

ІНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ  
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

**Алексенко Олег Володимирович**

УДК 537.534.2

**ФОРМУВАННЯ ВЧ – РОЗРЯДУ З ПАРАКСІАЛЬНИМ  
ПОГЛИНАННЯМ ПОТУЖНОСТІ В КОМПАКТНИХ ГЕЛІКОННИХ  
ДЖЕРЕЛАХ ІОНІВ ГЕЛІЮ ТА ВОДНЮ**

01.04.20 – фізика пучків заряджених частинок

Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико – математичних наук

Суми – 2017

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті прикладної фізики  
Національної академії наук України.

Науковий керівник: кандидат фізико – математичних наук,  
старший науковий співробітник  
**Мордик Сергій Миколайович**,  
Інститут прикладної фізики НАН України,  
відділ ядерно – фізичних досліджень.

Офіційні опоненти: доктор фізико – математичних наук, професор,  
провідний науковий співробітник  
**Маслов Василь Іванович**,  
Національний науковий центр “Харківський  
фізико-технічний інститут” НАН України,  
Інститут плазмової електроніки та нових  
методів прискорення.

доктор фізико – математичних наук, професор,  
провідний науковий співробітник  
**Бірюков Олександр Анатолійович**,  
Харківський національний університет  
ім. В.Н. Каразіна МОН України,  
кафедра фізики плазми.

Захист відбудеться “ \_\_\_ ” \_\_\_\_\_ р. о \_\_\_ годині на засіданні спеціалізованої  
вченої ради К55.250.01 при Інституті прикладної фізики  
НАН України за адресою м. Суми, вул. Петропавлівська, 58.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Інституту прикладної фізики НАН  
України за адресою м. Суми, вул. Петропавлівська, 58.

Автореферат розісланий “ \_\_\_ ” \_\_\_\_\_ р.

Вчений секретар  
спеціалізованої вченої ради

В. М. Недорешта

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Аналітичні прискорювальні комплекси (АПК) це один з основних інструментів для локального неруйнуючого аналізу структури та елементного складу твердих тіл і біологічних об'єктів. В ІПФ НАН України розроблений, побудований і функціонує аналітичний прискорювальний комплекс на базі компактного електростатичного прискорювача горизонтального типу «Сокіл». Аналітичний комплекс має кілька каналів і дозволяє вивчати склад різних матеріалів за допомогою методів: резерфордівського зворотнього розсіювання (RBS); детектування протонів віддачі; резонансних ядерних реакцій; рентгенівського флуоресцентного аналізу (PIXE). Для даних методів аналізу необхідні іонні пучки однозарядних позитивних іонів гелію та водню з енергією заряджених частинок до 2 МэВ. Для реалізованих на АПК методик є вимоги не тільки до величини струму пучка на мішені, але й до енергетичної стабільності ( $\Delta E/E$ ) заряджених частинок у пучку. Тут  $\Delta E$  це позовжній енергетичний розкид заряджених частинок,  $E$  – середня енергія частинок у пучку. Енергетичну стабільність заряджених частинок контролює система стабілізації прискорювальної напруги АПК. Для правильної роботи системи стабілізації джерело іонів інжектора АПК повинне забезпечувати струм пучка, на виході із джерела іонів, у діапазоні від одиниць до десятків мкА. Нижня границя даного діапазону залежить від вимог до системи стабілізації електростатичного прискорювача, верхня границя залежить від вимог до високої напруги на прискорювачі.

В інжекторах аналітичних комплексів традиційно використовуються високочастотні джерела іонів. Одним з типів ВЧ – джерел є геліконне джерело іонів. Його робота базується на використанні індукційного ВЧ – розряду в зовнішньому однорідному аксіальному магнітному полі, або в зовнішньому неоднорідному магнітному полі. Пучок заряджених частинок формується в приосьовій області розрядної камери джерела іонів. Для того, щоб джерело іонів інжектора АПК забезпечувало заданий струм на виході із джерела в об'ємі його розрядної камери необхідно реалізовувати параксіальний режим поглинання потужності, що вводиться. Для компактних електростатичних прискорювачів є обмеження на потужність що підводиться до розрядної камери джерела іонів, на геометричні розміри самих розрядних камер, величину струму антени. Це обмеження викликане тим, що інжектор у цьому випадку розміщується під кондуктором прискорювача.

Теоретичних досліджень, по створенню в геліконних джерелах ВЧ – розряду з параксіальним поглинанням потужності, для водневої та гелієвої плазми, при врахуванні вище вказаних обмежень дотепер не проводилося. У зв'язку із цим практичний інтерес представляє з'ясувати фізичні умови реалізації резонансів з параксіальним поглинанням потужності. Проведення такого дослідження актуально як з наукової, так і практичної точки зору.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дисертаційна робота виконана у відділі ядерно – фізичних досліджень Інституту прикладної фізики (ІПФ) НАН України згідно плану науково – дослідних робіт у рамках держбюджетних наукових тем:

«Дослідження і створення ВЧ – джерел іонів з високою яскравістю для прискорювачів іонів і мас – спектрометрії з індуктивно зв'язаною плазмою», державний реєстраційний № 0105U000494, 2005 – 2007;

«Розробка та виготовлення атомно – емісійного спектрометра», державний реєстраційний № 0106U005144, 2006 – 2008;

«Дослідження нелінійних процесів формування прецизійних іонних пучків у ВЧ – джерелах з високою густиною плазми та зондових системах з нерівномірним розподілом частинок у фазовому просторі», державний реєстраційний № 0107U000312, 2007 – 2011;

«Плазмове геліконне високочастотне джерело іонів з високою яскравістю для нанотехнологічних застосувань і прискорювачів», державний реєстраційний № 0114U000895, 2014 – 2016;

«Підвищення параметрів і розширення функціональних можливостей електростатичного прискорювача мікроаналітичного комплексу ІПФ НАН України», державний реєстраційний № 0114U003014, 2014 – 2016.

**Мета і завдання дослідження.** Мета дисертаційної роботи полягає в тому, щоб за допомогою теоретичного опису вивчити створення геліконного розряду у водневій та гелієвій плазмі з параксіальним поглинанням потужності при врахуванні обмежень на геометричні розміри розрядних камер іонного джерела, величину струму антени, потужність, що підводиться в розряд.

Для досягнення поставленої мети необхідно розв'язати такі задачі:

– виконати теоретичні оцінки кулоновських зіткнень заряджених частинок у плазмі;

– виконати теоретичні оцінки балансу потужності в розряді для підтримки заданої густини плазми;

– з урахуванням балансу потужності в розряді визначити інтегральний вклад ВЧ – потужності в розряд для випадку однорідного аксіального зовнішнього магнітного поля;

– проаналізувати просторову структуру потужності, що поглинається усередині розряду, залежно від розташування антени, кількості витків антени, величини струму антени, тиску нейтрального газу для однорідного аксіального зовнішнього магнітного поля;

– для неоднорідного зовнішнього магнітного поля, яке моделюється однорідним, але направленим під кутом до поверхні плазми, зовнішнім магнітним полем, проаналізувати реалізацію в розряді резонансів з параксіальним поглинанням потужності залежно від кута нахилу зовнішнього магнітного поля, густини плазми, тиску нейтрального газу та різних значень поздовжнього хвильового числа.

**Об'єктом дослідження** є формування ВЧ – геліконного розряду у водневій і гелієвій плазмі з параксіальним поглинанням потужності при врахуванні обмежень на потужність, що підводиться в розряд, і обмежень на геометричні розміри розрядних камер.

**Предметом дослідження** є параметри водневої та гелієвої плазми, при яких реалізується необхідний ВЧ – геліконний розряд.

Основним методом дослідження при розв'язку поставлених задач був метод Фур'є (метод нормальних мод).

### **Наукова новизна отриманих результатів**

1. Для компактного геліконного джерела іонів гелію та водню проведено теоретичне дослідження стадій зародження і розвитку резонансів у плазмовому об'ємі з однорідним аксіальним зовнішнім магнітним полем. При виконанні теоретичних оцінок враховувалися обмеження на потужність, що вводиться в розряд, розміри компактних розрядних камер, величину струму антени. Показане як параметри завдання: кількість витків антени, величина струму антени, розміщення антени на бічній поверхні розрядної камери, тиск нейтрального газу впливають на поглинання потужності в розряді.

