# НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР «ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ» НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

# НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР «ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ» НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова праця

на правах рукопису

Карпусь Степан Геннадійович

УДК: 621.3.038.61

## **ДИСЕРТАЦІЯ**

# ОТРИМАННЯ ПУЧКІВ БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ ГАЗІВ НА МАЛОГАБАРИТНОМУ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОМУ ПРИСКОРЮВАЧІ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ТИПУ

01.04.20 – фізика пучків заряджених частинок

Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

Науковий керівник: Пістряк Віктор Михайлович, кандидат фізикоматематичних наук, старший науковий співробітник.

Харків – 2017

## АНОТАЦІЯ

Карпусь С.Г. Отримання пучків багатозарядних іонів газів на малогабаритному електростатичному прискорювачі горизонтального типу. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук зі спеціальності 01.04.20 – фізика пучків заряджених частинок. – Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут». – Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут». – Харків, 2017.

У дисертаційній роботі представлені результати з отримання пучків багатозарядних іонів газів на аналітичній ядерно-фізичній установці на базі малогабаритного електростатичного прискорювача «Сокіл» горизонтального типу, що використовується для ядерно-фізичних методів аналізу й іонного опромінення. Зокрема, було виконано фізичне обґрунтування вибору системи отримання i транспортування пучків багатозарядних іонів ДЛЯ електростатичного прискорювача «Сокіл», що дозволяє одержувати пучки прискорених багатозарядних іонів газів з енергією більш 2 МеВ, а також розроблено, виготовлено, випробувано і використано зазначену систему для розв'язання низки прикладних задач.

Вперше отримано пучки багатозарядних іонів газів на електростатичному прискорювачі «Сокіл». Розроблено джерело іонів газів типу Пеннінга оригінальної конструкції, експлуатації що задовольняє вимоги на малогабаритному електростатичному прискорювачі Ван де Граафа горизонтального типу: вага джерела іонів – близько 4 кг, щоб не навантажувати незначні габарити розміщення трубку прискорювача, та для під високовольтним електродом; споживана потужність до 150 Вт та простота в керуванні; струм пучка іонів, що інжектується в трубку прискорювача є таким,

щоб забезпечити стабільність його роботи, а також має достатній вміст багатозарядних іонів газів; ресурс роботи джерела більше 150 годин.

Для створення магнітного поля з однорідним розподілом магнітної індукції на осі джерела, була розроблена та випробувана конструкція магнітної системи, що складається з магнітопровідних фланців та двох кільцевих феритів. Величина магнітної індукції на осі становить 0,123 Тл.

Під час стендових випробувань визначено робочі параметри джерела іонів і його характеристики, а саме: діапазон розрядної напруги (0,8...5) кВ; величина напуску робочого газу:  $(1,4...8,9) \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \cdot \Pi a/c$  в залежності від роду робочого газу і величини струму витягнутих іонів; струм розряду: 0...5 мА; отримано струм іонів Ne<sup>4+</sup> 1 нА при потужності розряду 1 Вт.

Експериментально досліджено залежності загального струму витягнутих іонів і струму багатозарядних іонів (Ne i Ar) від робочих параметрів джерела (розрядної напруги і напуску робочого газу). Встановлено, що основний внесок в утворенні багатозарядних іонів у джерелах даного типу вносять однократні зіткнення електронів з атомами і молекулами. Газова економічність джерела становить близько 10%.

Проведено дослідження первинних характеристик пучка іонів. витягнутих з джерела, а саме – максимальний кут розходження і розкид іонів за енергіями. Для того, щоб оцінити кут розходження пучка іонів було досліджено профілі струму пучка витягнутих іонів неону на відстані 125 та 274 мм від отвору емісії у залежності від геометричних параметрів первинної системи формування (відстань між електродами, діаметри отворів у електродах, наявність експандеру) для діапазону потенціалу витягування від 0 до 16 кВ. Показано, що для досліджених систем первинного формування пучка (близьких до систем Пірса) максимальний кут розходження приблизно однаковий і становить 0,12 рад. Середнє значення нормалізованої яскравості пучка іонів  $\approx 3 \text{ мА·м}^{-2} \cdot \text{рад}^{-2} \cdot \text{еB}^{-1}$ .

Вперше встановлено залежність розподілу витягнутих іонів за енергіями від анодної напруги, роду робочого газу та значення розрядного струму.

Максимальне значення розкиду (ширина на половині висоти) становить для іонів неону 94 еВ, а для іонів гелію – 125 еВ при розрядній напрузі 4,3 кВ та напуску газу  $\approx 8,9 \cdot 10^{-5}$  м<sup>3</sup>·Па/с.

З урахуванням результатів стендових випробувань, вперше розроблено і випробувано інжектор багатозарядних іонів, ЩО задовольняє вимоги прискорювачі експлуатації на електростатичному «Сокіл». Інжектор складається з джерела типу Пеннінга, запропонованої конструкції, та двох електродів (витягування і фокусування іонів). Проведено траєкторний аналіз системи інжекції з трубкою прискорювача «Сокіл». Визначено значення на електродах системи інжекції. Встановлено залежність потенціалів положення кросовера пучка іонів на виході із трубки для потенціалів на високовольтному електроді від 1 МеВ до 1,8 МВ. Показано, що запропонована система інжекції дозволяє регулювати положення кросовера пучка іонів в межах 1 – 5 м на виході із трубки прискорювача «Сокіл» у діапазоні енергій інжекції до 16 кВ. Розрахункове значення діаметра пучка іонів на вхідній діафрагмі (3200 мм від отвору емісії джерела) становить не більше 4 мм, що було підтверджено експериментально. На підставі даних за розрахунками транспортування пучка іонів розроблена система електроживлення й керування інжектором багатозарядних іонів, що задовольняє вимогам експлуатації.

