

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ  
ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

**ВОЙТЕНКО ЛЕОНІД МИХАЙЛОВИЧ**



УДК 533.9

**РЕЛАКСАЦІЙНІ ПРОЦЕСИ В ПЛАЗМІ ВИСОКОВОЛЬТНИХ  
ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ**

01.04.08 — фізика плазми

**АВТОРЕФЕРАТ**

дисертації на здобуття наукового ступеня кандидата  
фізико-математичних наук

Київ — 2019

## Дисертацією є рукопис

Робота виконана у відділі фізики плазми та плазмових технологій Інституту ядерних досліджень НАН України

**Науковий керівник:** кандидат фізико-математичних наук, ст. наук. співробітник  
**Федорович Олег Антонович**  
Інститут ядерних досліджень НАН України,  
зав. відділом фізики плазми та плазмових технологій;

**Офіційні опоненти:** член-кореспондент НАН України,  
доктор фізико-математичних наук  
**Жовтянський Віктор Андрійович,**  
Інститут газу НАН України,  
зав. відділом плазмових процесів і технологій;

кандидат фізико-математичних наук,  
старший науковий співробітник  
**Таран Валерій Семенович,**  
Інститут фізики плазми ННЦ ХФТІ НАН України  
нач. лаб. плазмових технологій;

Захист відбудеться «13» травня 2019 р. о 14:30 на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.001.31 на факультеті радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем Київського національного університету імені Тараса Шевченка Міністерства освіти і науки України за адресою: 03187, м. Київ, просп. Академіка Глушкова, 4г.

З дисертацією можна ознайомитись у Науковій бібліотеці ім. М. Максимовича Київського національного університету імені Тараса Шевченка Міністерства освіти і науки України за адресою: 01601, м. Київ, вул. Володимирська, 58, зал №12.

Автореферат розісланий «8» квітня 2019 р.

Учений секретар спеціалізованої  
вченої ради Д 26.001.31



к. ф.-м. н. Нагуляк О.А.

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

### **Актуальність теми дисертації.**

Вивчення щільної неідеальної плазми є важливою проблемою для фундаментальних досліджень і для практичних застосувань. Щільна плазма широко поширена в природі і застосовується в різних технічних пристроях. Вона визначає роботу розрядно-імпульсних електрогідравлічних установок, імпульсних термоядерних реакторів з інерційним утриманням плазми, плазмохімічних реакторів, плазмотронів і прискорювачів плазми, джерел випромінювання великої потужності в різних діапазонах, ефективних вибухомагнітних і магніто-гідродинамічних генераторів. Щільна плазма може бути використана для розробки газофазних ядерних реакторів, ракетних двигунів з газофазними ядерними реакторами тощо. Фізика явищ у електровибухових пристроях, приелектродних, контактних процесах при вакуумному пробої тісно пов'язана з щільною плазмою. Щільна плазма цікава для досліджень тому, що вона найчастіше є неідеальною, тобто потенціальна енергія взаємодії частинок у плазмі близька або більша від їх кінетичної енергії. Вивчення властивостей неідеальної плазми також актуальне для астрофізики.

Утворення й існування плазми визначається балансом процесів іонізації та рекомбінації в розрядах, де генерується щільна плазма. Розвиток розряду залежить від параметрів плазми. Експериментальне вивчення НП ускладнено відсутністю надійних методик вимірювання параметрів щільної плазми, відсутністю відповідної апаратури і малими часами існування НП (найчастіше мікросекундами). Багато процесів в неідеальній плазмі мало досліджені, або не досліджені зовсім в зв'язку зі складністю їх вивчення. Для побудови моделей НП необхідно встановити зв'язок коефіцієнтів іонізації та рекомбінації з температурою і концентрацією електронів в плазмі.

Відома незначна кількість робіт в яких досліджується рекомбінація щільної плазми, більшість з них теоретичні, або є результатом математичного моделювання. Експериментальних робіт по рекомбінації щільної плазми мало. Значення коефіцієнтів іонізації та рекомбінації в плазмі експериментально визначені до концентрацій електронів  $N_e$  не вищих  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Практично відсутні роботи в яких досліджується рекомбінація щільної плазми з параметрами близькими до плазми розрядів у воді, тобто неідеальної плазми.

Дослідження релаксаційних процесів у плазмі високовольтних розрядів у воді поглиблює наші уявлення про механізми рекомбінаційних і іонізаційних процесів та сприяє побудові нових теоретичних моделей рекомбінації. Порівняння експериментальних результатів з теоретичними розрахунками дозволяє перевірити можливість застосування вже існуючих моделей та межі їх використання.

### **Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.**

Дисертаційну роботу виконано відповідно до тематики досліджень, що проводились у відділі фізики плазми та плазмових технологій ІЯД НАНУ України як частина науково-дослідних робіт з держбюджетних тем:

1. Державний реєстраційний номер 0111U001941 «Дослідження фізичних процесів у низькотемпературній плазмі високочастотних та дугових розрядів з магнітними полями в газах та парах металів» (2010 – 2015 рр).

2. Державний реєстраційний номер 0115U00452 «Дослідження механізмів генерації плазми, транспортних та хвильових процесів в плазмі електричних розрядів у парах металів, газових і конденсованих середовищах» (2016 – 2020 рр).

Здобувач був відповідальним виконавцем цих тем.

### **Мета і завдання дослідження.**

Метою дисертаційної роботи є вивчення впливу параметрів щільної плазми на її коефіцієнти розпаду. Для досягнення цієї мети було поставлено такі задачі:

1. Розробити і апробувати методики вимірювань повного набору термодинамічних параметрів плазми: температури, електронної концентрації, просторово – часових параметрів каналу розряду та ударних хвиль, які генеруються при розширенні каналу.

2. Провести вимірювання температури для декількох режимів розряду змінюючи довжину розрядного проміжку і початкову напругу на розрядному проміжку.

3. Розрахувати тиск за формулами для квазінеестискуваної рідини, використовуючи гідродинамічні характеристики розширення каналу по фоторегістрограмах зміни радіусу каналу (швидкості та прискорення границі каналу) і швидкості фронту ударної хвилі. Вивчити динаміку зміни концентрації частинок в каналі. Використовуючи рівняння стану ідеального газу для густої плазми, знаючи повну концентрацію частинок і температуру розрахувати електронну концентрацію по формулі Саха.

4. Визначити коефіцієнти розпаду плазми для різних моментів часу (швидкість зміни електронної концентрації).

5. Розрахувати коефіцієнти розпаду для різних моделей рекомбінації для тих же значень температури і концентрації, що і в експерименті.

6. Співставити теоретичні і визначені з експерименту коефіцієнти розпаду, порівняти їх з результатами вимірів інших авторів, відомих з літератури. Зробити порівняльний аналіз результатів розрахунків по різних теоретичних моделях рекомбінації і отриманих експериментальних даних.

### **Об'єкт дослідження.**

Об'єктом дослідження є воднево – киснева плазма в розрядному каналі високовольтного імпульсного розряду в воді при різних напругах на розрядному проміжку, різних довжинах і діаметрах ініціюючого розряд провідника.

### **Предмет дослідження.**

Предметом дослідження є фізичні процеси в розрядній плазмі, яка утворюється при протіканні імпульсного струму у воді. Вивчалися процеси рекомбінації та іонізації в плазмі каналу розряду. Досліджувалось випромінювання з розряду і його динаміка в залежності від електричних параметрів розрядного контуру.

**Методи дослідження.** Плазма досліджувалась високошвидкісними оптичними методами. Вони дозволяли отримати спектри плазми в оптичному

діапазоні, які розділені в часі і просторі. Одночасно вимірювались сила струму в каналі і падіння напруги на розрядному проміжку в різні моменти часу.

Вимірювались також просторово-часові характеристики каналу розряду та ударних хвиль і їх прив'язка по часу до електричних параметрів розряду.

**Наукова новизна одержаних результатів.** На захист виносяться такі основні наукові результати:

1. Отримано експериментальні значення коефіцієнтів розпаду для щільної плазми при концентраціях електронів від  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  до  $5,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Виявлено, що експериментальні значення коефіцієнтів розпаду у зазначеному діапазоні при зменшенні концентрації електронів коефіцієнти розпаду збільшуються від  $4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3/\text{с}$  до  $1 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$  при яскравісній температурі  $(7-45) \cdot 10^3 \text{ К}$ . Запропоновано можливі механізми збільшення коефіцієнтів розпаду зі зменшенням концентрації електронів.

2. Виявлено зменшення експериментальних коефіцієнтів розпаду в щільній плазмі порівняно з теоретичними оцінками для тих самих параметрів плазми на декілька порядків.