2. Вивчена просторова структура поглинання потужності в плазмовому об'ємі джерела іонів для розряду із зовнішнім однорідним аксіальним магнітним полем залежно від параметрів задачі. Досліджені умови формування параксіального режиму поглинання потужності, яка вводиться в розряд.

3. Проведене теоретичне дослідження реалізації резонансів з параксіальним поглинанням потужності в зовнішньому неоднорідному магнітному полі. Оцінки поглинання потужності, просторової структури електричних полів проведені залежно від кута нахилу  $\theta$  зовнішнього магнітного поля, тиску нейтрального газу і різних значень поздовжнього хвильового числа.

4. Для досліджуваних сортів плазми в геліконном розряді з неоднорідним зовнішнім магнітним полем визначений інтервал тиску нейтрального газу при якому можливе збереження резонансів з параксіальним поглинанням потужності. Проведені оцінки кутів нахилу  $\theta$  зовнішнього магнітного поля, які сприяють реалізації резонансів у приосьовій області розряду. Проаналізована поведінка компоненти електричного поля  $E_x$  у приосьовій області розряду при зміні кута нахилу  $\theta$  зовнішнього магнітного поля, величини  $k_z$  і тиску нейтрального газу.

**Практичне значення отриманих результатів.** Результати роботи можуть допомогти оптимізувати енерговклад у плазмовий об'єм компактних геліконних джерел іонів гелію та водню з однорідним і неоднорідним зовнішнім магнітним полем в умовах обмеження на потужність, що вводиться в розряд і розмір компактних розрядних камер. Оптимізація енерговкладу може сприяти поліпшенню експлуатаційних характеристик геліконних джерел. Поліпшення параметрів геліконних джерел може вплинути на розвиток існуючих АПК і вдосконалення методик аналізу складу матеріалів на таких комплексах. Розроблені геліконні джерела іонів можуть використовуватись в Інституті прикладної фізики Національної академії наук (НАН) України, Інституті ядерних досліджень НАН

України, Інституті фізики НАН України, Національному науковому центрі «Харківський фізико – технічний інститут» і інших наукових центрах.

**Особистий внесок здобувача.** Основні результати дисертаційної роботи отримані здобувачем самостійно. У роботах, опублікованих у співавторстві, здобувач брав участь у теоретичних дослідженнях. Безпосередньо здобувачем були виконані: [3] – теоретичні розрахунки по інтегральному поглинанню потужності в компактних розрядних камерах геліконного джерела іонів гелію із зовнішнім однорідним аксіальним магнітним полем, аналіз просторової структури потужності, що поглинається в максимумах резонансів; [4] – теоретичні розрахунки і порівняння інтегрального поглинання потужності в компактних розрядних камерах геліконних джерел іонів гелію та водню з однорідним аксіальним зовнішнім магнітним полем, аналіз і порівняння структури потужності, що поглинається в максимумах резонансів для гелієвої і водневої плазми; [5, 6] – теоретичні оцінки реалізації резонансів з приосьовим поглинанням потужності в гелієвій і водневій плазмі із зовнішнім похилим однорідним магнітним полем. У роботах [3 – 6] урахувалися вимоги на обмеження потужності що вводиться і розмір компактних розрядних камер.

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати роботи були повідомлені та обговорювалися на 5 науково – технічних конференціях: 12 – th International Conference on Ion Sources, Jeju, Korea, 2007; Щорічна конференція по фізиці плазми, Київ, Україна, 2011; Українська конференція по фізиці плазми і керованому термоядерному синтезу, Київ, Україна, 2011; Українська конференція по фізиці плазми і керованому термоядерному синтезу, Київ, Україна, 2013; XIII Міжнародна конференція по плазмовій електроніці і новим методам прискорення, Харків, Україна, 2015.

**Публікації.** Основні матеріали дисертації опубліковані в 5 статтях у спеціалізованих журналах [2 – 6], які входять у перелік ВАК України, і 2 тезах доповідей у збірниках наукових праць конференцій [7,8].

**Структура та зміст роботи.** Дисертаційна робота складається із вступу, чотирьох розділів, загальних висновків, списку використаних джерел. Обсяг дисертації – 122 сторінки, у тому числі 55 малюнків, 23 таблиці. Список використаних джерел містить 137 найменувань.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовано актуальність теми дисертації, сформульована мета і завдання досліджень, показана наукова новизна та практичне значення отриманих результатів, вказаний зв'язок роботи з науковими програмами і темами, дана інформація з апробації роботи, особистому внеску здобувача, публікаціям, структурі дисертації.

У першому розділі «Огляд літератури» сформульовані вимоги до джерела іонів, яке входить до складу інжекторів (АПК) аналітичних прискорювальних комплексів. У реальних умовах задоволення всім вимогам до іонного джерела неможливо і дає ідеальну його реалізацію. При розв'язку конкретних задач необхідно робити вибір з доступних на сьогоднішній день конструкцій іонних джерел, щоб наблизитися до його потрібної технічної реалізації. Розглянуті технічні характеристики та особливості конструкції семи типів ВЧ – іонних джерел: рідкометалевий, газовий польовий, дуоплазмотрон, джерело іонів металів розпилувального типу, ВЧ – мультикаспове джерело іонів, індукційне ВЧ – джерело без зовнішнього магнітного поля, геліконне джерело іонів. З узагальнення літературних даних випливає, що рідкометалеві і газові польові джерела іонів мають високу яскравість, але дуже малу кутову густину струму, через великий кут розбіжності в пучку. Параметри пучка цих джерел погано узгоджуються з оптикою прискорювальної трубки. Джерела іонів дуоплазмотронного типу можуть містити в пучку матеріал катода, мають досить складну систему живлення, що може утруднити розміщення такого джерела іонів під кондуктором АПК. Крім того, має місце досить велика величина струмів, що витягуються з джерела. Це може вимагати модернізації всієї іонно – оптичної системи АПК, що не завжди можливо реалізувати. ВЧ – джерело іонів металів розпилувального типу так само як мультикаспове і польове джерело іонів вимагають у роботі водяного охолодження. Індукційне ВЧ – джерело іонів без зовнішнього магнітного поля позбавлено недоліків, які мають вище зазначені джерела іонів. Однак таке джерело іонів забезпечує гірші фізичні параметри в порівнянні з геліконним джерелом іонів. Електромагнітне поле, яке створюється ВЧ – антеною, не може проникати глибоко в розрядну камеру і забезпечувати іонізацію в об'ємі розрядної камери. Це перешкоджає створенню високої густини плазми в приосьовій області розрядної камери, тобто області, де формується та витягується іонний пучок.

Геліконне джерело іонів найкраще підходить у випадках, коли потрібно розміщати джерело іонів під кондуктором АПК. Однак, на сьогоднішній день, для наявних методик аналізу складу матеріалів, геліконне джерело іонів необхідно вдосконалювати. Мінімізувати потужність, що підводиться в розряд і збільшувати яскравість.

Оскільки геліконна плазма вивчається вже більш 50 років, у Розділі зроблений огляд літератури по дослідженнях геліконної плазми та геліконним джерелам іонів.

У другому розділі «Методика розрахунків для розряду із зовнішнім однорідним аксіальним магнітним полем, параметри плазми» виконані теоретичні оцінки кулонівських зіткнень заряджених частинок, викладена методика обчислення полів і поглинання потужності усередині плазми газового розряду, розглянуте питання про баланс потужності в розряді, показаний зв'язок параметрів плазми з параметрами пучка, що витягується.

Геліконне джерело пучків заряджених частинок працює в діапазоні ( $\omega_{ci} \ll \omega_{LH} < \omega \ll \omega_{ce} \ll \omega_{pe}$ ) на промисловій частоті  $f = 27,12$  МГц:

де  $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f = 1,703 \cdot 10^8$  сек<sup>-1</sup> – частота хвилі, що розповсюджується усередині розряду,  $\omega_{ci}$  – циклотронна частота іонів плазми,  $\omega_{ce}$  – циклотронна частота електронів плазми,  $\omega_{pe}$  – частота електронних плазмових коливань.