Проведено випробування інжектора багатозарядних іонів. Вперше отримано пучки багатозарядних іонів газів на виході із прискорювача «Сокіл» після магнітного мас-аналізатора:  ${}^{3}\text{He}^{2+}$ ,  ${}^{4}\text{He}^{2+}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}^{2+}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}^{3+}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}^{2+}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}^{3+}$ . Виконано тестування всіх систем електроживлення й управління інжектора.

Вперше теоретично обґрунтована і реалізована методика з розділення пучків  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$  на малогабаритній ядерно-фізичній установці, при використанні існуючого магнітного мас-аналізатора та електростатичного аналізатора, і вільних вуглецевих плівок, встановлених перед мас-аналізатором, що дозволило одержати пучки іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  з низьким вмістом іонів  $\text{H}_{2}^{+}$ . Проведені числові розрахунки розділення пучків  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$  в одночастковому приближенні, які показали, що використання існуючого магнітного масаналізатора на виході з електростатичного прискорювача «Сокіл» дозволяє розділити пучки іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> і H<sub>2</sub><sup>+</sup>. При використанні магнітного мас-аналізатора і електростатичного аналізатора співвідношення струмів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup>/H<sub>2</sub><sup>+</sup> склало 27. При використанні вільних вуглецевих плівок, встановлених перед мас-аналізатором, співвідношення струмів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup>/H<sub>2</sub><sup>+</sup> ≈ 88 та ≈ 52 для плівки товщиною 300 нм та 79 нм відповідно.

Запропонована методика розділення  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  та  $\text{H}_{2}^{+}$  дозволяє отримати пучок  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  з низьким вмістом іонів  $\text{H}_{2}^{+}$ , а також може бути використана для розділення прискорених пучків  $D_{2}^{+}$  та  ${}^{4}\text{He}_{+}$ ,  $D^{+}$  та  $\text{H}_{2}^{+}$  на установках для ядерно-фізичного аналізу з малогабаритними електростатичними прискорювачами.

Отримання пучків двозарядних іонів <sup>3</sup>Не та <sup>4</sup>Не дозволяє розв'язати низку прикладних задач, пов'язаних з проведенням контролю технології отримання покриттів широкого спектру застосування за допомогою методів ядернофізичного аналізу, а саме: методу ядерних реакцій та зворотного розсіювання.

Визначено товщину прошарку у багатошаровому покритті  $Ta_2O_5/SiO_2/.../Ta_2O_5/SiO_2$  на основі кварцу. Актуальність даного дослідження пов'язана з необхідністю проведення контролю технології отримання багатошарових оптичних покриттів (дзеркала, лазерні гіроскопи, оптичні фільтри). Використання пучка <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> у методиці зворотного розсіювання дозволило одержати інформацію про всі 13 шарів, що раніше було неможливим при використанні прискореного пучка іонів <sup>4</sup>He<sup>+</sup>, отриманого за допомогою інжектора з високочастотним джерелом іонів на електростатичному прискорювачі «Сокіл».

Підвищення енергії іонів <sup>4</sup>Не за рахунок збільшення їх зарядності дозволило використати у дослідженнях резонансу пружного розсіювання <sup>16</sup>O( $\alpha, \alpha$ )<sup>16</sup>O,  $E_{res}$ =3,037 MeB, Г=15 кеB. Під час експериментів зі застосуванням пучка іонів <sup>4</sup>Не, вперше було визначено вміст кисню у пористих VN покриттях, що є важливим доповненням у методиці зворотного розсіювання з контролю технології одержання даного типу покриттів і оцінці пористості. Покриття

даного типу являються перспективними з точки зору створення матеріалів, що здатні утримувати значну кількість водню. Також даний резонанс було використано для визначення стехіометрії тонкого покриття Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> на основі з SiO<sub>2</sub>. Показано, що проведення аналізу за допомогою методики зворотного розсіювання даного типу покриттів не дозволяє визначити з достатньою точністю вміст кисню по глибині зразка, оскільки кисень присутній як у основі, так і у покритті, а використання резонансу пружного <sup>16</sup>O( $\alpha,\alpha$ )<sup>16</sup>O, E<sub>res</sub>=3,037 MeB, Г=15 кеВ дозволило одержати інформацію безпосередньо про стехіометрію покриття.

Реалізовано методику одержання профілю розподілу дейтерію з використанням реакції  $D({}^{3}\text{He},p){}^{4}\text{He}$ , діапазон енергій іонів  ${}^{3}\text{He}{}^{2+}$  від 1 МеВ до 3,4 МеВ. Дана методика дозволяє отримати профіль розподілу дейтерію в матеріалах атомних реакторів і першої стінки термоядерних установок на більшу глибину.