3. Показано, що коефіцієнт розпаду залежить тільки від концентрації електронів. Одержано емпіричну формулу для залежності коефіцієнта розпаду від електронної концентрації.

4. В щільній плазмі не виконується залежність величин коефіцієнтів трьохчастинкової рекомбінації від температури по закону  $T^{-9/2}$ , а також не одержано експериментальної залежності коефіцієнтів рекомбінації від температури.

5. Однозначної залежності величин коефіцієнтів розпаду від величини ступеню неідеальності плазми також не спостерігається.

6. Для опису експериментальних коефіцієнтів розпаду у щільній плазмі є найбільш близькі формули для фоторекомбінації і тільки при рекомбінації на ті рівні атомів, які спостерігаються експериментально.

7. Спектр випромінювання плазми змінюється при зміні електронної концентрації плазми. Це свідчить про зміну структури енергетичних рівнів при зміні електронних концентрацій плазми («нереалізація рівнів»).

8. Показано, що існує кореляція між зміною значень коефіцієнтів розпаду та зміною спектру випромінювання. При зменшенні концентрації електронів та з появою все більш високих електронних рівнів збільшується швидкість розпаду щільної плазми.

9. Визначено експериментальні значення часів життя електронів в щільній плазмі. Час життя мало змінюється з концентрацією електронів при зміні  $N_e$  від  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  до  $5,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  і знаходиться поблизу  $10^{-5} \text{ с}$ . Зміна величин часу життя для досліджених концентрацій електронів вілбувається від  $5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$  до  $3 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ .

#### **Практичне значення одержаних результатів.**

Результати дисертаційної роботи можуть бути використані для підвищення ефективності розрядно-імпульсних технологічних пристроїв, для розробки і вдосконалення пристроїв розрядно-імпульсної обробки матеріалів, очистки лиття, штампування заготовок з тугоплавких металів, вдосконалення технологій відновлювання нафтових свердловин, де застосовуються подібні розрядно-імпульсні пристрої.

Результати необхідні для аналізу використання досліджуваних процесів в урановій плазмі, що планується як робоче тіло газофазних ядерних реакторів та газофазних ракетних двигунів, в плазмі ракетних двигунів і плазмових прискорювачів.

Отримані коефіцієнти розпаду також дозволяють досліджувати надійність теоретичних моделей опису іонізаційно-рекомбінаційних процесів і дають експериментальний матеріал для побудови достовірних теоретичних моделей розпаду щільної плазми.

**Обґрунтованість і достовірність висновків.** Висновки спираються на конкретні фізичні вимірювання параметрів плазми (температуру та тиск), просторово-часові характеристики розрядного каналу (радіусу каналу та його зміни у часі). Достовірність вимірів підтверджується відтворюваністю результатів при повторних вимірюваннях для однакових значень параметрів розрядів.

**Особистий внесок здобувача.** Дисертація є самостійною науковою працею, в якій наукові результати, положення та висновки, що виносяться на захист, отримані дисертантом особисто. Вибір тематики, постановка мети та завдань дослідження, шляхів їх реалізації, підбір об'єктів та методик досліджень здійснено дисертантом разом з науковим керівником Федоровичем Олегом Антоновичем. В усіх роботах [1-9], виконаних у співавторстві, особистий внесок здобувача полягав у виконанні усіх експериментальних досліджень, результати яких покладено в основу дисертації; здійснював обробку, порівняльний аналіз та інтерпретацію одержаних експериментальних даних; проводив співставлення експериментальних даних з результатами розрахунків. Дисертанту належить значний внесок у підготовці доповідей та написанні наукових статей, які опубліковано за темою дисертації.

**Апробація результатів.** Результати дисертаційного дослідження доповідалися на Міжнародних та республіканських наукових конференціях:

Матеріали 13, 14, 15 Международных школ-семинаров «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах», Украина, Николаев, 2007, 2009, 2011, 2013.

Українських конференціях з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу – Україна, Київ, 2007, 2009, 2011, 2013, 2015.

Intern Conf.-school on Plasma Phys. And Controlled Fusion (ICPPCF-2010), Ukraine, Alushta, 2010, 2012.

Международная научно-практическая конференция Энергоэффективность-2010, Украина, Киев, 2010.

Міжнародна конференція «Електроніка та прикладна фізика» Україна, Київ, 2011.

Сессиях "Исследования неидеальной плазмы", Россия, Москва, 2010, 2011, 2012, 2013.

Щорічні наукові конференції Інституту Ядерних Досліджень НАНУ, Україна, Київ 2012, 2013, 2014, 2015, 2016.

**Публікації.** Матеріали дисертації представлені у 31 публікації, з них 9 статей в наукових фахових реферованих журналах та 22 публікації у працях наукових конференцій.

**Структура дисертації.** Дисертаційна робота містить вступ, 5 розділів,

висновки та список використаної літератури. Складається з 169 сторінок, 128 цитованих джерел.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** дисертаційної роботи висвітлено актуальність тематики дослідження, мету, задачі, наукову новизну та практичне значення отриманих результатів, зв'язок роботи з науковими програмами та зазначено особистий внесок здобувача.

У **першому розділі роботи** виконано огляд літератури щодо явищ, пов'язаних з рекомбінацією у щільній плазмі. Розглянуто фізичні механізми процесів рекомбінації, виконано аналіз існуючих теоретичних підходів та моделей для опису явищ рекомбінації у плазмі. Відмічено незначну кількість теоретичних робіт, присвячених дослідженню рекомбінації в щільній плазмі. Дослідженням рекомбінаційних процесів присвячена мала кількість експериментальних робіт, які дозволяли б визначити коефіцієнт розпаду для щільної плазми при електронній щільності  $10^{17} \text{ см}^3 \leq n_e \leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$ .

У **другому розділі** роботи описана конструкція експериментальної установки і методики вимірювань. Ці методики дозволили визначити хід у часі: тиску у каналі розряду, температуру плазми та концентрацію електронів.

Джерелом енергії в експериментальній установці був генератор імпульсних струмів з керованим вакуумним розрядником, конденсаторною батареєю ємністю  $C = 14,6 \text{ мкФ}$  та індуктивністю розрядного контуру  $L_k = 0,43 \text{ мкГн}$  (Рис.1). Розряд протікав між двома електродами у воді, яка наповнювала сталевий бак з прозорими вікнами з поліметилметакрилату. Це дозволяло отримувати роздільні в часі та просторі фоторегістрограми каналу розряду і спектрограми випромінювання з каналу розряду.

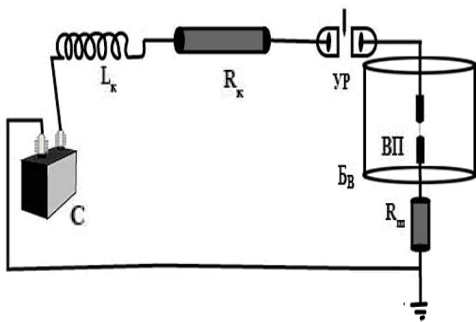


Рис. 1. Схема експериментальної установки для вимірювання електричних параметрів плазми у каналі (падіння напруги на розрядному проміжку і величину сили струму в каналі).  $C$  – ємність  $14,6 \text{ мкФ}$ ;  $L_k$  – індуктивність контуру  $0,43 \text{ мкГн}$ ;  $R$  – власний опір контуру; КР – керований вакуумний розрядник; ВП - вибухаючий провідник (дротинка);  $B_v$  - бак з водою;  $R_{ш}$  - шунт. Період розряду  $T = 15,5 \text{ мкс}$ .

Розвиток розряду в часі фотографувався з допомогою високошвидкісної камери ВФУ. Фіксувались розширення розрядного каналу та фронту ударної хвилі. Вимірювались також електричні характеристики розряду. За допомогою результатів вимірювань радіусу розширення каналу, його швидкості, прискорення границі і радіусу фронту ударної хвилі розраховувався тиск у каналі. Хід в часі яскравісної температури плазмового каналу вимірювався за допомогою прокаліброваних по інтенсивності і розгорнутих в часі спектрограм випромінювання каналу. Потім за допомогою рівняння стану визначається концентрація частинок у плазмі. За допомогою рівняння Саха обчислюється

концентрація заряджених частинок. Це дозволило дослідити як змінювалася у часі концентрація заряджених частинок. Швидкість зміни у часі концентрації заряджених частинок визначає коефіцієнт розпаду.