Електромагнітна хвиля, яка розповсюджується усередині плазми геліконного розряду, являє собою гібридну ТГ – геліконну моду (ТГ – хвиля Трайвелпіса – Гулда). Нагрівання електронної компоненти плазми здійснюється за рахунок механізму парних зіткнень електронів з нейтральними атомами робочого газу  $v_{en}$  і електронів з іонами  $v_{ei}$ . Розрахунки кулонівських зіткнень заряджених частинок виконані для гелієвої та водневої плазми з урахуванням експериментальних умов: температура електронів  $T_e = 5$  еВ, температура іонів  $T_i = 0,1$  еВ. За результатами розрахунків у гелієвій плазмі кулонівські зіткнення переважають над електрон – нейтральними до тиску  $p = 5$  мТорр і густини плазми від  $n_0 = 1 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. У водневій плазмі перевага кулонівських зіткнень над електрон – нейтральними проявляється до  $p = 3$  мТорр від  $n_0 = 2,5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Більш швидке зростання залежності  $v_{en}/\omega$  для водневої плазми пояснюється більш сильними електрон – нейтральними зіткненнями у водневій плазмі. Частота зіткнень електронів з нейтралами була взята із книги [9]. При температурі електронів  $T_e = 5$  еВ і тиску нейтрального газу  $p = 1$  мТорр для гелієвої плазми  $v_{en} = 2,7 \cdot 10^6$  Гц, для водневої плазми  $v_{en} = 4,7 \cdot 10^6$  Гц. Таким чином, повна частота електронних зіткнень дорівнює:

$$v = v_{en} + v_{ei} \quad (1)$$

За результатами теоретичних оцінок у гелієвій плазмі сильні зіткнення  $v/\omega \approx 0,3$  проявляються при тисках нейтрального газу  $p$  більш 10 мТорр, у водневій плазмі  $v/\omega \approx 0,3$  при  $p$  від 10 мТорр.

ВЧ поля в плазмі описуються за допомогою рівнянь Максвелла з тензором холодної магнітоактивної плазми [10]. Компоненти електромагнітного поля, які збуджуються усередині плазмового об'єма, і густина струму азимутально симетричної антени (2) записуються у вигляді рядів Фур'є (метод нормальних мод). Підставляючи ряди (2) у систему рівнянь Максвелла одержуємо систему звичайних диференціальних рівнянь із постійними коефіцієнтами для Фур'є – амплітуд компонент електромагнітного поля усередині плазми газового розряду.



$$\begin{aligned}
\vec{E} &= \sum_n (\vec{e}_r E_r(r) \sin(k_{zn} z) + \vec{e}_\theta E_\theta(r) \sin(k_{zn} z) + \vec{e}_z E_z(r) \cos(k_{zn} z)) \cdot \exp(-i\omega t) \\
\vec{H} &= \sum_n (\vec{e}_r H_r(r) \cos(k_{zn} z) + \vec{e}_\theta H_\theta(r) \cos(k_{zn} z) + \vec{e}_z H_z(r) \sin(k_{zn} z)) \cdot \exp(-i\omega t) \\
\vec{D} &= \sum_n (\vec{e}_r D_r(r) \sin(k_{zn} z) + \vec{e}_\theta D_\theta(r) \sin(k_{zn} z) + \vec{e}_z D_z(r) \cos(k_{zn} z)) \cdot \exp(-i\omega t) \\
\vec{B} &= \sum_n (\vec{e}_r B_r(r) \cos(k_{zn} z) + \vec{e}_\theta B_\theta(r) \cos(k_{zn} z) + \vec{e}_z B_z(r) \sin(k_{zn} z)) \cdot \exp(-i\omega t) \\
\vec{j} &= \sum_n (\vec{e}_\theta j_\theta(r) \sin(k_{zn} z)) \cdot \exp(-i\omega t)
\end{aligned} \tag{2}$$

де  $k_{zn} = n \cdot \pi / L$  – поздовжнє хвильове число,  $n$  – номер поздовжньої гармоніки електромагнітного поля.

Фур'є – амплітуди електромагнітного поля залежать тільки від радіальної координати, на границі розділу «плазма – вакуум» задовольняють граничним умовам:

$$E_z^{pl} = E_z^{air}; \quad E_\theta^{pl} = E_\theta^{air}; \quad H_\theta^{pl} = H_\theta^{air}; \quad H_z^{pl} - H_z^{air} = j_\theta \tag{3}$$

На металевих торцях при  $z = 0$  і  $z = L$  тангенціальні компоненти електричного поля дорівнюють нулеві,  $E_r = 0$ ,  $E_\theta = 0$  (див. формули (2)).

Змінний струм антени має амплітуду  $I_A$  і частоту  $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ . Струмонесучі провідники антени вважаємо нескінченно тонкими. Фур'є – амплітуда густини струму азимутально симетричної одновиткової кільцевої антени з урахуванням представлення дельта – функцій [11] має вигляд:

$$j_\theta(r) = I_A \cos \omega t \cdot \delta(r - r_A) \delta(z - z_A) = \left( \frac{I_A}{L} \right) \cdot \sin(k_{zn} z_A) \cdot \delta(r - r_A) \tag{4}$$

де  $I_A$  – амплітуда струму в Амперах;  $r_a$  – радіус антени, який дорівнює  $R_0$ ;  $z_a$  – координата розташування вітка антени по вісі  $z$ .

Дотримуючись методиці [10] із системи диференційних рівнянь з постійними коефіцієнтами одержуємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь з правою частиною щодо невідомих констант  $P_1$ ,  $P_2$  – у плазмі,  $A_1$ ,  $B_1$  – у вакуумі. Дана система лінійних рівнянь при заданих параметрах ( $n_0$ ,  $p$ ,  $B_0$ ,  $L$ ,  $R_0$ ), а також відомих  $\omega$  і  $k_z$  дозволяє обчислити невідомі константи, визначити компоненти електромагнітного поля і провести оцінки поглинання потужності усередині плазми газового розряду. Обчислення інтегрального поглинання потужності, що вводиться в плазму, залежно від зовнішнього магнітного поля проводяться для радіально однорідної густини плазми.

$$P = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \iiint_V \left[ \text{Im} \varepsilon_\perp \cdot (|E_r|^2 + |E_\theta|^2) + \text{Im} \varepsilon_\parallel \cdot |E_z|^2 + \text{Im} (ig \cdot (E_\theta^* E_r - E_r^* E_\theta)) \right] \cdot dV \tag{5}$$

Обчислити інтегральне поглинання потужності, що вводиться в плазму, означає виявити резонанси при поглинанні потужності. Просторовий розподіл ВЧ – потужності усередині розрядної камери в максимумі резонансу поглинання потужності визначає вираз під інтегралом (5) з урахуванням множника  $(\omega \cdot \varepsilon_0) / 2$ . Для

контролю обчислень інтегральне поглинання потужності визначалося альтернативним способом, за законом Джоуля – Ленца.

$$P = \frac{1}{2} R_p I_A^2 \quad (6)$$

де  $R_p$  – активний опір плазми.

Активний опір плазми визначається згідно з методикою [11]. У формулі (5) залежність від амплітуд полів квадратична, у формулі (6) залежність від амплітуд полів лінійна. Сенс контролю обчислень полягає в порівнянні результатів цих двох формул.

Обчислення інтегральної потужності, що поглинається, проводиться з урахуванням балансу потужності в розряді, згідно з методикою [12]:

$$P_{abs} = n_0 u_b A_{eff} (E_e + E_i + E_c) \quad (7)$$

$n_0$  – густина плазми;  $u_b$  – бомовська швидкість іона;  $A_{eff}$  – ефективна площа втрат частинок, обчислюється з урахуванням розряду в аксіальному магнітному полі;  $E_e$  – енергія, яку виносить із розряду один електрон;  $E_i$  – енергія, яку виносить із розряду один іон;  $E_c$  – енергія, яка необхідна для створення в розряді однієї електрон – іонної пари завдяки механізму парних зіткнень.

Для визначення енергії  $E_c$  виконані розрахунки константи швидкості іонізації і константи швидкості збудження для гелію та водню згідно з методикою, яка викладена в [9].

