, аналогічно до подібних середовищ на основі молекул **HCl**.

Типові **ВАХ** багатоелектродного коронного розряду на сумішах інертних газів з молекулами елегазу приводяться на рис.3.11. Аналогічні дані для суміші на основі молекул **CCl₄** приведені в статті [26]. Значення струму **БЕКР** в крайніх правих точках рис.3.11. відповідає точкам переходу даного розряду в контрагований стан. Форма **ВАХ** була близькою до лінійної і суттєво не змінювалася при зростанні парціального тиску елегазу. Зменшення тиску гелія приводило до значного зростання розрядного струму і при тиску $p(\text{He})=100$ кПа **ВАХ** ставала квадратичною. При зменшенні тиску газових сумішей збільшувалось ефективно значення параметра **E/N** в генераційних зонах **БЕКР** і питомі витрати потужності розряду на утворення збуджених атомів (**Kr^{*}**, **Kr^{**}**) та іонів (**Kr⁺**).

Вольт-амперні характеристики БЕКР в суміші He/Xe/SF_6 можуть бути представлені в формі $I_{\text{сп.}} = \beta \cdot (U - U_0)$ (де β - сталий коефіцієнт, а U_0 - потенціал запалювання).

Виходячи з цього, було визначено потенціали запалювання КР і коефіцієнти β . Для багатоелектродного коронного розряду на сумішах $p(\text{He})/p(\text{Xe})/p(\text{SF}_6) = 100/0,27/0,04$ кПа і $300/0,8/0,13$ кПа величина U_0 була рівною, відповідно, 2,5 та 4,5 кВ, а коефіцієнти β для них, відповідно, складали 30 і 15 мкА/кВ.

Величини U_0 і β для слабо- і сильнострумової стадій БЕКР на суміші He/CCl_4 , відповідно складали: $U_{01} = 5,5$ кВ, $\beta_{01} = 50$ мкА/кВ і $U_{02} = 8,75$ кВ, $\beta_{02} = 100$ мкА/кВ [26]. В потрійних сумішах інертних газів з молекулами CCl_4 спостерігалась лише одна стадія ВАХ. Збільшення парціального тиску CCl_4 вище за 0,13 кПа небажане, внаслідок зменшення ефективності роботи джерел випромінювання хлоридів інертних газів. В УФ частині спектрів випромінювання плазми генераційних зон БЕКР на сумішах інертних газів з молекулами елегазу (рис.3.12.) спостерігалися інтенсивні смуги ексиплексних молекул RF^* , а в довгохвильовій - окремі спектральні лінії на $ns-np$ переходах атомів важких інертних газів.

Для БЕКР в суміші He/CCl_4 в УФ- області зафіксовано утворення молекул Cl_2^* ($\lambda = 258$ нм) і радикалів CCl^* ($\lambda = 278$ нм). Найбільш інтенсивною є смуга випромінювання молекули Cl_2^* . В первинних актах розпаду молекул CCl_4 під дією електронів утворюються переважно радикали CCl_2 , CCl_3 , молекули Cl_2^* і атоми Cl^* , а радикали CCl^* утворюються в результаті вторинних плазмохімічних реакцій. Низька інтенсивність випромінювання смуги CCl^* (порівняно з смугою $\lambda = 258$ нм Cl_2^*) пов'язана з швидкими реакціями його дезбудження в зіткненнях з іншими радикалами або молекулами хлору.