Застосування пучка двозарядних іонів гелію на малогабаритних електростатичних прискорювачах дозволило розширити можливості методик ядерно-фізичного аналізу за рахунок дворазового збільшення енергії іонів і, відповідно, збільшення глибини аналізу (~2,5 рази). Зокрема, це стосується досліджень покриттів за допомогою зворотного розсіювання іонів. Крім того, у спектрометрії зворотного розсіювання це дозволило збільшити роздільну здатність за масами. Усе це було продемонстровано у даній роботі на ряді вищезгаданих прикладів досліджень з визначення складу, товщини та стехіометрії шаруватих структур.

Використані методики можуть бути корисними при проведенні аналізу подібних структур, особливо на стадії удосконалення технології їх нанесення.

Результати, здобуті V дисертаційній роботі, дають можливість проектувати та виготовляти більш ефективні системи отримання та транспортування багатозарядних іонів газів y малогабаритних електростатичних прискорювачах, що використовуються для ядерно-фізичних методів аналізу та іонного опромінення.

Ключові слова: іонні пучки, джерело типу Пеннінга, електростатичний прискорювач Ван де Граафа, багатозарядні іони, розділення пучків іонів, ядерно-фізичні методи аналізу.

Список публікацій, у яких опубліковано основні результати дисертації:

1. Карпусь С.Г. Источник многозарядных ионов для установки «СОКОЛ» (*стендовые испытания*) // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (93). 2009. № 2(60). С.198–201.

2. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Первичные характеристики пучка источника многозарядных ионов для ЭСУ «Сокол» // Вопросы атомной науки и техники, Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (96). 2010. № 5(69). С. 130–134.

3. Glazunov L.S., Zats A.V., Karpus S.G., Kuz'menko V.V., Pistryak V.M. Multi–charged ion source // Problems of atomic science and technology. Ser.: Nuclear Physics Investigations (55). 2011. № 3 (73). P.68–74.

4. Karpus S.G., Goncharov A.V., Pistryak V.M. et al.  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  and  $\text{H}_{2}^{+}$  ion beam separation on "SOKOL" IBA facility // Problems of atomic science and technology. Ser.: Nuclear Physics Investigations (64). 2015. No 3 (97). P.95–98.

5. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Получение пучков двухзарядных ионов <sup>4</sup>Не на малогабаритном электростатическом ускорителе «СОКОЛ» // Вестник БГУ. Сер. 1: Физика, Математика, Информатика. 2015. № 3. С. 58–62.

6. Василенко Р.Л., Гончаров А.В., Гугля А.Г., Карпусь С.Г., Литвиненко М.Л. О механизме формирования V–N покрытий в условиях бомбардировки ионами азота // Поверхность. Рентгеновские синхротронные исследования. 2008. № 11. С. 81–87. Список публікацій, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

7. Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Левенец В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Канал ионного облучения материалов на ускорителе «Сокол» // XIX Международный семинар по ускорителям заряженных частиц, 12-18 сентября 2005г., г. Алушта: тезисы докдадов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2005. С.153-154, (доповідач).

8. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Левенец В.В., Омельник А.П., Пистряк В.М., Сухоставец В.И., Усиков Н.П., Щур А.А. Аналитический ядерно-физический комплекс ННЦ ХФТИ «Сокол» // Международная конференция «Актуальные проблемы ядерной физики и атомной энергетики», 29 мая - 29 июня 2006г.: тезисы докладов / ИЯИ НАН Украины. Киев, 2006. С. 163, (участь в обговоренні).

9. Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И.. Система ионного облучения материалов аналитической установки «Сокол» // Международное совещание микро- и нанотехнологии с использованием пучков ионов, ускоренных до малых и средних энергий, 16-18 октября 2007г.: тезисы докладов / ГНЦ ФЭИ. Обнинск, 2007. С.60-62, (участь в обговоренні).

10. Карпусь С.Г. Источник многозарядных ионов для установки «СОКОЛ» (*стендовые испытания*) // XVIII Международная конференция «Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение», 8-13 сентября 2008г., г. Алушта: труды / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2008. С. 371, (участь в обговоренні).

11. Карпусь С.Г., Глазунов Л.С., Зац А.В., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Стендовые испытания источника многозарядных ионов для установки «Сокол» (предварительные результаты) // XVII Международная конференция «Электростатические ускорители и пучковые технологии», 21-23 октября 2008г., г. Обнинск: труды / ГНЦ ФЭИ. Обнинск, 2008. С. 102-107, (доповідач).

12. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Первичные характеристики пучка источника многозарядных ионов для ЭСУ

«Сокол» // XIX Международная конференция «Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение», 6-11 сенября 2010г., г. Алушта: труды / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2010. С. 460-461, (участь в обговоренні).

13. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Источник многозарядных ионов // IX Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 21-25 февраля 2011г., г. Харьков: тезисы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2011. С. 44, (доповідач).

14. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Компактный источник многозарядных ионов // IEP-2011 International Conference of young scientists and post-graduates, 24-27 May 2011: Programme and abstracts, Uzhhorod, 2011. P. 60, (заочно).

15. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Инжектор многозарядных ионов аналитической ядерно-физической установки «Сокол»// IEP-2015 International Conference of young scientists and post-graduates, 18-22 May 2015: Proceeding of conference. Uzhhorod, 2015. P. 137, (заочно).

16. Карпусь С.Г., Гончаров А.В., Пистряк В.М. и др. Разделение пучков ионов <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> и H<sup>2+</sup> на АЯФК «Сокол» // XIII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 16-20 марта 2015г.: тезисы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2015. С. 101, (доповідач).

17. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Применение двухзарядных пучков ионов гелия на ускорителе «Сокол» // XIII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 16-20 марта 2015г.: тезисы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2015. С. 101-102, (доповідач).

18. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Определение содержания кислорода в тонких оксидных слоях методом резонансного упругого рассеяния альфа-частиц // Ш Международная конференция «Высокочистые материалы: получение, применение, свойства», 15-18 сентября 2015г.: материалы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2015. С. 36, (доповідач). Список публікацій, які додатково відображають наукові результати дисертації:

19. Карпусь С.Г. Система питания и управления инжектора многозарядных ионов ЭСУ «СОКОЛ» // Вісник НТУ «ХПІ». Сер.: Техніка та електрофізика високих напруг (1092). 2014. № 50. С. 85–90.

20. Karpus S.G., Bondarenko V.N., Goncharov A.V. et al. Application of  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  and  ${}^{3}\text{He}^{2+}$  beams of the compact accelerator «SOKOL» for ion beam analysis // East European Journal of Physics. 2015. Vol. 2, No 2. P.90–98.

### ABSTRACT

Karpus S.G. «Multi-charged gaseous ion beam production for compact horizontal type electrostatic accelerator». – Research Project, Manuscript copyright.

Thesis for the scientific degree of the candidate of physical and mathematical sciences by specialty 01.04.20 – physics of charged particle beams. – National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology». – National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology», Kharkiv, 2017.

The thesis presents results of multi-charged gaseous ion beam production based on «Sokol» Ion Beam Facility with compact horizontal type electrostatic accelerator used for ion beam analysis and ion irradiation. In particular, scientific substantiation of system selection was performed for production and transportation of multi-charged ion beams for electrostatic accelerator «Sokol» that allows to produce multi-charged gaseous ion beams with energy higher than 2 MeV and the indicated system was designed, fabricated, tested and used for solving a number of applied tasks.

Penning-type gaseous ion source was designed to accelerate multi-charged ion beams on electrostatic accelerator «Sokol» which allows to meet the operation requirements for the compact horizontal type electrostatic Van De Graaff accelerator: ion source weight is about 4 kg to not load up the accelerator tube and compactness to be put under high voltage electrode; power consumption is up to 150 W and simplicity of operation; injecting current of ion beam into the accelerator tube should be enough to ensure its stable operation and have sufficient content of multi-charged gaseous ions; lifetime of the source is more than 150 hours.

Magnetic system design was developed and tested to set up a magnetic field with uniform distribution of magnetic induction on the ion source axis. It consists of magnetically conductive flanges and two ring ferrites. Magnetic induction value on the axis is 0,123 T. Operating parameters of ion source and its characteristics were determined during bench tests, in particular: discharge voltage range (0,8...5) kV; value of working gas inlet: (0,4....8,9) m<sup>3</sup> Pa/sec depending on working gas type and current value of extracted ions; discharge current level: 0...5 mA; extracted ion current of Ne<sup>4+</sup> was equal 1 nA for discharge power 1 W.

Dependencies of total current of extracted ions and current of multi-charged ions (Ne and Ar) from operating parameters of the source (voltage discharge and working gas inlet) were experimentally studied. It was found that the main contribution into production of multi-charged ions in sources of this type is made by single collisions of electrons with atoms and molecules. Gas efficiency of the source is about 10%.

Study of primary characteristics of ion beam extracted from the source was performed, namely – maximal angle of divergence and ion energy distribution. To estimate the divergence angle of ion beam, the extracted beam current profiles of Ne ions was studied at distance of 125 and 274 mm from emission hole depending from geometrical parameters of primary formation system (distance from electrodes, diameters of holes in electrodes, expander availability) for the range of extraction potential from 0 up to 16 kV. It is shown that for the studied systems of primary beam formation (close of Pierce systems) the maximal divergence angle is almost the same and makes 0,12 rad. Average value of the normalized brightness of ion beam  $\approx 3 \text{ mA m}^{-2} \cdot \text{rad}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ .

It was found for the first time that energy distribution of extracted ions depends on anode voltage, type of working gas and discharge current value. Maximal energy spread value (width at half height) makes 94 eV for Ne ions and 125 eV for He ions at discharge voltage of 4,3 kV and gas inlet  $\approx 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{Pa/sec}$ .

Multi-charged ion injector was designed and tested considering the results of bench tests; it meets the operation requirements for electrostatic accelerator «Sokol». Injector consists of Penning-type source, recommended design and two electrodes (extraction and focusing of ions). Trajectory analysis was performed for the injection system with the tube of «Sokol» accelerator. Potential values were determined on electrodes of injection systems. Dependency of ion beam crossover position was determined at the output of the tube for potentials on high-voltage electrode from 1 MeV up to 1,8 MeV. It was demonstrated that the recommended injection system allows to adjust the position of ion beam crossover within 1-5 m at the output of the tube of «Sokol» accelerator in the ion injection energy range up to 16 kV. The estimated value of ion beam parameter at the input aperture (3,2 mm from the hole of source emission) is not more than 4 mm which was experimentally confirmed. System of electrical power supply and control of multi-charged ion injector was designed based on calculations of ion beam transportation; it meets the operation requirements.