Спроба створення однієї і тієї ж густини плазми в розрядних камерах різної довжини може призводити до «розпливання» резонансів ВЧ – потужності. Це пов'язане з руйнуванням парними зіткненнями ТГ – компоненти в гібридній ТГ – геліконній моді усередині об'єма плазми [14]. Створення оптимальних фізичних умов для поглинання потужності в приосьовій області розряду з однорідним зовнішнім магнітним полем є предметом обговорення наступного Розділу.

**У третьому розділі** «Поглинання ВЧ – потужності в джерелі іонів з однорідним аксіальним зовнішнім магнітним полем» за допомогою методу нормальних мод (див. другий розділ) досліджений лінійний відгук водневої і гелієвої геліконній плазми на збудження азимутально симетричною антеною. Теоретичні оцінки проведені для компактних розрядних камер з довжинами  $L = 7$  см і  $L = 25$  см і радіусом  $R_0 = 1,5$  см. Режими поглинання ВЧ – потужності досліджуються на стадії зародження та розвитку резонансів залежно від параметрів: величини струму антени, кількості витків антени, розташування  $z_a = (L/2; L/4)$  середнього витка антени, тиску нейтрального газу. Розглядалися 3 – х, 4 – х і 6 – ті віткові антени. Ціль дослідження в даному розділі полягає в тому, щоб проаналізувати, як варіація параметрів задачі впливає на просторову структуру потужності, що поглинається в розряді. З'ясувати до яких густин плазми можливо реалізувати параксіальне поглинання потужності, що вводиться в об'єм розрядних камер. Виявити порушення режимів з параксіальним поглинанням потужності в розряді, що необхідно при формуванні пучків заряджених частинок в іонних

джерелах. Модель стандартного геліконного джерела ( $L > 2R_0$ ), схематично зображено на рис 1.

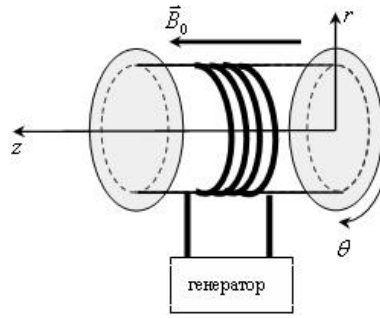


Рис. 1. Схематичний вигляд джерела іонів.

На торцях діелектричної розрядної камери конструкція джерела іонів передбачає провідні металеві фланці. Передбачається, що розрядна камера джерела іонів разом з антеною поміщена в постійне однорідне аксіальне магнітне поле з магнітною індукцією  $\vec{B}_0$ . Також передбачається, що усередині розрядної камери вже створена частково іонізована плазма з електронною та іонною густиною  $n_{0e} = n_{0i} = n_0$ . Густина нейтральних атомів газу задається його тиском, частота зовнішнього збудження  $\omega$  більше нижньої гібридної частоти  $\omega_{LH}$  у плазмі. У випадку однорідного радіального розподілу густини плазми усередині розряду хвиля Трайвелписа – Гулда збуджується поблизу границі плазми поблизу бічної поверхні розрядної камери. Якщо зовнішнє магнітне поле  $B_0$  близько або більше критичного значення  $B_{cr}$ , то ТГ – хвиля загасає на довжині меншій радіуса плазмового розряду тим самим, погіршуючи умови для параксіального поглинання потужності. Величина  $B_{cr}$  виражається через параметри плазми та геометрію джерела іонів [14]:

$$B_{cr} = \frac{m_e \omega^2 L}{e v \pi R_0} \quad (8)$$

У роботі вивчена зміна  $B_{cr}$  залежно від тиску і густини плазми при фіксованому  $R_0 = 1,5$  см і різних довжинах  $L$ . Показане, що при тому самому тиску і густині у водневій плазмі  $B_{cr}$  досягає менших значень у порівнянні з гелієвою плазмою.

Для гелієвої і водневої плазми при  $L = 7$  см резонанси починають з'являтися при  $n_0 = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Зі збільшенням довжини до  $L = 25$  см резонанси з'являються при  $n_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

Вивчення стадії розвитку резонансів поглинання потужності у розрядних камерах  $L = (7; 25)$  см показало, що:

– з урахуванням обмеження на амплітуду струму в антені до 6А, для розрядної камери  $L = 7$  см можливо реалізувати введення потужності до  $\Sigma P = 300$  Вт, для розрядної камери  $L = 25$  см до  $\Sigma P = 150$  Вт;

– для розрядної камери  $L = 7$  см у гелієвій плазмі при введенні  $\Sigma P = 200$  Вт порушення параксіального поглинання потужності тільки починає формуватися при  $p = 12$  мТорр. При введенні  $\Sigma P$  більш 200 Вт порушення параксіального поглинання

чітко проявляється вже з  $p = 7$  мТорр. У водневій плазмі при введенні більш 200 Вт потужності порушення параксіального поглинання починає формуватися з  $p = 7$  мТорр і чітко проявляє себе при  $p = 12$  мТорр;

– для розрядної камери  $L = 25$  см у гелієвій плазмі зі збільшенням потужності, що вводиться, параксіальне поглинання починає порушуватися при тиску нейтрального газу від  $p = 15$  мТорр. У водневій плазмі введення потужності, з урахуванням обмеження на амплітуду струму в антені, можливе тільки при тисках нейтрального газу  $p = 2 - 4$  мТорр. У цьому інтервалі для водневої плазми реалізується тільки параксіальне поглинання.

При одній і тій же потужності, що вводиться, гелієвій плазмі відповідають більш високі значення густини. Втрати потужності в розряді з водневою плазмою небагато менше, у порівнянні з гелієвою плазмою.

У більш протяжній розрядній камері  $L = 25$  см зі збільшенням тиску нейтрального газу резонанси поглинання потужності зазнають більш сильного руйнування в порівнянні з розрядною камерою  $L = 7$  см.

Теоретичні оцінки показали, що в досліджуваному діапазоні потужностей, що вводяться, 100...300 Вт параксіальне поглинання потужності усередині плазмового об'єма може бути отримане: для гелієвої плазми в інтервалі густин  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 1,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; для водневої плазми в інтервалі  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 8,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . При цьому слід погоджувати розташування антени, кількість витків антени, величину струму антени та тиск нейтрального газу. Теоретичні оцінки балансу потужності перебувають у задовільній згоді з експериментальними даними.

На рис 2, представлена просторова структура поглинання потужності в розрядній камері  $L = 7$  см для  $\Sigma P = 250$  Вт. На рис 3, представлена просторова структура поглинання потужності в гелієвій плазмі для розрядної камери  $L = 25$  см.

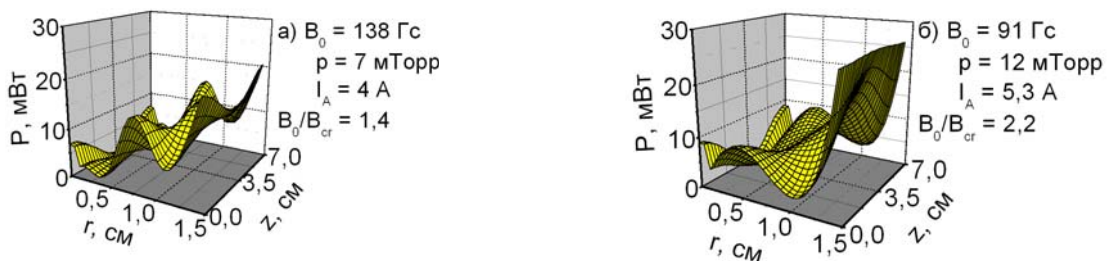


Рис. 2. Просторова структура поглинання потужності при  $L = 7$  см:  
а) у максимумі другого інтегрального резонансу для гелієвої плазми;  
б) у максимумі інтегрального резонансу для водневої плазми.