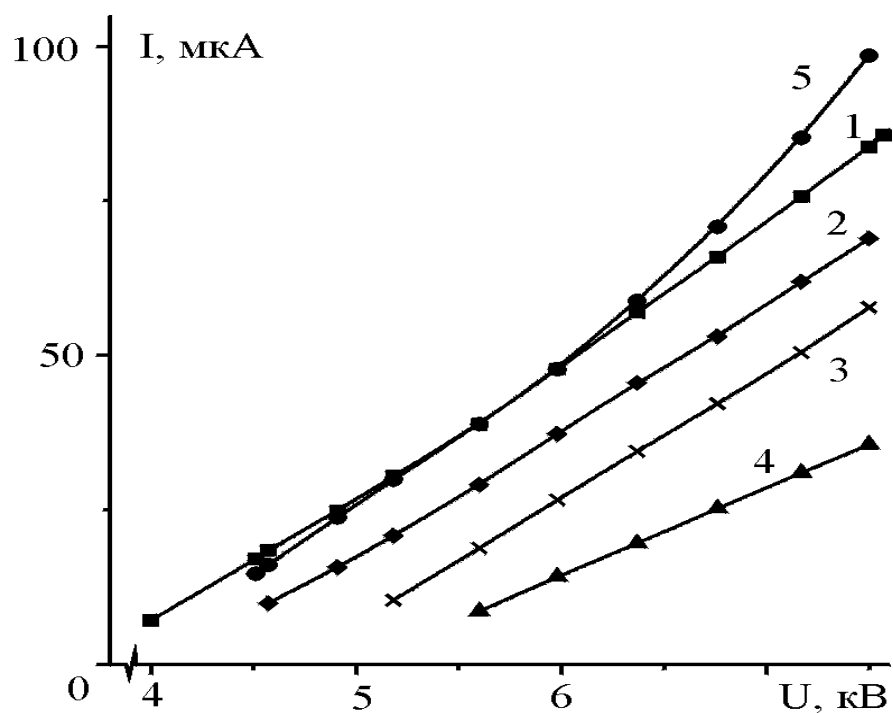


Рис.3.11. Вольт-амперні характеристики негативного БЕКР в сумішах: $p(\text{He})/p(\text{Kr})/p(\text{SF}_6)=196/6/0,03$ (1); $196/6/0,13$ (2); $196/6/0,4$ (3); $297/8/0,13$ (4); $93/8/0,13$ (5) кПа.

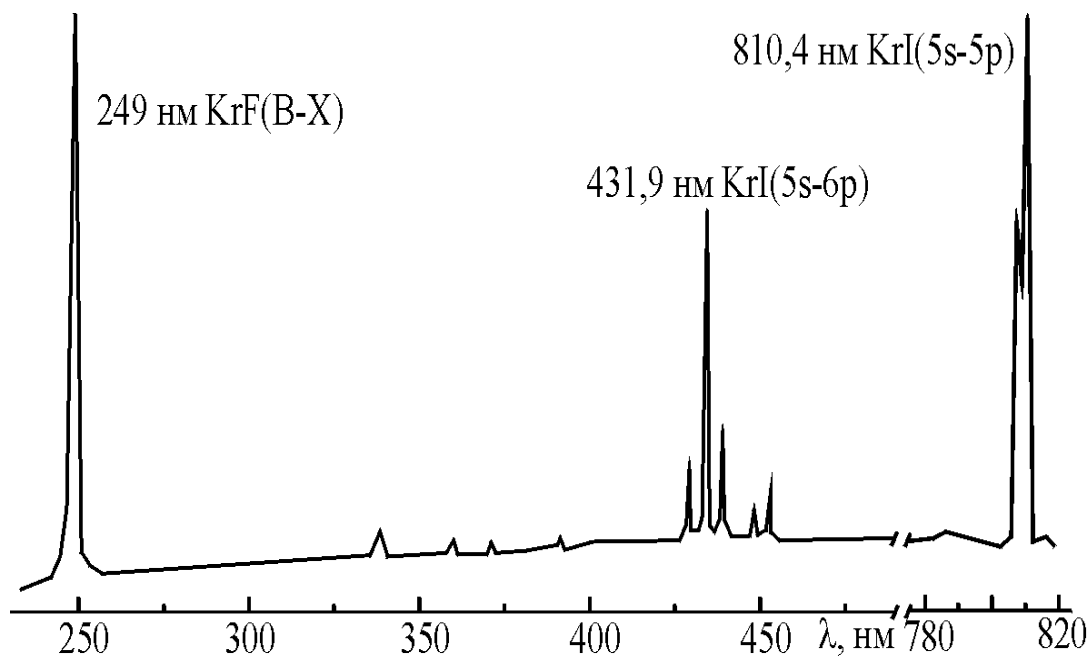


Рис.3.12. Спектр випромінювання плазми генераційних зон коронного розряду в суміші $\text{He}/\text{Kr}/\text{SF}_6$.

Результати дослідження багатоелектродного коронного розряду високого тиску на сумішах **He/Xe/SF₆/CCl₄** та **He/Kr/SF₆/CCl₄** наведені в праці [25]. Вони були близькими до представлених в даному пункті і можуть бути використані для оптимізації модуля електричного прокачування багатохвильового джерела випромінювання на переходах молекул 308 нм **XeCl**/351 нм **XeF** та 222 нм **KrCl**/249 нм **KrF** [27].