Multi-charged ion injector was tested. Multi-charged ion beams were produced for the first time at the accelerator output after magnetic mass-analyzer: <sup>3</sup>He<sup>2+</sup>, <sup>4</sup>He<sup>2+</sup>, <sup>40</sup>Ar<sup>2+</sup>, <sup>40</sup>Ar<sup>3+</sup>, <sup>20</sup>Ne<sup>2+</sup>, <sup>20</sup>Ne<sup>3+</sup>. Testing of all electrical power supply systems and injector control systems was performed.

Technique of  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  and  $\text{H}_{2}^{+}$  beam separation on compact ion beam facility was theoretically substantiated and implemented using existing magnetic mass-analyzer (beam bending magnet) and electrostatic analyzer and self-supporting carbon foils installed in front of mass-analyzer which allowed to produce  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  ion beams with low composition of  $\text{H}_{2}^{+}$  ions. The performed numerical calculations of beam separation for  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  and  $\text{H}_{2}^{+}$  ions in single particle approximation showed that the use of existing magnetic mass-analyzer at the output of electrostatic accelerator "Sokol" allows to separate ion beams of  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  and  $\text{H}_{2}^{+}$ . Current ratio of  ${}^{4}\text{He}^{2+}/\text{H}_{2}^{+}$  was 27 using magnetic mass-analyzer and electrostatic analyzer. Using self-supporting carbon foils set before mass-analyzer the current ratio of  ${}^{4}\text{He}^{2+}/\text{H}_{2}^{+} \approx 88$  and  $\approx 52$  for the foil with thickness of 300 nm and 79 nm respectively.

The recommended technique of  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  and  $\text{H}_{2}^{+}$  separation allows to produce  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  beam with low composition of  $\text{H}_{2}^{+}$  ions and can be used for separation of accelerated beams  $D_{2}^{+}$  and  ${}^{4}\text{He}^{+}$ ,  $D^{+}$  and  $\text{H}_{2}^{+}$  on facilities for ion beam analysis with compact electrostatic accelerators.

Production of double-charged ion beams of <sup>3</sup>He and <sup>4</sup>He allowed to solve a number of applied tasks related to monitoring of production technology of coatings for a wide application spectrum using techniques of ion beam analysis, such as nuclear reactions and backscattering spectrometry.

Thickness of layers was determined in multi-layer coating  $Ta_2O_5/SiO_2/.../Ta_2O_5/SiO_2$  on the quartz substrate. Relevance of this research is the need to monitor the production technology of multi-layer optical coatings (mirrors, laser gyroscopes, optical filters). Use of <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> beam in backscattering technique allowed to obtain information on all 13 layers which previously was impossible with the use of accelerated ion beam of <sup>4</sup>He<sup>+</sup> produced by injector with RF ion source on electrostatic accelerator «Sokol».

Increase of <sup>4</sup>He ion energy by increase of their charge allowed to use in studies the elastic scattering resonance of <sup>16</sup>O( $\alpha, \alpha$ )<sup>16</sup>O,  $E_{res}$ =3,037 MeV. In the experiments with the use of ion beams of <sup>4</sup>He the composition of oxygen in porous VN coatings was determined. This is an essential addition to the backscattering technique for control of production technology of this type of coatings and estimation of their porosity. Coatings of this type are perspective in relation to generation of materials capable of holding a large amount of hydrogen. Also, this resonance was used to determine stoichiometry of thin layer Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> on SiO<sub>2</sub> substrate. It was demonstrated that analysis using backscattering technique for the coating of this type does not allow to determine with enough accuracy the composition of oxygen along the depth of the sample because oxygen is component of both: the substrate and the coating, and use of elastic resonance <sup>16</sup>O( $\alpha, \alpha$ )<sup>16</sup>O,  $E_{res}$ =3,037 MeV, W=15 keV allowed to get information directly about the coating stoichiometry.

Deuterium depth profiling technique with using  $D({}^{3}\text{He},p){}^{4}\text{He}$  reaction was implemented, energy range of  ${}^{3}\text{He}{}^{2+}$  ions from 1 MeV up to 3,4 MeV. This technique allows to get the deuterium profiling in materials of neutron targets and the first wall of thermonuclear facilities.

Use of double-charged ions of He beam on compact electrostatic accelerators allowed to extend ion beam analysis due to increase of energy ions in two times and increasing the depth of analysis (~2,5 times) respectively. In particular, it refers to study of coatings using backscattering technique. Moreover, backscattering spectrometry allowed to increase the depth resolution. All that were presented in this work based on a number of abovementioned examples of research on identification of composition, thickness and stoichiometry of layered structures.

Uses techniques can be useful in the analysis of similar structures, especially at the stage of improving the technology of their application.

Results obtained in the thesis work allow to design and produce more effective system for production and transportation of ions on compact electrostatic accelerators used for ion beam analysis and ion irradiation.