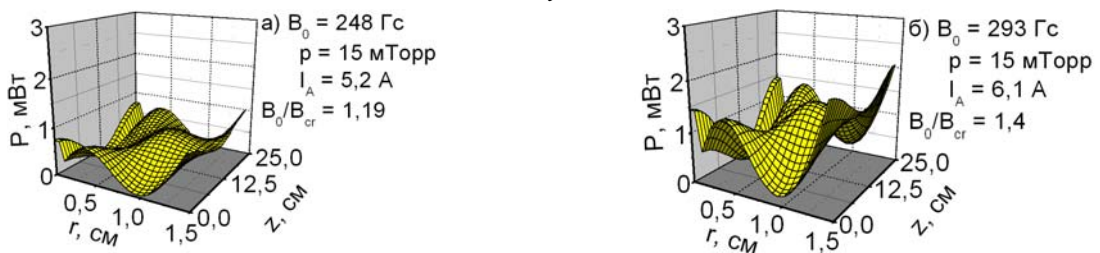


Рис. 3. Просторова структура поглинання потужності при  $L = 25$  см:  
а) у максимумі першого інтегрального резонансу,  $\Sigma P = 50$  Вт,  $n_0 = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ;  
б) у максимумі першого інтегрального резонансу,  $\Sigma P = 100$  Вт,  $n_0 = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

У четвертому розділі «Поглинання ВЧ – потужності в неоднорідному магнітному полі» для досліджуваних сортів плазми були проведені теоретичні оцінки реалізації резонансів з параксіальним поглинанням потужності, просторової структури електричних полів залежно від кута нахилу зовнішнього магнітного поля, тиску нейтрального газу і різних  $k_z$ , які характерні для компактних розрядних камер. При проведенні теоретичних оцінок застосовується спрощена фізична модель плоского шару плазми (рис. 4). Неоднорідність зовнішнього магнітного поля моделюється однорідним зовнішнім магнітним полем, яке спрямовано під кутом  $\theta$  до поверхні плазми [15].

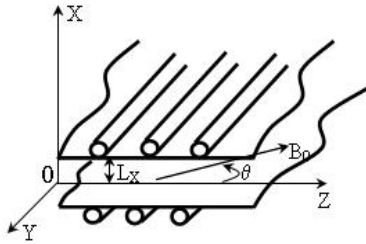


Рис. 4. Плоский плазмовий шар у магнітному полі, яке спрямоване під кутом до поверхні плазми. Три прямолінійні провідники зі струмом на верхній і нижній границях шару моделюють 3 – х віткову антену ( $m = 0$ ).

Малий радіус розрядних камер вже не дозволяє застосовувати модель напівнескінченної плазми [15]. Плазмовий шар обмежений уздовж вісі  $x$  і безмежний уздовж  $y$  і  $z$ . У якості азимутально симетричної антени розглянута система струмів із прямолінійних провідників зі струмом. Така струмова система є аналогом віткової ( $m = 0$ ) антени в циліндричній геометрії. Кількість струмонесучих провідників, на верхній і нижній границі шару дорівнює трьом, що відповідає 3 – х вітковій антені для циліндричній геометрії (рис. 5).

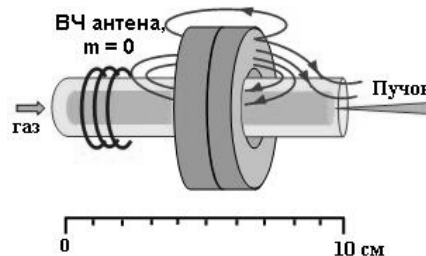


Рис. 5 Схема геліконного джерела іонів.

Магнітне поле постійних кільцевих магнітів (рис. 5) неоднорідно, тобто спрямоване під різними кутами до вісі  $z$ . Необхідно оцінити: які кути нахилу магнітного поля сприяють приосьовому поглинанню потужності; яку величину магнітного поля необхідно вибирати для створення певної густини плазми; до яких густин для досліджуваних сортів плазми можливий режим параксіального поглинання потужності. Чисельні оцінки було виконано для тих же типових експериментальних умов, що і у третьому розділі. Коректність чисельних оцінок перевірялася так само, як і в роботі [15] на основі визначення глибини проникнення 80% потоку потужності в плазму. Якщо ця глибина була менше радіуса плазми, тоді чисельні оцінки вважалися коректними. ВЧ поля в плазмі описуються за допомогою рівнянь Максвелла з тензором магнітоактивної плазми в похилому магнітному полі [1]:

$$\varepsilon_{ik}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} + \varepsilon'_0 \sin^2 \theta & ig \cos \theta & \varepsilon'_0 \sin \theta \cos \theta \\ -ig \cos \theta & \varepsilon_{\perp} & ig \sin \theta \\ \varepsilon'_0 \sin \theta \cos \theta & -ig \sin \theta & \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon'_0 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (9)$$

де  $\theta$  – кут нахилу магнітного поля до вісі  $z$ ;  $\varepsilon'_0 = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ . Компоненти  $\varepsilon_{\perp}$ ,  $\varepsilon_{\parallel}$ ,  $g$  тензора (9) мають такий же вигляд як в [10]. Електромагнітні поля в плазмі та вакуумних областях, лінійну густину струму антени для одного провідника зі струмом шукаємо у вигляді:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= (\vec{e}_x E_x(x) + \vec{e}_y E_y(x) + \vec{e}_z E_z(x)) \exp[i(k_z z - \omega t)] \\ \vec{H} &= (\vec{e}_x H_x(x) + \vec{e}_y H_y(x) + \vec{e}_z H_z(x)) \exp[i(k_z z - \omega t)] \\ \vec{j}_a &= \vec{e}_y j_y(x) \exp[i(k_z z - \omega t)] \end{aligned} \quad (10)$$

Підставляючи поля (10) у систему рівнянь Максвелла з тензором (9) одержуємо систему звичайних диференціальних рівнянь із постійними коефіцієнтами для Фур'є – амплітуд компонент електромагнітного поля усередині плазми газового розряду. Фур'є – амплітуди компонент полів записуються у вигляді рядів Фур'є щодо поперечних хвильових чисел, мають громіздкий вигляд і тут не приводяться. Густина струму антени має вигляд:

$$j_y(x) = (I_A / L_z) \cdot \delta(x - x_A) \quad (11)$$

де  $I_A$  – амплітуда струму, приймаємо її рівної  $2A$ , що характерно для експериментальних умов;  $x_A$  – координата розташування провідника зі струмом по вісі  $x$ , приймаємо її рівної  $L_x$ ;  $L_z$  – поздовжня довжина розряду;  $\delta(x - x_A)$  – дельта функція Дірака. Фур'є – амплітуди електромагнітного поля на межі розділу «плазма – вакуум»  $x = \pm L_x$  задовольняють граничним умовам:

$$E_z^{pl} = E_z^{air}; \quad E_y^{pl} = E_y^{air}; \quad H_y^{pl} = H_y^{air}; \quad H_z^{pl} - H_z^{air} = j_y \quad (12)$$

У даній фізичній моделі розподіл амплітуд компонент полів по вісі  $z$  невідомо. Інтегральне поглинання потужності оцінюємо через елемент шару шириною  $l = 0,1$  см уздовж вісі  $z$  та сторонами  $2L_x$ ,  $2L_y$  уздовж осей  $x$  і  $y$  відповідно, де  $2L_x = 2,6$  см,  $L_x = 1,3$  см,  $L_y = L_x$ . Величина  $S = 2L_x \times 2L_y$  приблизно дорівнює площі поперечного переріза циліндричної розрядної камери з радіусом  $R_0 = 1,5$  см. Тоді об'єм  $V = S \cdot l$ . Обчислення інтегрального поглинання потужності, що вводиться в плазму, залежно від величини  $B_0$  і кута нахилу  $\theta$  зовнішнього магнітного поля проводяться для однорідної по  $x$  – координаті густині плазми:

$$P_{abs}(x) = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \iiint_V P(x) dV \quad (13)$$

$$\begin{aligned}
P(x) = & \operatorname{Im}(\varepsilon_{\perp} + \varepsilon'_0 s_1^2) \cdot |E_x(x)|^2 + \operatorname{Im} \varepsilon_{\perp} |E_y(x)|^2 + \operatorname{Im}(\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon'_0 s_1^2) \cdot |E_z(x)|^2 + \operatorname{Im} g (\operatorname{Im} E_x(x) \operatorname{Re} E_y(x) - \\
& - \operatorname{Im} E_y(x) \operatorname{Re} E_x(x)) \cdot c_1 + \operatorname{Im} g (\operatorname{Im} E_y(x) \operatorname{Re} E_z(x) - \operatorname{Im} E_z(x) \operatorname{Re} E_y(x)) \cdot s_1 + 2(\operatorname{Re} E_x(x) \operatorname{Re} E_z(x) + \\
& + \operatorname{Im} E_x(x) \operatorname{Im} E_z(x)) \cdot s_1 c_1 \\
s_1 = & \sin \theta; \quad c_1 = \cos \theta
\end{aligned} \tag{14}$$