Таким чином, дослідження характеристик багатоелектродного коронного розряду високого тиску в сумішах інертних газів з галогенвмісними молекулами **HCl**, **F₂**, **SF₆** і **CCl₄** показало:

- на сумішах **He/R/HCl** негативний коронний розряд існує в формі окремих точкових генераційних зон, а його максимальний струм був в 10-100 разів меншим за відповідний розрядний струм в сумішах **He/R(N₂)** і визначався концентрацією молекул **HCl** в суміші; використання електричного прокачування робочих сумішей **RCl** - джерел випромінювання є найбільш перспективним там де застосовуються робочі середовища, збіднені молекулами **HCl**, оскільки в даному випадку досягався максимальний струм не контрагованого коронного розряду і швидкість прокачування робочого середовища максимальна;

- в коронному розряді на сумішах інертних газів з молекулами фтора формується єдина суцільна генераційна зона, яка охоплює вістря всіх голок; така форма генераційної зони може бути пов'язана з реалізацією відлипання електронів від негативних іонів фтору під дією **УФ**- передіонізації і створює умови для одержання більш однорідного поперечного потоку робочої газової суміші, ніж в робочих середовищах **RCl** - джерел випромінювання; в модулях прокачування **Fl(3s-3p)**, **F₂(D'-A')**- джерел випромінювання найбільш оптимальним є застосування негативного коронного розряду, а в системі прокачування

RF*- джерел випромінювання додатного коронного розряду; генераційна зона негативного коронного розряду може бути використана як проста селективна лампи високого тиску на **3s-3p** переходах атомів фтору та молекулярних смуг з $\lambda=157$ нм **F*₂**, 193 нм **ArF**, 249 нм **KrF** і 353 нм **XeF**;

- Характеристики коронних розрядів на сумішах **Ne/R/SF₆(CCl₄)** визначаються процесами прилипання електронів до молекул галогеноносіїв; струм коронного розряду і швидкість електричного прокачування обмежені нестійкостями розряду при високих напругах на голках; найбільш оптимальними є суміші з складом: **p(He) ≤ 100**, **p(R) ≤ 10**, **p(SF₆,CCl₄) ≤ 0,1** кПа, що узгоджується з оптимальним складом середовища **RX** – ламп.

3.4. Оптимальні умови формування «електричного вітру» в багатоелектродних коронних розрядах у повітрі

В праці [28] наведено результати ретельного дослідження просторових і електричних характеристик негативної і додатної корони з живленням постійною напругою в системі електродів «голка - площина» у повітрі з використанням сучасних засобів діагностики.

Негативна корона. Аналіз відеокадрів негативної корони в повітрі виявив, що її генераційна зона має кулясту форму (при **U = 5-13** кВ), розміри якої монотонно зростали при збільшенні напруги на голці. При **U > 13** кВ форма цього розряду ставала специфічною, а при збільшенні напруги реєструвалось дифузне свічення спочатку біля поверхні протилежного електрода, а після з усієї довжини міжелектродного проміжку. Згідно розрахунків [28], генераційна зона охоплює кінчик голки і при збільшенні напруги піднімається ввєрх по поверхні голки, що не

відповідає експериментальним даним. Дане явище має наступні особливості:

- збільшення інтенсивності дифузного свічення в міжелектродному просторі відбувається досить швидко, але без стрибків;
- незважаючи на те, що іонізований газ займає весь міжелектродний проміжок, це не веде до формування стримерного каналу чи іскрового пробою;
- **ВАХ** негативної корони носить монотонно зростаючий вигляд без зломів і стрибків.

Спостережувані ефекти вказують на неспівпадіння зон іонізації і рекомбінації в негативній короні у повітрі, що може пояснюватися виключно гідродинамічним рухом середовища, як цілого. На користь цієї гіпотези вказують світлинні одержані в праці [28], з яких випливає, що біля протиелектрода спостерігається розширення збудженої області, що супроводжувалось збільшенням інтенсивності свічення. Дійсно, при зіткненні з протиелектродом відбувається гідродинамічне розтікання струї, яке супроводжується значним сповільненням швидкості потоку, а, відповідно, збільшенням часу проходження потоку іонізованого газу. В підсумку це приводить до збільшення інтенсивності рекомбінаційного свічення.

В праці [29] з метою з'ясування умов, при яких досягається максимальний струм негативного і додатного **БКР** в повітрі досліджено вплив на нього густини голок в ряду, величини міжелектродного проміжку, геометрії електродів та опору баластного резистора.