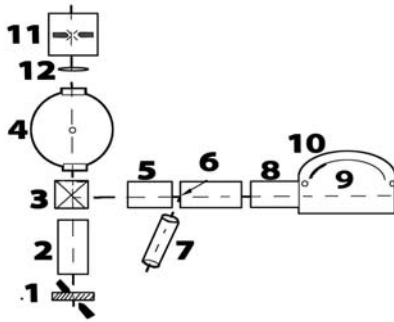


Рис.2. Оптична схема для отримання розділених у просторі і у часі спектрограм. 1 - еталонне джерело ЕВ- 45; 2 - компенсаційний бачок; 3 - поворотні дзеркала; 4 - експериментальний бак; 5 - об'єктив; 6 - щілина спектоприставки; 7 – мікроскоп; 8 – спектоприставка 9 - камера ВФУ- 1; 10 - плівковий десятиступінчастий послаблювач; 11 - дуговий генератор; 12 - об'єктив.

Температура імпульсних розрядів у воді та її хід у часі визначалися по інтенсивності суцільного спектру на фоторозгортках. Для цього одержували неперервні або дискретні розгортки в часі спектрів випромінювання ІРВ, які реєструвались на високочутливу аерофотоплівку «Ізопанхром» КН-4-С (тип 24, тип 17, тип 22). Проводилася калібровка плівки по почорнінню за допомогою еталонного джерела ЕВ-45 та ступінчатого послаблювача з вимірним коефіцієнтом поглинання. Методом гомохромного фотометрування визначались інтенсивність випромінювання плазми та яскравісна температура на певній довжині хвилі у фіксований момент часу. Точність визначення інтенсивності методом гомохромного фотометрування була не гіршою 10 - 12%. Вимірювання яскравісної температури проводились в діапазоні спектру 360-700 нм. Почорніння плівки перераховувалось в інтенсивність випромінювання, яке на певній довжині хвилі однозначно зв'язане за формулою

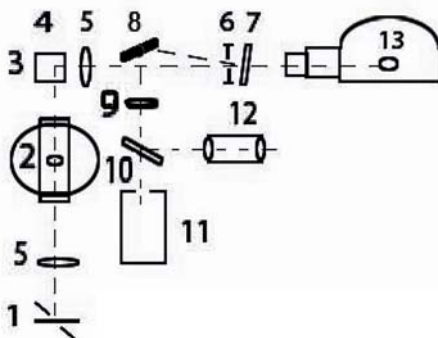


Рис.3. Оптична схема для вимірювання радіуса каналу і ударної хвилі з пристроєм прив'язки початку розширення каналу до електричних характеристик. 1 - еталонне джерело ЕВ-45; 2 - експериментальний бак; 3,4 - поворотні дзеркала; 5 - об'єктив; 6 – діафрагма; 7 – світлофільтр; 8 – дзеркало; 9 об'єктив; 10 - дзеркало з отвором; 11 - фотоелектронна приставка; 12 – мікроскоп; 13 - камера ВФУ.

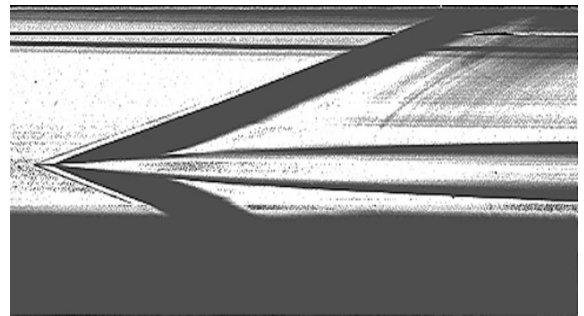


Рис.4. Фоторозгортка плазмового каналу і фронту ударної хвилі з підсвічуванням від джерела ЕВ- 45 ( $W$ ;  $\varnothing = 20$  мкм;  $U = 30$  кВ;  $I = 100$  мм;  $L = 0,43$  мкГн). (Для вимірювання радіусу фронту ударної хвилі і радіусу плазмового каналу, які необхідні для розрахунку тиску в каналі).

Планка з яскравісною температурою. Знання величин електронної концентрації у кожен момент часу дозволило визначити швидкість зміни



концентрації і розрахувати коефіцієнт розпаду плазми. Це дало можливість зробити порівняння експериментально визначених коефіцієнтів розпаду і теоретичних оцінок. Отримані результати свідчать про істотні недоліки в теорії рекомбінації щільної (неідеальної) плазми. При теоретичних розрахунках використовувалися уявлення про те, що потенціали іонізації не знижуються і враховувалися усі рівні ізольованого атома водню, які спостерігались експериментально.

Для досліджень ходу радіуса каналу ( $r_k$ ) у часі та поведінки радіусу фронту ударної хвилі ( $r_\phi$ ), використовувалася одночасно безперервна фотореєстрація розширення каналу і  $r_\phi$  (Рис.3).

На Рис 4. приведена типова фотореєстрограма розширення каналу, отримана при підсвічуванні його за допомогою імпульсного джерела світла типу EB- 45, потік випромінювання якого перетворювався в паралельний пучок. На фотореєстрограмах видно ударні хвилі, що утворюються при вибухах провідника, а також після пробою парів металу при інтенсивному введенні енергії в канал. Після відходу ударної хвилі видно плазмовий канал в самосвіченні. Але його видимий радіус внаслідок різниці коефіцієнтів заломлення у плазмі і воді приблизно на 1/3 частину менший, ніж справжній. Підсвічування паралельним пучком світла дозволяє одержати тіньовий знімок плазмового каналу, а також ті зміни на градієнтах тиску, що утворюються між фронтом ударної хвилі і каналом, в тому числі і радіус фронту ударної хвилі. Починаючи з 5 - 9 мкс видно дійсний тіньовий радіус каналу. Виміри радіуса каналу проводилися не менше двох разів за однакових початкових умов. За "0" часу відліку приймався момент подання напруги на розрядний проміжок. Прив'язка по часу проводилася по осцилограмах, що отримуються на осцилографі С8 - 2, на один вхід якого подавався сигнал з дільника напруги, а на другий з фотоелектронної приставки.

Радіус каналу  $r$  реєструвався протягом 250 мкс з одночасною реєстрацією фронту ударної хвилі на протязі 30-40 мкс. Вимірювання радіусу фронту ударної хвилі необхідно для достовірного визначення тиску на поверхні каналу. Наведена оптична схема вимірювань дозволяє проводити безперервну фотореєстрацію поперечних розмірів каналу у вузькому спектральному діапазоні з підсвічуванням паралельним пучком світла. За допомогою дзеркал, діафрагм і мікроскопа проводилося точне розміщення зображення на середину плівки. Фотоелектронна приставка дозволяє здійснити прив'язку в часі початку розширення каналу до осцилограми електричних характеристик розряду з точністю до десятої частки мкс. Використання паралельного пучка дозволяло здійснювати тіньову зйомку з найменшими спотвореннями та одночасно виявляти оптичні неоднорідності такі як радіус фронту ударної хвилі, на фронті якої відбувається зміна показника заломлення. Для розрахунку ходу в часі тиску в плазмовому каналі необхідно мати просторово-часові фоторозгортки плазмового каналу та ударної хвилі, що одержані з підсвіткою від стороннього імпульсного джерела світла. Одна з фотореєстрограм приведена на Рис. 4. По ній проводились виміри у часі радіусу каналу  $r$  та радіусу фронту  $r_\phi$  ударної хвилі. За одержаними даними та ходом в часі  $r_k$  і  $r_\phi$  за гідродинамічними формулами по моделі квазінеістискуваної рідини проводились розрахунки ходу тиску у часі в плазмовому каналі. Для розрахунку тиску у плазмовому каналі використовувалась модель про канал при якій границя каналу є

суцільним поршнем, який під час розширення тисне на рідину і таким чином збуджує ударну хвилю. Ця модель враховує стискування води між радіусом фронту ударної хвилі та радіусом каналу, змінні в часі швидкості розширення каналу та фронту ударної хвилі, а також прискорення границі каналу. Всі ці параметри визначалися експериментально з кожного виміру окремо, що виключало вплив на параметри змін ходу тиску у часі затягувань пробоїв нагрітих парів металів від розряду до розряду. Тиск у плазмовому каналі розраховувався по гідродинамічних формулах, які описують поведінку рідини під дією каналу, що розширюється. Оскільки швидкість розширення каналу та радіус фронту вимірювались з фоторегіограм, то величини тиску у розрядному каналі розраховувались за формулами моделі для квазінестискуваної рідини (стискуваної між радіусом каналу та радіусом фронту ударної хвилі): для циліндричної симетрії:

$$P_{\kappa} = \frac{\rho_{\phi}}{2r_{\phi}} \left[ 2C_0 r \cdot \dot{r} - \dot{r}^2 r_{\phi} + 2r_{\phi} (\dot{r}r + \dot{r}^2) \ln \frac{r_{\phi}}{r} \right], \quad (1)$$