Keywords: ion beam, Penning ion source, Van de Graaff electrostatic accelerator, multi-charged ions, ion beam separation, ion beam analysis.

| 3 | М   | 1 | 77 | Г |
|---|-----|---|----|---|
| J | TAT | 1 |    |   |

| Стор.  |
|--|
| ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ  |
|  |
| ВСТУП  |
| РОЗДІЛ 1. ОТРИМАННЯ БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ ГАЗІВ НА                            |
| ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИХ ПРИСКОРЮВАЧАХ   |
|  |
| 1.1. Процеси утворення багатозарядних іонів і втрати ними зарядності.        |
| Загальні вимоги до джерел багатозарядних іонів                               |
| 1.2. Джерела багатозарядних іонів для електростатичних прискорювачів.        |
| Специфічні вимоги до джерела багатозарядних іонів газів                      |
| електростатичного прискорювача «Сокіл»                                       |
| 1.2.1. Лазерні джерела40   |
| 1.2.2. Джерела з електронним пучком41  |
| 1.2.3. Дуоплазматрон   |
| 1.2.4. ВЧ і НВЧ джерела42  |
| 1.2.5. Джерела з електронно-циклотронним резонансом                          |
| 1.2.6. Джерела типу Пеннінга45   |
| 1.3. Застосування багатозарядних іонів газів на ядерно-фізичній установці ЕП |
| «Сокіл»46  |
| 1.4. Обґрунтування досліджень48  |
| 1.5. Висновки  |
|  |
| <b>РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ УСТАТКУВАННЯ</b>                               |

| 2.1. | Стенд для випробування джерела багатозарядних іонів                 |
|------|---|
| 2.2. | Ядерно-фізична установка з електростатичним прискорювачем «Сокіл»55 |
| 2.3. | Вихід «Канал опромінення»59   |

|        | 17   |
|--------|--|
| 2.4. 1 | Вихід «Універсальна камера»59  |
| 2.5.1  | Висновки   |
|        |  |
| PO3    | ДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ОСНОВНИХ                         |
| XAP    | РАКТЕРИСТИК ДЖЕРЕЛА БАГАТОЗАРЯДНИХ ЮНІВ62                            |
|        |  |
| 3.1.   | Конструкційні особливості джерела багатозарядних іонів типу Пеннінга |
|        | для електростатичного прискорювача «Сокіл»62                         |
| 3.2.   | Аналіз виходу багатозарядних іонів газів Ne, Ar, He та іонів водню71 |
| 3.3.   | Розподіл іонів за енергіями96  |
| 3.4.   | Система первинного формування пучка іонів108                         |
| 3.5.   | Висновки115  |
|        |  |
| PO3    | ДІЛ 4. ОТРИМАННЯ ПУЧКІВ БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ ГАЗІВ У                 |
|        | ЯДЕРНО-ФІЗИЧНІЙ УСТАНОВЦІ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО                          |
|        | <b>ПРИСКОРЮВАЧА «СОКІЛ»</b> 117                                      |

| 4.1. Вимоги до інжектора багатозарядних іонів117  |
|---|
| 4.2. Особливості конструкції інжектора і його системи електроживлення та                                  |
| керування. Розрахунок системи транспортування пучка іонів119  |
| 4.3. Експериментальні дослідження основних характеристик інжектора  |
| багатозарядних іонів131   |
| 4.4. Розділення прискорених іонів <sup>4</sup> He <sup>2+</sup> та H <sub>2</sub> <sup>+</sup> у пучку132 |
| 4.4.1. Розрахунки розділення за допомогою мас-аналізатора133  |
| 4.4.2. Розділення іонів $H_2^+$ і ${}^4He^{2+}$ у пучку за допомогою мас-аналізатора                      |
| і електростатичного аналізатора137  |
| 4.4.3. Використання методики зворотного розсіювання для оцінки  |
| вмісту іонів <sup>4</sup> He <sup>2+</sup> і H <sub>2</sub> <sup>+</sup> у пучку140                       |
| 4.4.4. Розділення прискорених іонів ${}^{4}\text{He}^{2+}$ і $\text{H}_{2}^{+}$ за допомогою тонких       |
| вуглецевих плівок148  |

| 5. Висновки |
|-------------|
|-------------|

18

# 

| 5.1. Дослідження багатошарового покриття Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> /SiO <sub>2</sub> //Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> /SiO <sub>2</sub> на |     |
|---|-----|
| основі SiO <sub>2</sub>   | 155 |
| 5.2. Дослідження покриття із пористого VN   | 161 |
| 5.3. Дослідження покриття Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub> на основі SiO <sub>2</sub>   | 163 |
| 5.4. Дослідження розподілу дейтерію у покритті з дейтериду титану на  |     |
| основі з молібдену  | 166 |
| 5.5. Висновки   | 170 |
|   |     |
| висновки  | 172 |
|   |     |
| ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ:  | 176 |

## **ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ** ......189

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- ВВЕ високовольтний електрод
- ДБІ джерело багатозарядних іонів
- БІ багатозарядні іони
- ММА магнітний мас-аналізатор
- 3Р зворотне розсіювання
- ЦФ циліндр Фарадея
- ЕА електростатичний аналізатор
- ЕП електростатичний прискорювач
- ЯФМА ядерно-фізичні методи аналізу на пучках іонів
- В магнітна індукція, Тл
- *Е* енергія частинок, eB
- *I*<sub>*p*</sub> розрядний струм, мА
- *I*<sub>t</sub> загальний струм іонів, мкА
- і зарядність іона
- $n_e$  густина електронів, см<sup>-3</sup>
- $n_i$  густина іонів, см<sup>-3</sup>
- Q напуск робочого газу, м<sup>3</sup>·Па/с
- *U*<sub>*a*</sub> розрядна напруга, В
- *U*<sub>вит</sub> потенціал витягування іонів, В

#### ВСТУП

Актуальність теми. В 1983 р. з ініціативи доктора фізико-математичних наук В.Ю. Сторіжка (нині академіка НАН України) у ННЦ ХФТІ була розроблена малогабаритна ядерно-фізична установка на базі електростатичного «Сокіл». (EП) прискорювача горизонтального типу Використання малогабаритних електростатичних прискорювачів Ван Граафа де горизонтального типу для ядерно-фізичних методів аналізу (ЯФМА) на пучках іонів гелію дозволяє вирішувати широке коло науково-практичних завдань. ЯФМА широко використовуються для аналізу тонких покриттів, а саме для визначення товщини, стехіометрії й складу [1], а також для проведення контролю радіаційних і іонно-плазмових технологій одержання покриттів.