Найбільші струми відповідали іскровому пробою розрядного проміжку (негативна корона), а також при появі стримерів (додатна корона). При кроці між голками більшому за 5 мм всі три центральні вістря (дві крайні голки в ряду використовувались як охоронні) працювали в однаковому режимі. При кроці між голками 5 мм спостерігалось помітна різниця між струмами з сусідніх

голок. В цьому випадку для додатного **БКР** спостеріголось періодичне чергування від вістря до вістря яскравості і довжини стримерних каналів чи утворення одного каналу з двох сусідніх голок.

При кроці між голками меншому 2,5 мм негативний **БКР** в повітрі запалювалась уже не на всіх вістрях. Загальний струм цього **БКР** зменшувався при збільшенні числа голок в ряду з скороченням міжелектродної відстані.

Загальний струм **БКР** (один ряд голок) може бути визначений з співвідношення [29]:

$$I = N I_1 = (L/p)\alpha I_0, \quad (3.2)$$

де N – число голок на одиницю довжини, яке визначається кроком їх розміщення – p ; I_0 та I_1 – струм у випадку одного вістря і струм, приходить на одне вістря **БКР**, при однаковій напрузі на проміжку; α – коефіцієнт, який визначає супінь зменшення струму I_1 порівняно з I_0 , що зумовлено взаємним екрануванням вістрь. Залежність $\alpha(p/d)$ приведена в праці [29].

Зменшення струму I_1 при зростанні густини голок в ряду зумовлена наступними причинами:

- при зменшенні кроку в результаті взаємного електростатичного екранування зменшується напруженість електричного поля на вершині вістрь, тому для запалювання розряду і для забезпечення деякої визначеної величини необхідна більш висока напруга;
- внаслідок звуження профіля густини струму в напрямку розміщення голок зростає густина просторового заряду іонів у зовнішній ділянці корони, який відіграє основну роль в обмеженні струму коронного розряду (дія цього чинника проявлялась при $p/d < 2,5$, коли крок за величиною наближається до ширини профілю у випадку одного вістря).

При малому кроці також проявилась екрануюча дія уніполярного об'ємного заряду іонів в зовнішній області корони, яка зменшувала напруженість поля біля сусідніх голок. Незалежно від полярності корони, величини максимальних струмів досягались при кроці розміщення голок 2,5–5 мм; вони збільшувались при збільшенні віддалі між електродами.

Оскільки напруженість поля в зовнішній області корони визначається густиною іонного просторового заряду, то її зменшення за рахунок розширення профілю струму при використанні некоронуючих електродів відповідної форми дозволяють значно збільшити граничний струм негативної корони. Так, для негативного **БКР** граничний струм зростав в 1,7 разів якщо некоронуючий електрод мав напівциліндричну (ввігнуту в сторону голок) форму.

Перехід негативної корони в іскровий пробій проміжку пов'язується з появою в її зовнішній області додатних іонів. Для негативного **БКР** напруженість поля тут знаходилась в діапазоні 17 – 19 кВ см⁻¹. При цих умовах коефіцієнт ударної іонізації значно менший за коефіцієнт прилипання (їх рівність спостерігається при $E \approx 30$ кВ см⁻¹ [30]), утворення додатних іонів в зовнішній області корони пов'язано з фотоіонізацією молекул її власним випромінюванням.

Просторові та електричні характеристики негативної корони (режим імпульсів Трічеля) в системі електродів «вістря-сфера», що запалювалась в повітрі при нормальних умовах наведені в праці [31]. В цих експериментах виявлено дві області випромінювання коли поряд з областю в околі вістря, показано наявність прианодної області випромінювання. Інтенсивність випромінювання з прианодної області сильно залежить від форми анода.

Експериментально показано, що існування області випромінювання поблизу кулястого анода теж є наслідком

процесів, які відбуваються біля катодного вістря, оскільки при фіксованих зовнішніх умовах (прикладена напруга, віддаль між електродами) існує завжди і з однією і тою ж часовою затримкою по відношенню до імпульса Трічеля.

В праці [32] приведені результати ретельних досліджень характеристик газового потоку, який виходить з міжелектродного проміжку, від величини струму, напруги і її полярності, віддалі між електродами та конфігурації коронуючого і заземленого електродів. В якості заземленого електрода використано різні плоскі металеві сітки з квадратними комірками, стержневі, кільцеві та інші конструкції.