Вираз (14) з урахуванням множника  $(\omega \cdot \varepsilon_0)/2$  визначає розподіл ВЧ – потужності, що поглинається по координаті  $x$ , яка є аналогом радіальної координати в циліндричній геометрії. При проведенні в Розділі 4 теоретичного дослідження були отримані наступні результати:

1. Для системи диференціальних рівнянь усередині плазмового шару отримане алгебраїчне рівняння 4 – го ступеня щодо поперечних хвильових чисел. Чисельний аналіз алгебраїчного рівняння в наближенні без зіткнень дозволив визначити області прозорості хвиль у координатах «густина плазми – магнітне поле». З'ясувати, як області прозорості змінюються залежно від кута нахилу зовнішнього магнітного поля і різних значень  $k_z$ . З аналізу алгебраїчного рівняння випливає, що інтервал значень магнітного поля  $B_0$  пов'язаний з певним значенням густини плазми  $n_0$ , кутом нахилу магнітного поля  $\theta$  і величиною  $k_z$ . Крім того, зі збільшенням кута нахилу  $\theta$  магнітного поля  $B_0$  області прозорості для хвиль звужуються і зміщуються до більш сильних магнітних полів.

2. Параксіальному поглинанню потужності сприяють кути нахилу зовнішнього магнітного поля до  $\theta = 4^\circ$ . У гелієвій плазмі при  $p = 15$  мТорр ще зберігається параксіальне поглинання потужності (рис. 6). Навіть малі зміни кута  $\theta$  призводять до зміни магнітного поля в максимумах інтегрального поглинання приблизно на величину 100 Гс. У водневій плазмі (рис. 7) режими з параксіальним поглинанням потужності можливі тільки до  $p = 6$  мТорр і менше.

3. Проведені математичні оцінки зменшення – збільшення величини поперечної складової електричного поля  $E_x$  у приосьовій області розряду при зміні кута нахилу  $\theta$  магнітного поля, величини  $k_z$  і тиску нейтрального газу.

4. Теоретичні оцінки показали, що для досліджуваних сортів плазми в похилому магнітному полі досягається густина  $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

5. Для спрощеної фізичної моделі була виконана перевірка глибини проникнення  $\delta x$  потоку потужності в плазму. Для всіх досліджуваних у Розділі випадків  $\delta x < R_0$ . Крім того, для досліджуваних сортів плазми виконується умова  $\theta > \Psi_{TG}$ , яке експериментально підтверджувалося в роботі [15]. Це дає підставу вважати, що дана фізична модель може бути застосована для чисельних оцінок поглинання потужності в компактних циліндричних розрядних камерах геліконних джерел іонів з неоднорідним зовнішнім магнітним полем.

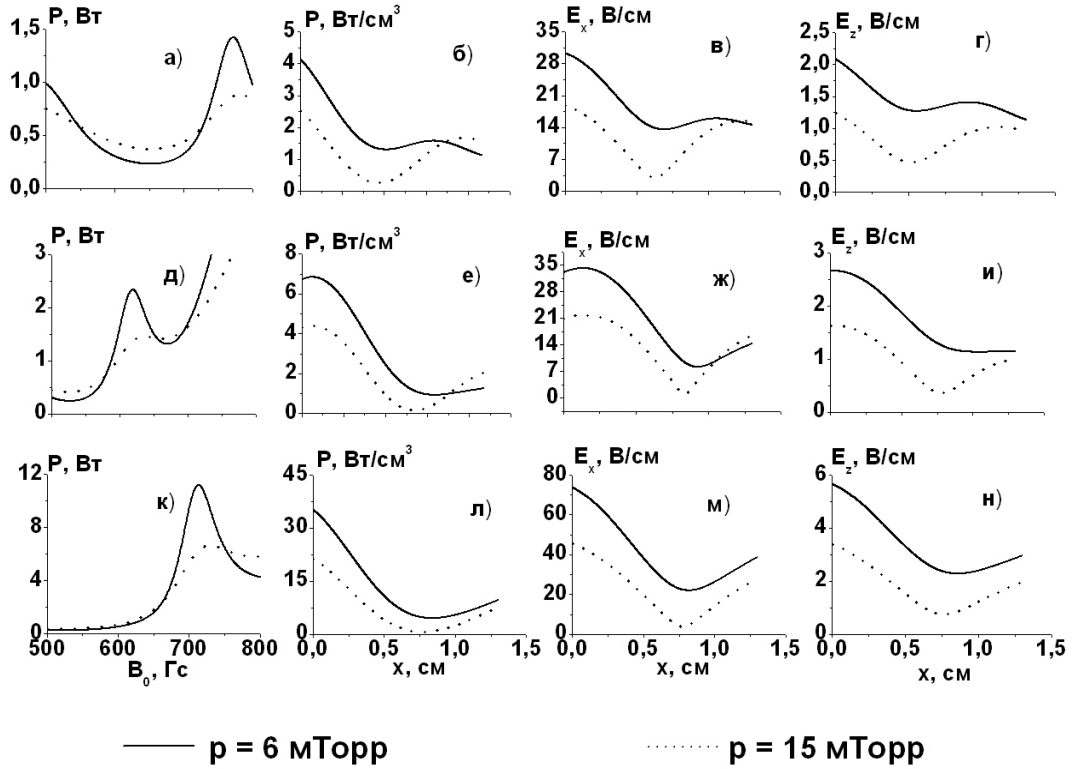


Рис. 6. Гелієва плазма. Поглинання потужності: інтегральне і по координаті  $x$ ; розподіл поперечної  $E_x$  і поздовжньої  $E_z$  компонент поля по координаті  $x$  для  $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  а) – г)  $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ ,  $\theta = 3^\circ$ ; д) – и)  $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$ ,  $\theta = 3,5^\circ$ ; к) – н)  $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$ ,  $\theta = 4^\circ$

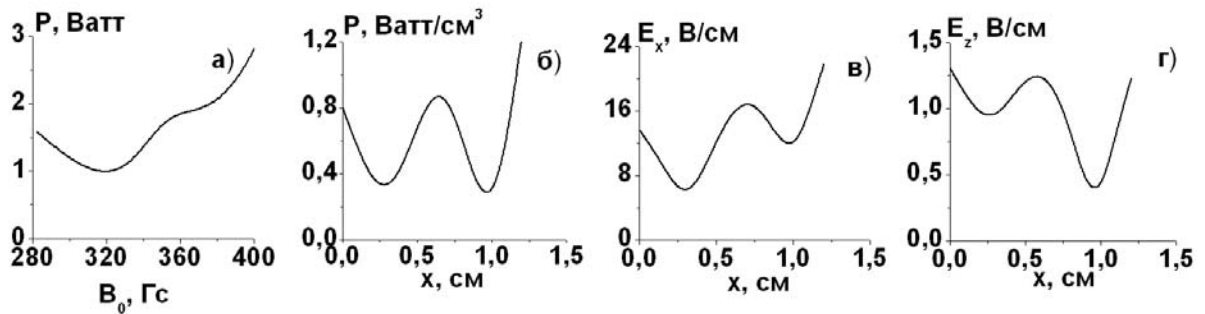


Рис. 7. Воднева плазма. Поглинання потужності: інтегральне і по координаті  $x$ ; розподіл поперечної  $E_x$  і поздовжньої  $E_z$  компонент поля по координаті  $x$  для  $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $p = 6$  мТорр,  $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$ ,  $\theta = 4^\circ$ .



## ВИСНОВКИ

У результаті проведених теоретичних досліджень із урахуванням обмежень на розміри компактних розрядних камер, величину потужності що вводиться в розряд, струму антени для компактних геліконних ВЧ – джерел іонів водню та гелію можна зробити наступні висновки:

1. Для однорідного аксіального зовнішнього магнітного поля  $B_0$  при збудженні в плазмі азимутально симетричної ТГ – геліконної моди показана можливість реалізації режимів поглинання потужності  $B_0 < B_{cr}$  і  $B_0 > B_{cr}$  залежно від параметрів: величина струму антени, кількість витків антени, розташування антени, тиск нейтрального газу. Даний аналіз виконано для стадії виникнення та розвитку резонансів поглинання потужності усередині плазми газового розряду.