де  $\rho_{\phi} = \rho_0 \frac{r_{\phi}^2}{r_{\phi}^2 - r^2}$ ,  $\rho_0$  – густина незбуреної рідини,  $\rho_{\phi}$  – густина на фронті ударної хвилі.  $C_0$  – швидкість звуку в рідині,  $r$  – радіус каналу плазми;  $\dot{r}$  – швидкість розширення каналу;  $\ddot{r}$  – прискорення границі каналу;  $r_{\phi}$  – радіус фронту ударної хвилі. Для сферичної симетрії:

$$P_{\kappa} = \frac{\rho_{\phi}}{2\rho_{\phi}} \left\{ 2C_0 r^2 \dot{r} + r_{\phi} \left\{ 2r\dot{r}(r_{\phi} - r) + \dot{r}^2 [4(r_{\phi} - r) - r_{\phi}] \right\} \right\}, \quad (2)$$

$$\text{де } \rho_{\phi} = \rho_0 \frac{r_{\phi}^3}{r_{\phi}^3 - r^3}.$$

На Рис. 5 приведено розрахунок типового ходу у часі тиску для одного з режимів розряду у воді. Динаміка концентрацій різних складових плазми відображена на Рис.6.

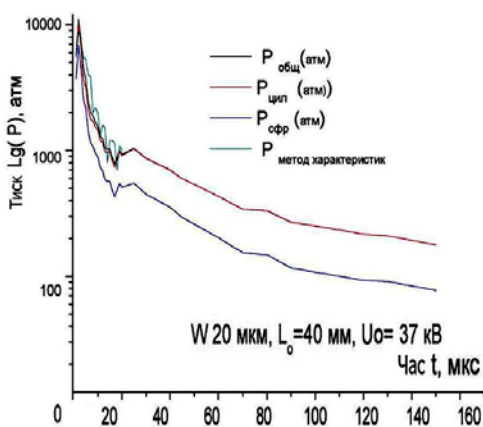


Рис. 5. Залежність тиску в каналі ІРВ від часу  $W=20$  мкм;  $U=37$  кВ;  $l=40$  мм.

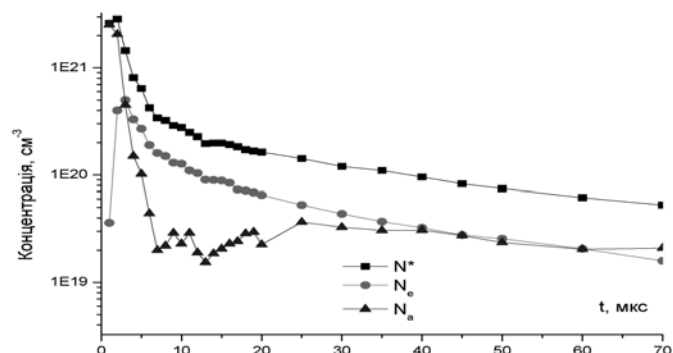


Рис. 6. Залежність концентрації плазми ІРВ від часу  $W = 20$  мкм;  $U = 37$  кВ;  $l = 40$  мм;  $T_{\text{я}} (\lambda = 400 \text{ нм})$ .

Для одержання загальної концентрації використовувалося рівняння стану ідеального газу  $P=N^* \cdot k \cdot T$ , де (де  $P$  – тиск;  $N^*=N_a+2N_e$  – загальне число частинок;  $k$  – постійна Больцмана,  $T$  – температура,  $N_a$  – атомів,  $N_e$  – концентрація електронів). Проводились розрахунки тисків для двох симетрій: циліндричної та сферичної. Це пов'язано з тим, що при поширенні ударної хвилі від каналу на віддаль, яка перевищує довжину розрядного проміжку, тиск на границі фронту починає спадати за законом сферичної симетрії. Однією з причин переходу до розрахунків тиску в наближенні сферичної симетрії було те, що використання значень  $P$ , одержаних по формулах для циліндричної симетрії давало велике розходження при розрахунках балансу енергії у каналі.

Для розрахунків електронної концентрації  $N_e$  у даній роботі використовувалось рівняння Саха:

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = 4,9 \cdot 10^{15} \frac{G_i}{G_a} T^{3/2} \exp\left(-\frac{eE_0}{kT}\right) \quad (3)$$

де:  $N_a$  – концентрації атомів в  $\text{см}^{-3}$ ;  $N_e = N_i$ ;  $T$  – температура в  $^\circ\text{K}$ ,  $G_i$  і  $G_a$  – статсуми основних станів іона й атома;  $E_0$  – потенціал іонізації. Основні труднощі, що виникають при розрахунках  $N_e$  по цьому рівнянню, полягають в обчисленні статсум і виборі потенціалу іонізації. Ці розрахунки і виміри забезпечують визначення коефіцієнта розпаду з прийнятною точністю.

У **третьому розділі** приводяться результати експериментальних досліджень спектральних розподілів випромінювання воднево - кисневої плазми і еволюції спектрів випромінювання на стадії релаксації під час зменшення температури та оптичної товщини, а також результати апробації різних методик для визначення основних параметрів плазми.

У фіолетовій області спектру спостерігалася значно більша яскравісна температура  $T_y$ , ніж виміряна в червоній області спектру. Ступінь відмінності від випромінювання АЧТ зростала зі збільшенням швидкості введення енергії у плазмовий канал. Для досліджень обрано режим розряду при якому спостерігається найменше відхилення випромінювання від випромінювання АЧТ. На початковій стадії розряду випромінювання воднево - кисневої плазми суттєво відрізняється від абсолютно чорного тіла (АЧТ) (Рис.7.)

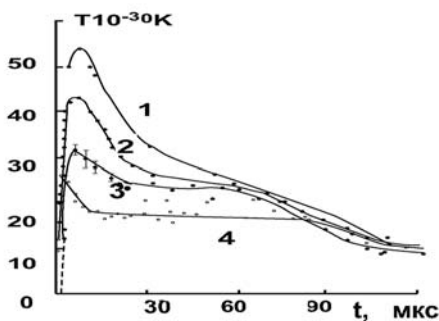


Рис.7. Залежність від часу яскравісної температури плазми ІРВ ( $W = 20$  мкм;  $U = 37$  кВ;  $l = 40$  мм;  $L = 0.43$  мкГн) виміряна на різних довжинах хвиль: 1-  $\lambda = 200$  нм (лінійна екстраполяція); 2 -  $\lambda = 400$  нм; 3 -  $\lambda = 550$  нм; 4 -  $\lambda = 700$  нм.

Досліджувалась динаміка розподілу інтенсивності випромінювання по спектру у видимому діапазоні випромінювання плазми, що утворюється при ВП у рідині. Зникнення рівнів призводить до різкого зменшення інтенсивності

суцільного спектру. На випромінювання з каналу у видимому діапазоні спектру при концентраціях електронів у плазмі розряду, що дорівнює  $7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , дуже сильно впливає плазмова частота. В потужних мікрополях, які виникають через флуктуації концентрації електронів, виникає збурення рівнів. Тому неможливо заселити ці верхні рівні, і говорять про “нереалізацію” рівнів в щільній плазмі. Експериментально цей ефект зникнення рівнів ліній («нереалізація» спостерігається в плазмових мікрополях, близьких по величині до напруженості внутрішньоатомного поля). В цей діапазон потрапляє і верхній рівень самої інтенсивної лінії серії Бальмера ( $H_{\alpha}$  656,3 нм).

На Рис. 8 приведено розподіл яскравісної температури в видимому діапазоні спектру. В області плазмового каналу, яка суміжна з стінкою каналу розряду, завжди є більш холодна плазма, ступінь іонізації якої не перевищує 10%, і тому при вказаній температурі завжди є збуджені атоми водню. У цьому випадку неминуче повинна була б спостерігатися в поглинанні лінія водню  $H_{\alpha}$  ( $\lambda = 656,2$  нм). Але, як впливає з Рис.8, цього не відбувається, що свідчить про прояв ефекту зникнення («нереалізації» верхнього рівня) найінтенсивнішої лінії бальмерівської серії. Це призводить до зникнення рекомбінації електронів на ці рівні і різкого зменшення кількості вільно-зв'язаних переходів електронів у полях іонів.