Дослідження залежності швидкості «електричного вітру» (V) в системі з одним вістрям для додатної і негативної напруги живлення виявило, приблизно лінійна залежність V від квадратного кореня з розрядного струму [1] була спораведливою лише для відносно невеликих струмів розряду (при дальнішому збільшенні струму спостерігалось насичення залежності $V = f(I^{1/2})$). При цьому, потік повітря в залежності від квадратного кореня з струму негативної корони лінійно збільшувався від 0,4 до 2,2 л/с ($I_{ГР} \approx 225$ мкА), а додатної: 0,4 – 0,7 л/с ($I_{ГР} \approx 50$ мкА). При збільшенні міжелектродної відстані спостерігалось розширення профілю густини струму, оскільки в русі газу починає приймати участь більше іонів. Тому, незважаючи на те що швидкість на осі потоку практично стала, в експерименті виявлено, що загальна величина потоку зростає приблизно прямопропорційно міжелектродній віддалі.

При однаковому струмі в додатній короні формувались більш вузькі і швидкісні потоки повітря, але граничні струми додатної корони були значно меншими ніж негативної. Тому в граничних режимах негативної корони забезпечувались значно вищі швидкості потоку при приблизно таких же максимальних швидкостях на осі. При

напрузі 30 кВ і міжелектродній віддалі 1,5 – 2 см гранична швидкість руху повітря досягала 4,5 м/с при потоці – 3 л/с [32]. Максимальна швидкість «електричного» вітру в системі з одним вістрям - 5 м/с одержана при використанні некоронуючого електрода у вигляді кільця. Це дозволяло збільшити густину струму в зовнішній області корони, оскільки профіль густини струму тут задавався розмірами кільця, відповідно густина струму у зовнішній області корони мало змінюється при збільшенні віддалі.

Таким чином, для досягнення максимальної швидкості конструкція некоронуючого електрода повинна забезпечувати максимально можливу густину струму в зовнішній області коронного розряду.

Розглянемо особливості формування «електричного вітру» в **БКР** у повітря при нормальних умовах. В праці [32] використано катодну частину **БКР** у вигляді одного ряду голок (7 –голок, крок між голками – 5 мм). В експерименті контролювали струм з центральної голки, сумарний струм з трьох основних (центральных) голок та повний струм з усіх голок. Некоронуючим електродом служила металева сітка з квадратними комірками і коефіцієнтом заповнення 0,31, щілина 5 мм з заокругленими краями в площині, два металевих стержня діаметром 2,5 – 3,0 мм з щілиною між ними шириною 4; 4,75; 12 мм.

При однаковому струмі з вістря швидкість руху повітря на його осі у випадку **БКР** помітно більша, ніж для одного вістря, що зумовлено більш високою напруженістю поля в зовнішній області корони і більшою густиною струму [32]. Помітне збільшення швидкості «електричного вітра» з ростом міжелектродної віддалі зумовлено більш повільним зменшенням густини струму в зовнішній області корони, оскільки розширення його профілю відбувається лише в напрямку, який перпендикулярний ряду голок.

Але оскільки граничний струм з вістря **БКР** значно менший, ніж у випадку одного вістря (50-55 мкА для **БКР** і 250-300 мкА – для одного вістря) значної відмінності величини швидкості вітру при граничних струмах не спостерігається: в обох випадках вона не переважала 4-4,5 м/с. Для некоронуючого електрода у вигляді двох стержнів швидкість електричного вітру була найвищою. Хоча швидкість при використанні щілинного електрода трохи менша порівняно з електродом на основі стержнів, але граничний струм для щілинного некоронуючого електрода приблизно в два рази вищий (110 проти 45 мкА). Тому для щілинного електрода більш висока стійкість горіння розряду при максимальній швидкості «електричного вітру». Для щілинного і стержневого некоронуючих електродів швидкість вітру залежить від співвідношення міжелектродної віддалі і ширини щілини чи зазору між стержнями. Однорідність потоку повітря вздовж ряду голок забезпечувалась на віддалі, які в 3-4 рази переважає крок розміщення голок [32].

Таким чином, максимальна швидкість і потік повітря в негативному **БКР** при максимальній напрузі на проміжку 30 кВ і віддалі між електродами 1,5 – 2 см вони, відповідно, досягали 5 м/с і 3 л/с.