Отримано, що з урахуванням обмеження на амплітуду струму антени до 6А в розрядній камері  $L = 7$  см для джерела іонів гелію можливо реалізувати введення потужності  $\Sigma P = 100 \dots 300$  Вт, для джерела іонів водню  $\Sigma P = 213 \dots 300$  Вт. У розрядній камері  $L = 25$  см для джерела іонів гелію  $\Sigma P = 33 \dots 150$  Вт, для джерела іонів водню  $\Sigma P = 71 \dots 150$  Вт.

Показано, що в досліджуваному діапазоні потужностей, що вводяться, для джерела іонів гелію параксіальне поглинання потужності може бути отримано в інтервалі густини плазми  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 1,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; для джерела іонів водню в інтервалі густини плазми  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 8,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

2. Для однорідного аксіального зовнішнього магнітного поля в максимумах резонансів поглинання потужності проведений аналіз просторової структури потужності, що поглинається в розряді. Показано, що в розрядній камері  $L = 7$  см для гелієвої плазми при  $\Sigma P$  до 200 Вт порушення параксіального поглинання ( $B_0 > B_{cr}$ ) тільки починає формуватися при тисках більш 15 мТорр. Для  $\Sigma P$  більш 200 Вт режим поглинання потужності  $B_0 > B_{cr}$  чітко проявляється вже з  $p = 7$  мТорр. Для водневої плазми при  $\Sigma P$  більш 200 Вт режим поглинання  $B_0 > B_{cr}$  починає формуватися з  $p = 7$  мТорр і чітко проявляється при  $p = 12$  мТорр. У розрядній камері  $L = 25$  см для гелієвої плазми параксіальне поглинання починає порушуватися при тисках від  $p = 15$  мТорр. У водневій плазмі введення потужності, з урахуванням обмеження на амплітуду струму в антені, можливий тільки при  $p = 2 - 4$  мТорр. У цьому інтервалі тисків реалізується тільки параксіальне поглинання.

3. Для неоднорідного зовнішнього магнітного поля, при збудженні в плазмі азимутально симетричної моди, на підставі спрощеної фізичної моделі показана можливість реалізації резонансів поглинання потужності залежно від параметрів: величини зовнішнього магнітного поля, кута нахилу зовнішнього магнітного поля, густини плазми, значення хвильового числа  $k_z$ , тиску нейтрального газу. Отримано, що параксіальному поглинанню потужності сприяють лише малі кути нахилу зовнішнього магнітного поля до  $\theta = 4^\circ$ . У гелієвій плазмі при  $p = 15$  мТорр ще зберігається параксіальне поглинання потужності. У водневій плазмі режим з параксіальним поглинанням можливий при  $p = 6$  мТорр і менше. Навіть малі зміни кута  $\theta$  призводять до зміни магнітного поля в максимумах інтегрального

поглинання приблизно на величину 100 Гаусс. Проведені математичні оцінки зменшення – збільшення електричного поля  $E_x$  у приосьовій області розряду. Показано, що у водневій плазмі  $E_x$  досягає менших значень у порівнянні з гелієвою плазмою. У гелієвій плазмі при збільшенні кута нахилу  $\theta$  магнітного поля величина  $E_x$  зростає. Отримано, що для досліджувальних сортів плазми в похилому магнітному полі може досягатися густина  $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

4. Для спрощеної фізичної моделі розряду із зовнішнім неоднорідним магнітним полем виконана перевірка адекватності її застосування. Перевірка дала задовільний результат. Це дає підставу вважати, що дана фізична модель може бути застосована для чисельних оцінок оптимізації енерговкладу в розряді з неоднорідним зовнішнім магнітним полем.

### ПЕРЕЛІК ОПУБЛІКОВАНИХ РОБІТ З ТЕМИ ДИСЕРТАЦІЇ

1. S. Mordyk, **O. Alexenko**, V. Miroshnichenko, V. Storizhko, K. Stepanov, V. Olshansky. Investigation of rf power absorption in the plasma of helicon ion source // Rev. Sci. Instrum.–2008.–Vol.79,–P.02B907-1–P.02B907-4.
2. С. Н. Мордик, В. И. Мирошніченко, **О. В. Алексенко**, В. Е. Сторижко, К. Н. Степанов, В. В. Ольшанский. Поглощение мощности в плазменном ионном источнике геликонного типа // Ядерна фізика та енергетика.–2011.–Т.12, №8.–С.414–421.
3. **О. В. Алексенко**, В. И. Мирошніченко, С. Н. Мордик. Пространственное распределение потерь ВЧ электромагнитного поля в плазменном источнике геликонного типа // Физика плазмы.–2014.–Т.40, №8.–С. 764–770.
4. **O. V. Alexenko**, V. I. Miroshnichenko, S. N. Mordik. Resonant RF electromagnetic field input in the helicon plasma ion source // Problems of atomic science and technology. Ser.:Nuclear Physics Investigations.–2014.–№5.–P.153–160.
5. **O. V. Alexenko**, V. I. Miroshnichenko, V. I. Voznyi. RF electromagnetic field absorption inside helicon ion source in nonaxial magnetic field // East Eur. J. Phys.–2015.–Vol.2.–№1.–P.77–P.87.
6. **O. V. Alexenko**, V. I. Miroshnichenko, V. I. Voznyi. Power absorption inside helicon plasma of helium RF ion source in nonaxial magnetic field // Problems of atomic science and technology.–2015.–№4.–P.12–17.
7. Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу: зб. текстів анотацій./Інститут ядерних досліджень НАН України, Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України – К.: 2011. – 78 с.
8. Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу: зб. текстів анотацій./Інститут ядерних досліджень НАН України, Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України – К.: 2013. – 85 с.

## ПЕРЕЛІК ЦИТОВАНОЇ В АВТОРЕФЕРАТІ ЛІТЕРАТУРИ

9. Ю. П. Райзер. Физика газового розряду.–М.: Наука, гл. ред. физ.–мат. лит. 1987.–592 с.
10. Я. Б. Файнберг, М. Ф. Горбатенко. Электромагнитные волны в плазме, находящейся в магнитном поле. // ЖТФ.–1959.–Т. 29, №5.–С. 549 – 562.
11. K. P. Shamrai, V. B. Taranov. Resonance wave discharge and collisional energy absorption in helicon plasma source. // Plasma Phys. Control. Fusion.–1994.–Vol 36.–P.1719 –1735.
12. M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing.–New York: Wiley, 1994.–572 p.
13. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.–М.: Наука, гл. ред. физ.–мат. лит. 1966.–686 с.
14. K. P. Shamrai, V. P. Pavlenko, V. B. Taranov. Excitation, conversion and damping of waves in a helicon plasma source driven by an  $m = 0$  antenna. // Plasma Phys. Control. Fusion.–1997.– Vol.39.–№3.–P. 505-529.
15. V.F.Virko, K.P. Shamrai, G.S. Kirichenko and Yu.V. Virko Wave phenomena, hot electrons and enhanced plasma production in a helicon discharge in a converging magnetic field. // Phys. Plasmas. – 2004. – Vol. 11.– №8. – P. 3888–3897.

## АНОТАЦІЯ

**Алексенко О. В. Формування ВЧ – розряду з параксіальним поглинанням потужності в компактних геліконних джерелах іонів гелію та водню. – Рукопис.**

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико – математичних наук за спеціальністю 01.04.20 – фізика пучків заряджених частинок. – Інститут прикладної фізики НАН України, м.Суми, 2016.

Дисертація присвячена проблемі реалізації в компактних геліконних джерелах іонів гелію та водню резонансів параксіального поглинання потужності зі збудженням в розряді азимутально симетричних мод. При цьому необхідно дотримуватись досить жорстких умов для потужності що підводиться к розряду, а також розмірам компактних розрядних камер іонного джерела.

Для геліконних джерел іонів з однорідним аксіальним зовнішнім магнітним полем проведено теоретичне дослідження стадій виникнення та розвитку резонансів в залежності від параметрів: величина струму антени, кількість витків в антені, розташування антени відносно центру розрядної камери, тиску нейтрального газу. Теоретичне дослідження орієнтовано на виявлення відмінних особливостей утворення і руйнування параксіальних резонансів в залежності від параметрів задачі та сорта плазми.