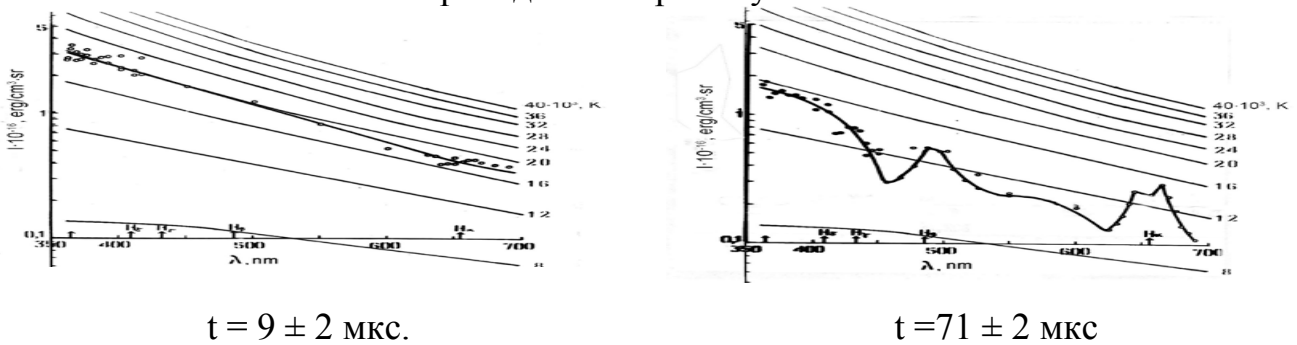


Рис.8. Залежність інтенсивності випромінювання (J) воднево-кисневої плазми в області серії Бальмера.  $W, d = 20$  мкм;  $U_0 = 30$  кВ;  $l_0 = 100$  мм;

Впливати на електронну концентрацію плазми у каналі розряду можна змінюючи товщину ініціюючого провідника. Вивчалась динаміка зміни випромінювання в залежності від концентрації електронів. При діаметрі провідника, що ініціює розряд (ІРП) 150 - 500 мкм, спостерігається зникання випромінювання з каналу. Виникає пауза випромінювання, тривалість якої збільшується зі збільшенням діаметру провідника при однаковій початковій напрузі на батареї. Слід зазначити ще одну особливість випромінювання при використанні для ініціювання розрядів у воді товстих провідників чим більший діаметр провідника тим довше існує випромінювання на пізніх стадіях розряду. Кількість ліній поглинання вольфраму з часом збільшується. При цьому з'являються лінії з усе більш високими верхніми рівнями на які можлива рекомбінація і висвічування вільно-зв'язаного спектру випромінювання. Разом зі зникненням рекомбінації на рівні відбувається відбивання від границі плазми на довжинах хвиль, що відповідають плазмовим частотам. Це призводить до зникнення випромінювання з плазмового каналу в моменти часу відразу ж за пробом і в моменти часу з максимальним вкладом енергії в плазмовий канал.

Для порівняння було проведено розрахунки адіабатичного охолодження плазмового каналу, що розширюється та порівняти зміну розрахованої температури з тією, що спостерігається експериментально. Перерахунок температури по адіабаті від максимального значення на пізній стадії розпаду плазми в температуру, яка повинна бути на початку розряду, дає значення до  $T=3 \cdot 10^4$  К, а яскравісна температура, що спостерігається у цей момент часу в червоній області спектру не перевищує  $7 \cdot 10^3$  К. Це свідчить про великий запас внутрішньої енергії у плазмовому каналі, релаксація якої сповільнена у зв'язку з нереалізацією значної кількості рівнів в мікрополях плазми. Вплив флуктуацій щільності приводить до виникнення електричних мікрополів, які по величині близькі до електричного поля в середині атомів, що приводить до зникнення енергетичних рівнів. Зменшення кількості рівнів, на які можлива рекомбінація і частина процесів випромінювання вільно-зв'язаних станів пропадає. Це і приводить до різкого зменшення інтенсивності суцільного спектру.

Показано, що зміни динаміки випромінювання каналу розряду у рідині можна пояснити зміною структури енергетичних рівнів під час зміни електронної концентрації плазми розряду.

У **четвертому розділі** наводяться результати дослідження динаміки заряджених частинок в каналі розряду. При високих значеннях температур ( $>10^4$  К) і високих тисках безпосередньо одержати коефіцієнти рекомбінації не вдається. Це пов'язано з тим, що працюють обидва механізми: потрійна зіштовхувальна рекомбінація електронів і іонізація атомів за рахунок високої температури плазми. Можна спостерігати тільки зміну концентрації заряджених частинок у каналі. Експериментальний коефіцієнт розпаду досить легко розраховується з часового ходу концентрації електронів. На Рис. 10 наведено хід у часі визначених з експерименту значень коефіцієнта розпаду  $K_p$  і порівняння їх з теоретично розрахованими значеннями за класичною формулою трьохчасткової рекомбінації. Узагальнюючи експериментальні дані приведемо залежність коефіцієнта розпаду від концентрації (Рис.11.) Зближення результатів відбувається з пониженням концентрації і послідовною появою ліній  $H_\alpha$  (656,3 нм),  $H_\beta$  (486,1 нм) і  $H_\gamma$  (434,06 нм) в випромінюванні. Плазма в суцільному спектрі при цьому стає прозорою

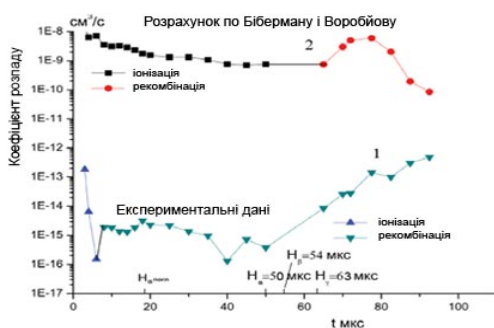


Рис 10. Залежність від часу коефіцієнта розпаду.

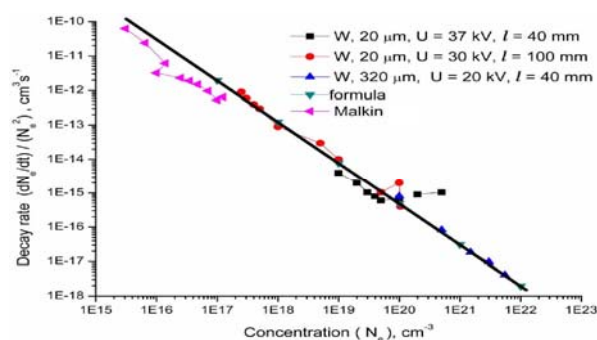


Рис. 11. Залежність коефіцієнта розпаду НП від концентрації електронів в широкому діапазоні  $N_e$ .

Коефіцієнт розпаду  $K_p = \frac{\Delta N_e}{\Delta t \cdot N_e^2} \cdot K_p$  – відношення зменшення концентрації до проміжку часу за який це зменшення відбувалось;  $\Delta N_e$  – зменшення

концентрації електронів за проміжок часу  $\Delta t$ ;  $N_e$  – концентрація електронів. Теоретичний розрахунок коефіцієнта розпаду визначається з принципу детальної рівноваги:

$$\frac{dN_e}{dt \cdot N_e^2} = \frac{N_a}{N_e} b - \alpha \cdot N_i \quad (4),$$

де  $N_a$  – концентрація атомів в плазмі,  $b$  - коефіцієнт іонізації,  $\alpha \cdot N_i$  - коефіцієнт рекомбінації.

Розрахункові і експериментальні результати відрізняються практично на 7 порядків на початковій стадії розряду при  $N_e = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  і на два порядки на 95 мкс, коли концентрація електронів зменшилася до  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Врахування іонізації не компенсує таке велике розходження. При порівняно низьких концентраціях електронів ( $N_e \leq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) теоретичні та експериментальні коефіцієнти розпаду (відповідно іонізації і рекомбінації) непогано узгоджуються (розходження у кілька разів).

Експериментальні дослідження коефіцієнтів розпаду неідеальної плазми при великих концентраціях  $N_e > 10^{20} \text{ см}^{-3}$  проводилися при імпульсному електричному вибуху провідників (ВП) з вольфраму у воді. Для ініціації розряду використовувався провідник з вольфраму діаметром 320 мкм. Для отримання більш високих концентрацій електронів використовувався розряд у парах металу, у якого потенціал іонізації значно нижчий, ніж у водню та кисню. На отримання однократної або двократної іонізації атомів вольфраму потрібно витратити набагато менше енергії. Провідник з вольфраму, що в той же час ініціює розряд, при електричному вибуху нагрівається до температур  $13 \cdot 10^3 \text{ K}$  (при температурі кипіння  $6000 \pm 300 \text{ K}$ ). Основний вклад потужності, а відповідно і енергії, відбувається в перший напівперіод. Вкладом енергії в другому і подальших напівперіодах можна знехтувати. Тому на практиці спостерігається чистий розпад плазми вольфраму, без додаткового підкачування енергії. Вкладається енергія в канал приблизно 10 мкс, а релаксація плазми відбувається довше ніж 140 мкс.