Традиційно «електричний вітер» використовується в електрофільтрах, пристроях для електричного фарбування і нанесення плівкових покриттів на поверхні з різних матеріалів [1]. В космосі електростатичні поля та «**ЕВ**» використовується для звільнення фільтруючих сіток топливних каналів електроракетних двигунів та створенню електро-гідропомп. Встановлено унікальні можливості «електричного вітру» для керування аеродинамічними потоками поблизу поверхонь крил літаків [33]. В кінці 2007 року співробітники американського університету Пардью і копорації «**Intel**» розробили на основі «електричного вітру» нову технологію охолодження мікросхем, яка дозволить

разом з використанням традиційних вентиляторів збільшити майже втричі інтенсивність тепловідведення від мікропроцесорів [34].

Недоліком використання **БКР** у відпаяних лазерах чи лампах є необхідність застосування високої напруги (20-60 кВ) і струму, який близький до граничного (появи стримерів чи іскрового пробою), що приводить до збільшення ерозії коронуючих електродів, ускладнення конструкції відповідного джерела випромінювання. Часто виникає необхідність у більш високих газових потоках.

В працях [35-37] реалізовано новий підхід до одержання «електричного вітру» за допомогою застосування більш потужного високочастотного бар`єрного розряду, схема живлення якого незалежна від джерела живлення «електричного вітру». Джерелом іонів служив плазмовий емітер на основі бар`єрного розряду розподіленого по поверхні діелектрика із кераміки. Детально емітер описано в праці [35]. При зміні напруги живлення бар`єрного розряду в діапазоні 5 – 15 кВ повний струм бар`єрного розряду знаходився в діапазоні 60-90 мА, а середня густина струму складала 1,5 – 2,5 мА/см², що значно більше ніж у коронному розряді.

Над трубками емітера була встановлена металева сітка з прозорістю 0,7. Віддаль d від сітки до поверхні емітера складала 17 – 22 мм. Через обмежувальний резистор 110 кОм до сітки прикладалась постійна напруга зміщення негативної і додатної полярності. Між емітером і сіткою створювалось зовнішнє електричне поле, яке витягувало іони з плазми бар`єрного розряду. Під дією цього поля іони рухались в сторону сітки, визиваючи рух повітря, тобто «електричний вітер».

Як впливає з праці [35], іонний струм зростає при збільшенні напруги зміщення і зменшенні віддалі між емітером та сіткою. Виникнення «електричного вітра»

фіксувалося за допомогою термоанемометра АТТ-1004, який встановлювався на віддалі 5 см за сіткою.

Як і для коронного розряду, залежність швидкості «електричного вітру» від величини U_0 була лінійною і знаходилась в діапазонах: (0,3-1) м/с (негативна полярність U_0) і (0,2-0,7) м/с (додатна полярність U_0). Діапазон зміни негативної напруги складав (4-18) кВ, а позитивної – (4-12) кВ.

Величина газового потоку при швидкості 0,9 м/с складала $W = S_w V \approx 7,2$ л/с, де $S_w \approx 80$ см² – площа потоку повітря по рівню швидкості 0,9 м/с. Така величина потоку повітря порівняна з потоками повітря, що формуються електромеханічними вентиляторами і переважають потоки з БКР. Проте система формування «електричного вітру» з використання бар'єрного емітера значно складніша за БКР, потребує застосування досить складного блока живлення, а її ресурс роботи ще не досліджувався.

Для аналізу формування «електричного вітру» за цією схемою була створена теоретична модель, яка дозволяла розраховувати розподіл напруженості електричного поля і концентрації іонів в проміжку між емітером і сіткою. За результатами цих розрахунків була розрахована вольт-амперна залежність іонізованого газового проміжку висотою d і площею S_w :

$$I = (9/8)\epsilon_0\mu (U_0^2/d^3) S_w, \quad (4.3)$$

де: ϵ_0 – електрична стала, μ - рухливість іонів. Розрахункові вольт-амперні залежності добре співпали експериментальними.

Розглянутий в праці [35] спосіб формування «електричного вітру» відкриває широкі можливості створення потужних пристроїв для одержання керованих газодинамічних потоків, в тому числі і великих.