Для геліконних джерел іонів з неоднорідним зовнішнім магнітним полем та збудженням в розряді азимутально симетричних мод досліджена можливість

реалізації резонансів в залежності від параметрів: величина зовнішнього магнітного поля, кут нахилу зовнішнього магнітного поля, величина густини плазми, значення поздовжнього хвильового числа, тиску нейтрального газу. Для досліджуваних сортів плазми, з урахуванням параметрів задачі, показані характерні особливості реалізації параксіальних резонансів поглинання потужності.

**Ключові слова:** геліконне джерело іонів, параксіальне поглинання, неоднорідне магнітне поле, однорідне аксіальне магнітне поле, азимутально симетрична мода.

## АННОТАЦІЯ

**Алексенко О. В. Формирование ВЧ – разряда с параксиальным поглощением мощности в компактных геликонных источниках ионов гелия и водорода. – Рукопис.**

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико – математических наук по специальности 01.04.20 – физика пучков заряженных частиц. – Институт прикладной физики НАН Украины, г.Сумы, 2017 г.

Диссертация посвящена проблеме реализации столкновительных резонансов с параксиальным поглощением мощности в компактных геликонных источниках ионов гелия и водорода при возбуждении в разряде азимутально симметричных мод и условиях ограничения на подводимую к разряду мощность, размеры разрядных камер ионных источников.

Для геликонных источников с однородным аксиальным внешним магнитным полем проведено теоретическое исследование стадий появления и развития резонансов в зависимости от параметров: величина тока антенны, количество витков антенны, расположение  $z_a$  среднего витка антенны относительно центра разрядной камеры, давления нейтрального газа. Исследования проводились для 3 – х, 4 – х и 6 – ти витковых азимутально симметричных антенн. Предварительно, для исследуемых разрядных камер геликонного источника, изучались области прозрачности волн в координатах «плотность плазмы – магнитное поле». Для однородного радиального профиля плотности плазмы знание областей прозрачности волн позволило корректно задавать интервал внешнего магнитного поля при выявлении столкновительных резонансов. В реальных условиях эксперимента ток антенны  $I_a$  не может превышать 6А, это связано с затруднением отведения тепла под кондуктором ускорителя. Поэтому для антенн в интервале вводимых мощностей 100...300 Вт были изучены зависимости  $I_a = f(p)$  с учетом расположения  $z_a = (L/2; L/4)$  среднего витка антенны. Вдоль зависимостей  $I_a = f(p)$  значение резонансного магнитного поля  $B_0$  отклонялось от своего первоначального значения. Наряду с  $B_0$  вычислялось значение критического  $B_{cr}$  магнитного поля. Таким образом, зависимости  $I_a = f(p)$  состоят из двух интервалов:  $B_0/B_{cr} < 1$  где поглощение

вводимой мощности параксиальное,  $B_0/B_{cr} > 1$  где поглощение вводимой мощности перестает быть параксиальным. Для разрядной камеры  $L = 7$  см ввод мощности для гелиевой плазмы оказался возможным в диапазоне  $\Sigma P = 100 \dots 300$  Вт, для водородной плазмы в диапазоне  $\Sigma P = 213 \dots 300$  Вт. Для разрядной камеры  $L = 25$  см диапазон вводимой мощности в гелиевой плазме  $\Sigma P = 33 \dots 150$  Вт, в водородной плазме  $\Sigma P = 71 \dots 150$  Вт. В ходе теоретических оценок оказалось, что каждая из антенн может реализовывать параксиальный режим поглощения мощности в определенном интервале давлений нейтрального газа и определенном интервале вводимых мощностей. При одной и той же вводимой мощности гелиевой плазме соответствуют более высокие значения плотности. Потери мощности в разряде с водородной плазмой немного меньше, по сравнению с гелиевой плазмой. Для исследуемых сортов плазмы с учетом параметров задачи проведен анализ пространственной структуры поглощаемой мощности в плазменном объеме и определены условия возникновения и разрушения параксиального поглощения мощности. Теоретическое исследование показало, что для исследуемых компактных разрядных камер реализация режимов с параксиальным поглощением мощности для гелиевой плазмы возможна в интервале плотностей  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 1,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; для водородной плазмы в интервале плотностей  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 8,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Учитывая достаточно невысокие плотности плазмы проведены оценки извлекаемых токов насыщения и плотностей токов насыщения при уменьшении диаметра отверстия экстракции от 200 до 50 мкм. Известно, что уменьшение отверстия экстракции уменьшаем эмиттанс извлекаемого пучка и, таким образом, может увеличивать яркость ионного источника. Увеличение яркости ионного источника способствует улучшению разрешающей способности каналов аналитических ускорительных комплексов – проведение диагностики за более малые интервалы времени.

Для теоретических оценок поглощения мощности во внешнем неоднородном магнитном поле с возбуждением в разряде азимутально симметричной моды, рассмотрена упрощенная физическая модель плоского слоя плазмы. Изучена возможность реализации резонансов в зависимости от параметров: величина внешнего магнитного поля, угол наклона внешнего магнитного поля, величина плотности плазмы, значение продольного волнового числа, давление нейтрального газа. Предварительно в координатах «плотность плазмы – магнитное поле» было изучено изменение областей прозрачности волн в зависимости от угла наклона  $\theta$  внешнего магнитного поля и величин  $k_z$ , которые характерны для компактных цилиндрических разрядных камер. Численные оценки показали, что для исследуемых сортов плазмы параксиальному поглощению мощности способствуют лишь малые углы наклона внешнего магнитного поля до  $\theta = 4^\circ$ . Для исследуемых сортов плазмы с увеличением плотности угол наклона  $\theta$  внешнего магнитного поля возрастает. Для водородной плазмы параксиальные резонансы могут реализовываться до давлений  $p = 6$  мТорр и менее. Для гелиевой плазмы параксиальные резонансы возможны до  $p = 15$  мТорр, даже малые изменения угла  $\theta$

приводят к изменению магнитного поля в максимумах интегрального поглощения примерно на величину 100 Гс.

Проведены оценки уменьшения – увеличения величины поперечной составляющей электрического поля  $E_x$  в приосевой области разряда при изменении угла наклона  $\theta$  магнитного поля, величины  $k_z$  и давления нейтрального газа. Теоретические оценки показали, что для исследуемых сортов плазмы в наклонном магнитном поле достигается плотность  $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Для предложенной упрощенной физической модели была выполнена проверка ее применимости, которая дала удовлетворительный результат.

**Ключевые слова:** геликонный источник ионов, параксиальное поглощение, неоднородное магнитное поле, однородное аксиальное магнитное поле, азимутально симметричная мода.

## ABSTRACT

**Alexenko O.V. Forming of RF–discharge in compact helicon hydrogen and helium ion sources with paraxial power absorption. – Manuscript.**

Thesis for scientific degree of PhD in physics and mathematics by speciality 01.04.20 – physics of charged particles beams. – Institute of Applied Physics, NAS of Ukraine, Sumy, 2017. The thesis is devoted to creation of paraxial power absorption with azimuthally symmetric mode excitation inside RF–discharge of helicon hydrogen/helium ion sources. The strict conditions must be met for the input power and geometrical dimensions of compact discharge chambers. For helicon ion sources with homogeneous axial external magnetic field, the theoretical research was carried out for the stages of appearance and development of collision resonances depending on the parameters: antenna current, number of antenna turns, location of an antenna in relation to the centre of a discharge chamber, neutral gas pressure. The theoretical research is focused on identifying the distinctive features of the paraxial resonances appearance and destruction, with the parameters of the problem and the gas type considered. For helicon ion sources with inhomogeneous external magnetic field, the feasibility of resonances is investigated in terms of the parameters: value of the external magnetic field, angle of the external magnetic field, value of the plasma density, value of the longitudinal wave number, neutral gas pressure. For helium/hydrogen plasma, with the parameters of the problem considered, the characteristic features of the paraxial power absorption resonances implementation are shown.

**Keywords:** helicon ion source, paraxial power absorption, inhomogeneous external magnetic field, homogeneous axial external magnetic field, azimuthally symmetric mode.