При високих електронних концентраціях не спостерігаються лінії випромінювання і поглинання. О.А. Федоровичем була встановлена емпірична залежність (5) між концентрацією електронів і «оптичною щільною  $\Delta E$ » («оптична щільна  $\Delta E$ » – це різниця між потенціалом іонізації та енергією найбільш високого рівня збудження атома, що спостерігається в спектрі). Це дозволяє розрахувати електронну концентрацію використовуючи потенціал збудження самої верхньої спостерігаємої лінії поглинання:

$$\Delta E = 1,32 \cdot 10^{-5} \cdot N_e^{0,26} \text{ eV} \quad (5),$$

де  $\Delta E$  це величина «оптичної щільності» в електронвольтах;  $N_e$  – концентрація електронів в кубічному сантиметрі

У подвійному логарифмічному масштабі спостерігається лінійне зменшення коефіцієнта розпаду плазми зі збільшенням концентрації електронів і зменшенням кількості спостережуваних ліній поглинання вольфраму. У щільній плазмі спостерігається однозначна залежність коефіцієнтів розпаду тільки від концентрації електронів. Враховуючи, що експериментально отримана практично лінійна залежність коефіцієнтів розпаду від концентрації електронів, підберемо емпіричну формулу для цієї залежності:

$$K = 4,9 \cdot 10^{18} (N_e)^{-1,2} \quad (6),$$

де  $K$  коефіцієнт розпаду ( $K = \frac{dN_e}{N_e^2}$ ) щільної плазми,  $[K] - c^{-1} \cdot cm^3$ ;

$N_e$  – концентрація електронів у плазмі;  $[N_e] - cm^{-3}$ .

Приведена формула описує залежність, отриману з експерименту для коефіцієнта розпаду щільної плазми від концентрації електронів в діапазоні  $10^{17} cm^{-3} \leq N_e \leq 10^{22} cm^{-3}$ . Діапазон температур  $(7-35) \cdot 10^3 K$ . Результати отримано для воднево-кисневої плазми у діапазоні концентрацій електронів  $10^{17} - 10^{21} cm^{-3}$  і для вольфрамової у діапазоні  $10^{20} - 10^{22} cm^{-3}$ .

На Рис. 12 приведена залежність відношення максимальної концентрації електронів до поточної від часу.

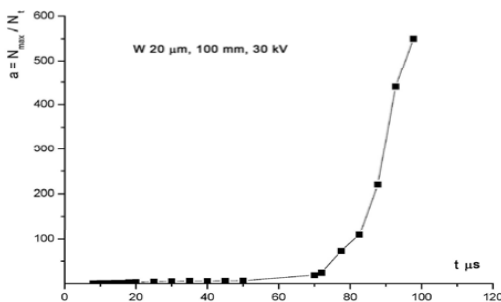


Рис. 12. Залежність від часу співвідношення  $N_e^{max} / N_e$ .

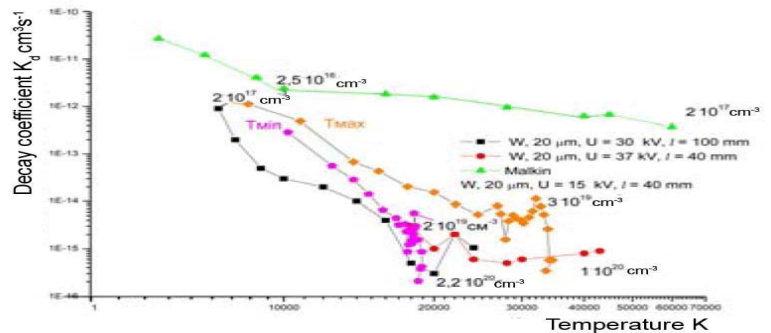


Рис. 13. Залежність  $K_p$  коефіцієнтів розпаду від температури  $T$ .

З часового ходу відношення максимальної концентрації електронів до поточної концентрації  $N_e$  можна визначити коефіцієнт розпаду  $K_p$ . Як видно на Рис. 12, до 70 мкс нахил прямої був дуже малим. Починаючи з 70 мкс, залежність нахилу кривої збільшується, а з 80 мкс збільшується ще раз. Це може свідчити про зміну типу рекомбінації при зменшенні електронної концентрації в щільній плазмі.

Однозначної залежності  $K_p$  від температури у щільній плазмі не виявлено (Рис.13). Спостерігається тільки однозначна залежність від концентрації електронів.

Параметр неідеальності не є головним і однозначним параметром, від якого залежить коефіцієнт розпаду щільної плазми (Рис. 14).

Жодна з відомих теоретичних робіт не описує задовільно залежність експериментально визначеного  $K_p$  від ступеню неідеальності плазми  $\Gamma$ .

Очевидно, що для опису швидкості розпаду плазми  $\Gamma$  не є однозначним параметром. Вони досить добре наближаються до значень коефіцієнтів розпаду на початковій стадії розряду. Але розраховані коефіцієнти іонізації на три-чотири порядки вище, ніж значення коефіцієнтів фоторекомбінації і перетинаються при  $N_e = 2 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ . А експериментально спостерігається перевищення значень коефіцієнтів розпаду над значеннями коефіцієнтів іонізації.

Згідно опублікованої літератури при фоторекомбінації залежності коефіцієнта рекомбінації від концентрації електронів  $N_e$  не повинно спостерігатись.

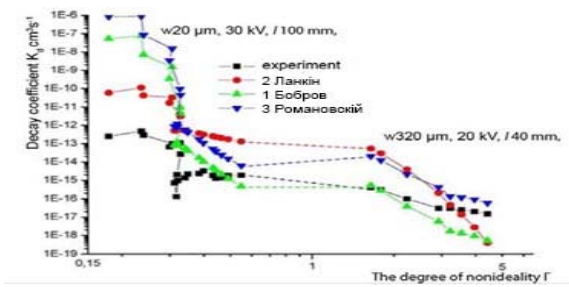


Рис. 14. Залежність коефіцієнта розпаду від ступеню неідеальності плазми. Крива 3 це розрахунок по роботі Романовського, крива 2 - це по роботі Ланкіна, а крива 1 по роботі Боброва

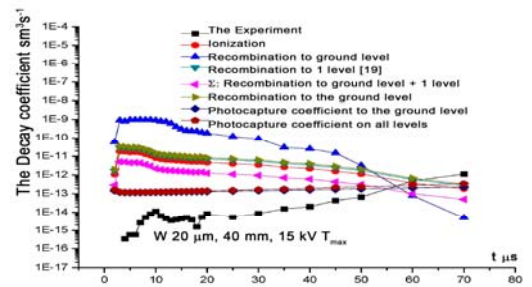


Рис. 15. Залежність від часу коефіцієнта розпаду

В дисертації показано, що при розпаді плазми для ІРВ спостерігається залежність від концентрації електронів тому, що кількість експериментально спостерігаємих рівнів у щільній плазмі залежить від  $N_e$ .

У **п'ятому розділі** приводяться результати оцінки часу життя заряджених частинок у плазмі електричних розрядів і залежність часу життя від різних параметрів плазми.

$$\text{Час життя } \tau_{\text{ж}} \approx \frac{1}{N_a \cdot \beta - \alpha^* \cdot N_e} = \frac{\Delta t \cdot N_e}{\Delta N_e} \quad (7).$$

З Рис. 16 видно, що при зміні концентрації електронів на сім порядків, середній час життя електронів у щільній неідеальній плазмі практично не змінюється. На Рис. 17 невелике зменшення часів життя електронів на початковій фазі розряду (у першому напівперіоді) зв'язане з інтенсивним вкладом енергії у плазмовий канал та впливом іонізації атомів при нагріванні плазмового каналу після пробую.

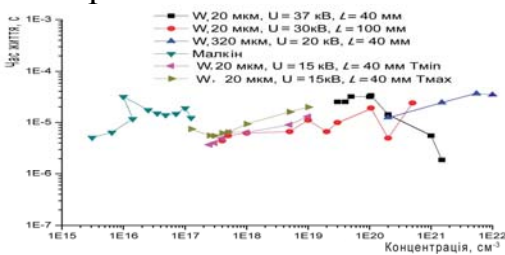


Рис. 16. Залежність середнього часу життя електронів (іонів) у щільній плазмі від концентрації електронів.