Список літератури

1. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. -М.: Энергоатомиздат, 1986. -С.117-153.
2. Токарев А.В. Коронный разряд и его применение. –Бишкек: КРСУ, 2009.- 138 с.
3. Козлов Б.А., Соловьев В.И. Предельный ток многоостирийного коронного разряда // Журнал технической физики. -2006. -Т.76, № 7. -С.1-7.
4. Шуайбов О. К. Оптична діагностика активних середовищ електро-розрядних джерел випромінювання на атомах інертних газів та їх галогенідах // Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня доктора фіз.-мат. наук за спеціальністю 01.04.04 - фізична електроніка. К. 2003. 36 с.
5. Шуайбов О.К., Шевера І.В., Шимон Л.Л., Соснін Е.А. «Сучасні джерела ультрафіолетового випромінювання: розробка та застосування». Ужгород-Томськ. Видавництво УжНУ «Говерла». 2006. 222 с.
6. Бойченко А.М., Ломаев М.М., Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применения. Томск. SST. 2011. 512 с.
7. Шуайбов А.К., Миня А.И., Звенигородский В.В., Шевера В.С. Биполярный коронный разряд в рабочих средах N_2 и CO -лазеров // Письма в ЖТФ. -1996. -Т.22, № 13. -с.74-78.
- 8 Шуайбов А.К., Шимон Л.Л., Миня А.И., Дашенко А.И. Характеристики отрицательного коронного разряда в рабочих средах азотных лазеров атмосферного давления // Журнал прикладной спектроскопии. -1997.- Т.64, № 6. -с.837-840.
- 9 Шуайбов А.К., Шевера И.В., Миня А.И., Дашенко А.И., Скубенич В.В. Система электрической прокачки рабочих сред молекулярных газовых лазеров высокого давления // Приборы и техника эксперимента. -1997. -№ 5. -с.98-103.
- 10 Шуайбов А.К., Миня А.И., Шевера В.С., Скубенич В.В. Электрические и оптические характеристики биполярного коронного разряда в смесях $He/N_2/CO_2(Xe)$ при атмосферных давлениях // Теплофизика высоких температур. -1998. -Т.36, № 4. -с.552-556.
- 11 Шуайбов А.К., Шимон Л.Л., Шевера И.В. Характеристики коронного разряда в рабочих средах импульсно-периодических $XeCl$ -лазеров с $\lambda=308$ нм // Квантовая электроника. -1997. -Т.24, № 1. -с.20-24.
- 12 Шуайбов А.К. Характеристики отрицательного коронного разряда в рабочих средах лазеров на $Xe(6p-5d)$ и эксимерных молекулах // Журнал прикладной спектроскопии. -1998. -Т.65, № 2, -с.205-210.
- 13 Шуайбов А.К., Шимон Л.Л., Миня А.И., Дашенко А.И. Эксимерная лампа с самопрокачкой рабочей среды // Приборы и техника эксперимента. - 1997. -№ 6. -с.128-130.

- 14 Шуайбов О.К., Шимон Л.Л., Миня О.Й. Коронный разряд у рабочих средовищах лазерів на фторидах інертних газів та молекулах й атомах фтору // Журнал фізичних досліджень. -2000. -Т.4, № 3. -с.291-297.
- 15 Шуайбов А.К. Об условиях работы модуля электрической прокачки импульсно-периодического лазера на атомах и молекулах фтора // Журнал технической физики. -1998. -Т.68, № 9. -с.84-87.
- 16 Баранов И.Ю., Колоколов Н.Б., Пенкин Н.П. Исследование процессов ступенчатого возбуждения в плазме послесвечения аргона // Оптика и спектроскопия. -1985. -Т.58, вып. 2. -с.268-275.
- 17 Shuaibov A.K., Shimon L.L., Dashchenko A.J. Minya A.J., Shevera I.V. Optical diagnostics of the electrical circulation of active media in excimer lasers // Int. Conf. on "Optical Diagnostics of Materials and Devices for Opto-, Micro-and Quantum Electronics" OPTDIM-97, Kiev. -1997, -p.64.
- 18 Shuaibov A.K., Shimon L.L., Minya A.J. Electrical Circulation System of the Working Media of High Pressure Lasers on Rare Gas Mixtures with Fluorine Molecules // CLEO. EUROPE-EQEC -98. Advance programme. Glasgow. Scotland. CThH8. -p.94.
- 19 Шуайбов А.К., Шимон Л. Л., Миня А.И., Дашченко А.И. Исследование характеристик модуля электрической прокачки импульсно-периодического лазера на молекулах ArF^* , KrF^* и XeF^* // Письма в ЖТФ. -1997. -Т.23, № 14. -с.49-55.
- 20 Christophorov L.G. Electron Attachment and Detachment Processes in Electronegative Gases // Contrib. Plasma Phys. -1987. -V.27. -p.237-281.
- 21 Kligler D., Rozenberg Z., Rokni M. Measurement of HCl electron attachment in relation to XeCl laser kinetics // Appl.Phys.Lett. -1981. -V.39, № 4. -p.319-321.
- 22 Hsia J. A model for UV preionization in electric-discharge-pumped XeF and KrF lasers // Appl. Phys. Lett. -1977. -V.30, № 2. -P.101-103.
- 23 Osborne M.R., Winfield R.J. Green J.M. Electron liberation from negative ions as a means of laser preionization // Journal Appl. Phys. -1989. -V.65, № 12. -p.5242-5245.
- 24 Osborne M.R., Green J.M. Negative ion assisted preionized for excimer lasers // Journal Appl. Phys. -1992. -V.71, № 7. -p.3127-3133.
- 25 Шуайбов А.К., Миня А.И., Дашченко А.И. Образование эксимерных молекул и возбужденных атомов в положительном коронном разряде на смесях He/Xe/SF₆/CCl₄ и He/Kr/SF₆/CCl₄ // Журнал технической физики. -2001. - Т.71, вып.12. -с.95-97.
- 26 Шуайбов А.К. Характеристики многоэлектродного коронного разряда в рабочих средах импульсно - периодических XeCl и KrCl лазеров // Журнал технической физики. -1998. -Т.68, № 5. -с.48-52.
- 27 Шуайбов А. К. Системы предыонизации широкоапертурных эксимерных лазеров с накачкой поперечным электрическим разрядом (обзор) / Ужгородский госуниверситет. -Ужгород, 1991. -40с. -Рус. Деп. Укр. НИИНТИ. 16.10. 91. № 1356 -Ук 91.

28. Афанасьев С.Б., Лавренюк Д.С., Петрушенко И.Н., Стишков Ю.К. Некоторые особенности коронного разряда в воздухе // Журнал технической физики. -2008. -Т.78, -№ 7. -с.30-34.
29. Козлов Б.А., Соловьев В.И. Предельный ток многоострийного коронного разряда // Журнал технической физики. -2006. -Т.76, -№ 7. -с.1-7.
30. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. -1987. -592 с.
31. Карась В.И., Голота В.И., Болотов О.В., Кадолин Б.Б., Кудин Д.В. Особенности излучения коронного разряда отрицательной полярности в воздухе в режиме импульсов Тричела // Физика плазмы. -2008. -Т.34, -№ 10. -с.951-958.
32. Козлов Б.А., Соловьев В.И. Исследование «электрического ветра» в электродных системах с коронирующими остриями // Журнал технической физики. -2007. -Т.77, -вып.7. -с.70-76.
33. Reese Roth J., Xin Dai // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 9-12 January, Reno, Nevada. -2006. -p.1 – 28.
34. David B. Go. Suresh V. Garimella, Timothy S. Fisher, Rajiv K. Mongia J. // Appl. Phys. -2007. -№10. -p. 053302-8.
35. Небогаткин С.В., Хасая Р.Р., Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. Новый подход к получению направленных потоков заряженных и нейтральных частиц в газе, основанный на эффекте «электрического ветра» // Прикладная физика. -2009. -№ 4. -с.111-118.
36. Мошкунов С.М., Небогаткин С.В., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. Система прокачки газовых лазеров с использованием высокочастотного барьерного разряда // Квантовая электроника. -2011. -Т.41. -с.1093-1097.
37. Небогаткин С.В., Ребров, Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. Мощный электрогидродинамический поток, создаваемый высокочастотным барьерным разрядом в газе // Успехи прикладной физики. -2014. -Т.2, -№ 6. -с.595-604.

Наукове видання

Шуаїбов Олександр Камілович

БАГАТОЕЛЕКТРОДНИЙ КОРОННИЙ РОЗРЯД
В ГАЗАХ ВИСОКОГО ТИСКУ

МОНОГРАФІЯ

Формат 60×84/16. Умовн. друк. арк. Зам. № Наклад 100 прим.
Видавництво УжНУ “Говерла”
88000, м. Ужгород, вул. Капітульна, 18., Е: mail: hoverla@i.ua

*Свідотцтво про внесення до державного реєстру видавців, виготавників і
розповсюджувачів продукції-
Серія 3т № 32 від 31 травня 2006 року*