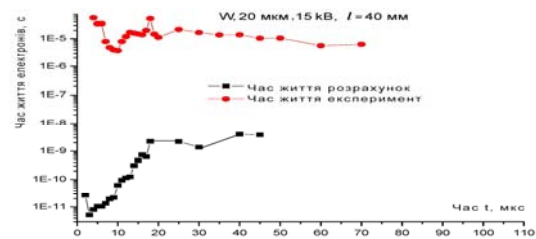


Рис. 17. Залежність середнього часу життя електронів в щільній плазмі від часу.

Значення експериментальних та розрахованих часів життя електронів на початковій стадії розряду відрізняються на шість порядків. Зі зниженням температури і концентрації плазми ця різниця зменшується до трьох порядків. По мірі зменшення концентрації електронів відбувається поступове зближення експериментальних і теоретично розрахованих значень часів життя електронів. Залежність середнього часу життя електронів в щільній плазмі від часу розрахована по значеннях коефіцієнтів іонізації та рекомбінації для різних концентрацій і температур воднево - кисневої плазми.



## ВИСНОВКИ

1. Розподіли випромінювання по спектру в видимому діапазоні та величини яскравості, що спостерігаються у щільній плазмі (електронна щільність  $N_e \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), не завжди відповідають температурі та концентрації щільної плазми. Різко зменшується інтенсивність суцільного спектру за рахунок зникнення вільно - зв'язаних переходів електронів у полях іонів та відсутності рекомбінації електронів на ці рівні. Цей ефект спільно з ефектом впливу на спектр випромінювання з дуже щільної плазми відбивання від границі плазмового каналу на довжинах хвиль, що відповідають плазмовим частотам, призводить до зникнення випромінювання з плазмового каналу у моменти часу відразу ж за пробоем та у моменти часу з максимальним вкладом енергії у плазмовий канал.
2. Вперше показано, що у щільній плазмі значно зменшується швидкість розпаду. Існує кореляція моментів збільшення швидкості рекомбінації з появою ліній випромінювання у спектрі: Різке зменшення швидкості рекомбінації зв'язане зі зникненням рівнів, на які могли б рекомбінувати вільні електрони (внаслідок “нереалізації рівнів” в мікрополях плазми, які по величині близькі до внутрішньо атомних).
3. Показано, що у щільній плазмі значно зменшується швидкість розпаду. Існує кореляція моментів збільшення швидкості рекомбінації з появою ліній випромінювання у спектрі. Різке зменшення швидкості рекомбінації зв'язане зі зникненням рівнів, на які могли б рекомбінувати вільні електрони (внаслідок “нереалізації рівнів” в мікрополях плазми, які близькі до внутрішньо атомних).
4. При суттєвих домішках атомів металу під час розряду у воді збільшується щільність електронів у плазмі до  $10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Це дозволяє отримувати плазму з великим ступенем неідеальності  $\Gamma \sim 3$ .
5. Вперше показано, що в видимому діапазоні спектру спостерігається провал інтенсивності на довжинах хвиль, що відповідають плазмовій частоті. Спостерігається плавне зміщення провалу інтенсивності на плазмовій частоті у червону область спектру по мірі розпаду плазми.
6. Показано, що в щільній плазмі не виконується закон «-9/2» залежності коефіцієнту рекомбінації від температури для трьохчасткової рекомбінації. Коефіцієнт розпаду залежить тільки від концентрації і не залежить від температури плазми в діапазоні температур  $6 \cdot 10^3 - 50 \cdot 10^3 \text{ К}$ . Отримано емпіричну формулу для залежності коефіцієнта розпаду від концентрації електронів.
7. Жодна з існуючих теорій, а також математичне моделювання методами Монте-Карло не дозволяють однозначно описати рекомбінацію в щільній-неідеальній плазмі.
8. Виявлено, що не спостерігається однозначної залежності величини коефіцієнта розпаду від ступеню неідеальності плазми.
9. Показано, що значення коефіцієнтів розпаду найкраще з усіх використаних моделей описуються формулами для коефіцієнтів фоторекомбінації, але з врахуванням тільки тих рівнів, які спостерігаються експериментально. Кількість рівнів, які спостерігаються експериментально залежить від концентрації електронів у щільній плазмі. Отже коефіцієнти розпаду залежать від  $N_e$ .

## СПИСОК ОПУБЛІКОВНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

### Статті в українських фахових виданнях, які індексуються в Scopus

1. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Експериментальні дослідження коефіцієнту розпаду неідеальної плазми // УФЖ 2008. Т 53, №5. – С. 451-457.
2. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О коэффициентах распада неидеальной плазмы импульсных разрядов в воде при концентрациях электронов  $2 \cdot 10^{20} \geq N_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». 2008, №4. С. 288-293.
3. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О коэффициентах распада неидеальной плазмы при взрыве вольфрамового проводника в воде. // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». 2010, №4. С. 354-359.
4. О.А. Fedorovich, L.M. Voitenko. The empirical formula of dependence of factor of disintegration of nonideal plasma from electrons concentration. // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (71), 2011. № 1. P. 122-124.
5. О.А. Fedorovich, L.M. Voitenko. About the influence of the plasmas nonideality degree on the plasma decay coefficients // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (83), 2013. №1. P. 201-203.
6. О.А. Fedorovich, L.M. Voitenko. On the dense plasma decay within the electron concentration range of  $10^{17} \text{ cm}^{-3} \leq N_e \leq 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (86), 2013. №4. P. 217-222.
7. О.А. Fedorovich, L.M. Voitenko. On features of the radiation from pulsed discharges initiated by thick wires in water // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics (95), 2015. № 1. P. 161-165.
8. О.А. Fedorovich, L.M. Voitenko. Dynamics of the emission spectrum of the hydrogen-oxygen plasma of pulsed discharge in water in the range of the balmer series with a minimum of impurities // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma electronics and new methods of acceleration (98), 2015. № 4. P 189-19.
9. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Час життя електронів у щільній плазмі // УФЖ 2017, Том. 62, № 6. С 487-492.

### Публікації за тезами конференцій

За матеріалами дисертації опубліковано 22 роботи у працях міжнародних та вітчизняних та наукових конференцій:

1. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О рекомбинации водородно-кислородной плазмы ИРВ на стадии релаксации // Матер. 13 Международной школы-семинара «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах» Николаев, Атолл 2007. – С.116-117.
2. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Експериментальні дослідження коефіцієнту розпаду неідеальної плазми імпульсних розрядів у воді // Збірник анотацій “Українська конференція з фізики плазми та КТС - 2007”. Київ, 2007. – С. 39.

3. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Зависимость коэффициентов распада неидеальной водородно-кислородной плазмы от её параметров // *Материалы Международной научной конференции «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах»*, Николаев, 2009. – С. 66-68.
4. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Вплив параметрів неідеальної воднево-кисневої плазми на коефіцієнти розпаду. // *Збірник анотацій “Українська конференція з фізики плазми та КТС - 2009”* Київ, 2009. – С.34.
5. O.A. Fedorovich, L.M. Voitenko. The Empirical Formula of Dependence of Factor of Disintegration of Nonideal Plasma from electrons concentration // *Book of abstracts Intern Conf.-school on Plasma Phys. And Controlled Fusion, Alushta, Ukraine, 2010.* – С.155.
6. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Об особенностях распада неидеальной плазмы импульсных разрядов в воде // *Тез. Докладов международной научно-практической конференции, Киев, Украина, // Энергоэффективность-2010.* – С. 217-219.
7. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Эмпирическая формула зависимости коэффициентов распада НП от концентрации электронов // *Научно-координационная Сессия "Исследования неидеальной плазмы"*, [http://www.ihed.ras.ru/npp2010/program\\_rus.html](http://www.ihed.ras.ru/npp2010/program_rus.html), 2010. – С.21-2.
8. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Экспериментальные исследования коэффициентов распада НП при концентрациях электронов не превышающих  $10^{22} \text{ см}^{-3}$  // *Материалы XV международной научной конференции «ФИРКС»*, Николаев 2011. – С. 66-69.
9. O.A. Fedorovich, L.M. Voitenko. Experimental determination the lifetime of electron in nonideal plasma and its comparison with theoretical calculation // *Праці 7 міжнародної конференції «Електроніка та прикладна фізика»* Київ, 2011. – С. 168-169.
10. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Експериментальні результати дослідження коефіцієнтів розпаду неідеальної плазми імпульсних розрядів у воді (ІРВ) та їх порівняння з теоретичними розрахунками // *«Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу – 2011»*, Київ, *Збірник анотацій*, 2011. – С. 24.
11. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О результатах сравнения экспериментальных коэффициентов распада и времен жизни заряженных частиц НП ИРВ с расчетными значениями // *Научно-координационная Сессия "Исследования неидеальной плазмы"*, [http://www.ihed.ras.ru/npp2011/program\\_rus.html](http://www.ihed.ras.ru/npp2011/program_rus.html) abstract. – С.52.
12. O.A. Fedorovich, L.M. Voitenko. On the influence of degree Hydrogen-oxygen nonideal plasma Factors in decay // *Book of abstracts Alushta-2012 International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop “Nano- and micro-sized structures in plasmas”*, Alushta, September 17-22, 2012.
13. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Експериментальне визначення коефіцієнтів розпаду густої плазми імпульсних розрядів у воді і порівняння з розрахованими по існуючих теоретичних моделях // *Тези доповідей XIX щорічної наукової конференції Інституту Ядерних Досліджень НАН України 2012.* – С.128.

14. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О влиянии параметров плотной плазмы при концентрациях электронов  $10^{17}\text{см}^{-3} \leq N_e \leq 10^{22}\text{см}^{-3}$  на ее коэффициенты распада // Научно-координационная Сессия "Исследования неидеальной плазмы", <http://www.ihed.ras.ru/npp2012> . – С.19.
15. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О механизмах уменьшения коэффициентов распада плотной плазмы // Тези доповідей 20 Щорічної конференції ІЯД. Київ, 2013. – С.145-146.
16. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О влиянии эффекта нереализации уровней атомов в плотной плазме импульсных разрядов в воде на коэффициенты распада // Материалы XVI международной научной конференции «ФИРКС», Николаев 2013. – С.79-82.
17. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Про особливості поведінки параметрів щільної плазми імпульсних розрядів у воді на стадії релаксації // Збірник анотацій «Української конференції з фізики плазми та КТС-2013, Київ -2013. – С.67.
18. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. О влиянии на коэффициенты распада плотной плазмы ионизации, фото- и тройной рекомбинации на основное состояние атома // Научно-координационная Сессия "Исследования неидеальной плазмы", <http://www.ihed.ras.ru/npp2013/> . – С.26.
19. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Об особенностях релаксации излучения при взрыве вольфрамовой проволоки в воде // Тези доповідей 21 щорічної наукової конференції ІЯД НАНУ. Київ. 2014. – С.171-172.
20. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Влияние эффекта нереализации спектральных линий на интенсивность излучения сплошного спектра плотной плазмы // Тези доповідей 22 щорічної наукової конференції ІЯД НАНУ. Київ. 2014. – С.136-137.
21. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Час життя електрона в щільній плазмі // Збірник анотацій «Української конференції з фізики плазми та КТС-2015, Київ-2015. С. 47.
22. О.А. Федорович, Л.М. Войтенко. Залежність часу життя електронів у щільній плазмі від її параметрів // Тези доповідей 23 щорічної наукової конференції ІЯД НАНУ. Київ. 2016. – С.152-153.

## АНОТАЦІЯ

### **Войтенко Л.М. Релаксаційні процеси в плазмі високовольтних імпульсних розрядів у воді. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.**

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.08 – фізика плазми. – Київський національний університет імені Тараса Шевченка Міністерства освіти і науки України, Київ, 2018. Робота присвячена експериментальному дослідженню розпаду плазми імпульсних розрядів у воді. Були проведені експериментальні вимірювання температури і концентрації плазми і їх зміна при припиненні вкладу енергії у розряд. Спостерігалась динаміка спектрів в оптичному діапазоні від часу. При зміні електронної концентрації плазми розряду від  $N_e = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  до  $N_e = 2 \cdot 10^{17}$

$\text{cm}^{-3}$  визначені коефіцієнти розпаду. Окрім експериментальних вимірювань, в роботі було проведено розрахунки коефіцієнтів розпаду по різних моделях рекомбінації для тих же значень температури і концентрації, що і в експерименті. Існуючі теоретичні моделі не пояснюють розходження результатів експериментальних вимірювань і розрахованих величин коефіцієнтів розпаду.. Зменшення швидкості рекомбінації пов'язується зі зміною структури рівнів окремих атомів при великій концентрації електронів у плазмі.

**Ключові слова:** Розряд у воді, коефіцієнт розпаду, концентрація і температура плазми, флуктуаційні мікрополя плазми, щільна плазма, неідеальна плазма.

## АННОТАЦИЯ

**Войтенко Л.М. Релаксационные процессы в плазме высоковольтных импульсных разрядов в воде. - Квалификационная научная работа на правах рукописи.**

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.08 – физика плазмы. – Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко Министерства образования и науки Украины, Киев, 2018. Работа посвящена экспериментальному исследованию распада плазмы импульсных разрядов в воде. Были проведены экспериментальные измерения температуры и концентрации плазмы и их изменение при прекращении вклада энергии в разряд. Наблюдалась динамика спектров в оптическому диапазоне от времени. При изменении электронной концентрация плазмы разряда от  $N_e = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  до  $N_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  определены коэффициенты распада.

Кроме экспериментальных измерений, в работе было проведено расчеты коэффициентов распада по различным моделям рекомбинации для тех же значений температуры и концентрации, что и в эксперименте. Существующие теоретические модели не объясняют различия результатов экспериментальных измерений и рассчитанных величин коэффициентов распада. Уменьшение скорости рекомбинации связывается с изменением структуры уровней отдельных атомов при больших плотностях электронов в плазме.

**Ключевые слова:** Разряд в воде, коэффициент распада, концентрация и температура плазмы, флуктуационные микрополя плазмы, плотная плазма, неідеальна плазма.

## ABSTRACT

**Voitenko L.M. Relaxation processes in the plasma of high-voltage pulsed discharges in water. – This qualifying scientific work to be treated as a manuscript.**

The thesis submitted to be awarded the scientific degree of a Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Speciality 01.04.08 – Plasma Physics. – Taras Shevchenko National University of Kyiv within the Ministry for Education and Science of Ukraine,

Kyiv, 2018. This work is an experimental study of a plasma decay of pulsed discharges in water. There have been made experimental measurements of the temperature and plasma concentration and their changes after the termination of the energy contribution to a discharge. The spectrum dynamics versus time has been observed in the optical range.

Decay coefficients have been determined, when the electron concentration of the discharge plasma varies from  $N_e = 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  to  $N_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

The work has demonstrated for the first time the following:

1. In a dense plasma values of the decay factors are significantly reduced. There is a correlation between the moments of increasing the recombination rate with the appearance of lines of radiation in the spectrum.

2. The distribution and magnitude of the intensity of the radiation observed in a dense plasma (at the electron density  $\geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) do not always correspond to the temperature and concentration of the dense plasma.

3. In the dense plasma the «-9/2» -Principle of the dependence of the coefficients of recombination on the temperature for a three-part recombination has not been fulfilled. The decay factor depends only on the concentration, and it does not depend on the plasma temperature. The empirical formula for the dependence of the decay factor on the concentration of electrons in the concentration range of  $10^{22} \text{ cm}^{-3} \geq N_e \geq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  and on the temperature from 6 000 K to 50 000 K has been obtained.

4. At significant impurities of metal atoms, at a discharge in water the density of electrons in the plasma increases to  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ . This allows to receive a plasma with a large degree of non-ideality  $\Gamma \sim 3$ .

5. It has been shown, that in the visible range of the spectrum there is a failure in the intensity at the wavelengths, which correspond to the plasma frequency. There is a smooth displacement of the failure in the intensity at the plasma frequency in the red region of the spectrum as plasma decays.

6. No evidence of the dependence of the decay factor on the degree of nonideality has been found experimentally.

Besides experimental measurements, the work included making calculations of decay coefficients due to different models of the recombination for the same values of the temperature concentration, that in the experiment were used. The available theoretical models do not explain the differences between the experimental measurements and the calculated values of the decay coefficients. The dynamics of the spectra changes is accounted for the effect of the plasma electrical microfields on the structure of separate atoms. A decrease in the recombination speed is accounted for by a change in the level structures of separate atoms at high densities of electrons in the plasmas.

**Keywords:** a discharge in water, a decay coefficient, plasma concentration and temperature, fluctuational microfields of plasma, a dense plasma, non-ideal plasma