Для багатьох завдань при використанні ЯФМА виникає необхідність в одержанні даних при енергіях прискорених іонів, ЩО перевищують експлуатаційні. Оскільки енергія прискорених іонів на ЕП обмежена потенціалом на високовольтному електроді (ВВЕ), то єдиною можливістю підвищити енергію пучка іонів без істотних змін у конструкції ЕП, є одержання багатозарядних іонів [2].

Одержання пучків двозарядних іонів гелію розширює аналітичні можливості ЯФМА за рахунок збільшення глибини аналізу таких методів як зворотне резерфордівське розсіювання, пружне резонансне розсіювання і ядерних реакцій. Прискорення багатозарядних іонів газів на малогабаритних ЕП також розширює їхній можливості як приладів для іонного опромінення матеріалів.

Для одержання пучків багатозарядних іонів газів на малогабаритних ЕП горизонтального типу необхідне створення компактних інжекторів на базі джерел багатозарядних іонів (ДБІ), які задовольняють вимогам експлуатації [3]. Такими є: незначні напуски робочого газу (<10<sup>-4</sup> м<sup>3</sup>·Па/с) для забезпечення високого вакууму в трубці ЕП; мінімальна споживана потужність (<150 Вт) і простота в керуванні; обмеження струму інжекції пучка іонів, для забезпечення

стабільної роботи ЕП, а також достатній вміст у ньому багатозарядних іонів; незначна вага інжектора (близько 4 кг), щоб не перевантажувати трубку прискорювача, і незначні габарити для розміщення під ВВЕ; мати ресурс роботи більш 150 годин.

З урахуванням вищеперерахованих вимог, серед існуючих типів джерел ДБІ для інжектора було обрано джерело типу Пеннінга з холодними катодами і аксіальною системою витягування іонів, як такого, що задовольняє вимогам експлуатації на малогабаритному ЕП «Сокіл».

Раніше було запропоновано використання такого типу ДБІ для ЕП [4], але не було вирішено ряд основних завдань:

- розробка конструкції джерела типу Пеннінга для малогабаритного ЕП горизонтального типу, що задовольняє вимоги експлуатації;

- визначення режимів стабільного горіння високовольтного розряду (розрядна напруга до 5 кВ) у джерелі типу Пеннінга у вузькому діапазоні напуску робочих газів: Не, Ne, Ar (<10<sup>-4</sup> м<sup>3</sup>·Па/с);

 оптимізація первинної системи формування пучка іонів (геометрія електродів і значення електричних потенціалів);

- визначення залежності розкиду іонів по енергії в пучку від режимів ДБІ;

- узгодження початкових параметрів пучка іонів ДБІ з оптичними властивостями трубки ЕП;

- удосконалення методики очищення пучка прискорених іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  від домішки молекулярних іонів  ${}^{H_2}$ , що забезпечує можливість ефективного використання пучка іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  для розв'язку широкого переліку науковопрактичних завдань при реалізації ЯФМА на малогабаритних ядерно-фізичних установках з ЕП.

Фізичне обґрунтування вибору систем отримання і транспортування пучків одно- і багатозарядних іонів газів на малогабаритному ЕП Ван де Граафа горизонтального типу можливість розробити i виготовити дає експериментальний зразок інжектора багатозарядних іонів газів, який відповідає вимогам експлуатації. Дослідження В області одержання

багатозарядних іонів газів для ядерно-фізичних установок на базі малогабаритних ЕП горизонтального типу дають можливість одержати нові результати, як в області вдосконалювання систем і вузлів ЕП, як приладів для іонного опромінення, так і в області використання ЯФМА, у тому числі і для контролю при розробці технології тонких покриттів широкого спектра застосування. Саме цим обумовлена актуальність і доцільність даної роботи.

Зв'язок з науковими програмами, планами, темами. Дисертація виконана в лабораторії електрофізичної апаратури Інституту фізики твердого тіла, матеріалознавства і технологій Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» Національної академії наук України. Обраний напрямок досліджень дисертаційної роботи є частиною програм:

- «Програма фундаментальних досліджень ННЦ ХФТІ по атомній науці і техніці до 2010р.», № д/р 80906UP0010 у рамках теми: «Дослідження радіаційних процесів, складу, властивостей, просторового розподілу елементів і ізотопів у матеріалах ядерної і космічної техніки та екологічних об'єктах, сертифікація матеріалів і виробів за допомогою ядерно-фізичних методів та створення обладнання нового покоління» (шифр тими ІІІ-9-06), ІФТТМТ ННЦ ХФТІ, (2006-2010р.). Виконувалася згідно Постанови засідання бюро Відділення ядерної фізики й енергетики НАН України від 13.06.2005р., протокол № 16.
- «Програма фундаментальних досліджень ННЦ ХФТІ по атомній науці і техніці до 2015 р.», № д/р 0111U009716 у рамках теми: «Розробка нових іонно-пучкових аналітичних і інформаційних технологій для дослідження радіаційних процесів, розподілу елементів і ізотопів у наноструктрурних, конструкційних матеріалах і виробах ядерної енергетики, оцінки впливу підприємств ЯПЦ на екологію та стан здоров'я людини» (шифр тими ІІІ-9-11), ІФТТМТ ННЦ ХФТІ, (2011-2015р). Виконувалася згідно Постанови засідання бюро Відділення ядерної фізики й енергетики НАН України від 07.10.10р., протокол № 7 (76), п. 2.

Дисертант у даних роботах був виконавцем.

Метою дослідження є фізичне обґрунтування вибору системи одержання і транспортування пучків багатозарядних іонів газів для малогабаритного ЕП «Сокіл», що використовується для ЯФМА і іонного опромінення, яка б дозволяла одержувати пучки прискорених іонів газів з енергіями більше 2 МеВ, а також її розробка, виготовлення, випробування і застосування.

Для досягнення поставленої мети необхідно було розв'язати наступні завдання:

1) провести фізичне обґрунтування вибору системи отримання та транспортування пучків багатозарядних іонів для ЕП «Сокіл», яка б дозволила одержувати пучки прискорених багатозарядних іонів газів з енергіями більше 2 MeB;

2) розробити й виготовити експериментальний зразок компактного інжектора багатозарядних іонів газів на базі ДБІ типу Пеннінга, що відповідає вимогам експлуатації на ЕП «Сокіл»;

3) провести стендові випробування ДБІ типу Пеннінга з метою визначення основних характеристик пучка витягнутих іонів (вміст багатозарядних іонів газів в пучку, розподіл іонів за енергіями, кут розходження пучка іонів) в залежності від параметрів розряду: напуску робочого газу (Не, Ne, Ar, <10<sup>-4</sup> м<sup>3</sup>·Па/с) та розрядної напруги (до 4,3 кВ);

4) розробити, обґрунтувати та реалізувати методику розділення прискорених пучків іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  та  $\text{H}_{2}^{+}$  на малогабаритній ядерно-фізичній установці з ЕП «Сокіл»;

5) показати переваги використання ядерно-фізичних методів аналізу на пучку двозарядних іонів гелію для ядерно-фізичної установки з ЕП «Сокіл» при визначенні товщини, стехіометрії та вмісту домішок в тонких покриттях широкого спектру використання;

**Об'єкт дослідження:** процес одержання і використання пучків багатозарядних іонів газів на ядерно-фізичній установці на базі малогабаритного ЕП горизонтального типу. **Предмет дослідження:** аксіально-симетричні пучки іонів газів низької яскравості з вмістом іонів різних мас і зарядових станів, витягнутих із джерела типу Пеннінга з холодними катодами й аксіальною системою витягування іонів при високовольтній формі розряду.

**Методи дослідження**. Для досягнення поставленої мети були використані стандартні методи фізики пучків заряджених частинок. Для дослідження основних параметрів іонного пучка були використані: метод масспектрометрії для визначення розподілу іонів в пучку за масою та зарядом; метод затримуючого потенціалу для визначення розподілу витягнутих іонів за енергіями; метод вимірювання струму пучка іонів за допомогою циліндра Фарадея; методика зворотного резерфордівського розсіювання для визначення співвідношення <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> до H<sub>2</sub><sup>+</sup> в загальному пучку іонів.

Також були використані числові методи: дослідження розподілу іонів за зарядовим станом в джерелі типу Пеннінга; дослідження траєкторій заряджених частинок в аксіально-симетричних електростатичних полях з постійним градієнтом поля; аналітичні методи розрахунків з розділення пучків у магнітних мас-аналізаторах (MMA); числові методи розрахунків проходження високоенергетичних іонів в речовині. Також було проведено теоретичну обробку й порівняльний аналіз отриманих експериментальних даних з результатами проведених теоретичних розрахунків.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в тому, що в ній вперше:

1) проведено фізичне обґрунтування вибору системи отримання та транспортування пучків багатозарядних іонів для електростатичного прискорювача «Сокіл», яка б дозволила одержувати пучки прискорених багатозарядних іонів газів з енергіями більше 2 МеВ;

2) розроблено конструкцію компактного інжектора багатозарядних іонів на базі джерела типу Пеннінга з холодними катодами та аксіальною системою витягування іонів, що відповідає вимогам експлуатації на електростатичному прискорювачі «Сокіл»;

3) експериментально досліджено залежність виходу багатозарядних іонів газів з джерела типу Пеннінга запропонованої конструкції від напуску робочих газів (He, Ne, Ar,  $<10^{-4}$  м<sup>3</sup>Па/с) та розрядної напруги (до 4,3 кВ); розрахунковим методом та експериментально підтверджено, що основним процесом утворення багатозарядних іонів газів в джерелі даного типу є одноступінчатий процес іонізації електронним ударом;

4) експериментально встановлено залежність розподілу іонів за енергією в високовольтному розряді розробленого джерела типу Пеннінга від напуску робочого газу для Не та Ne (<10<sup>-4</sup> м<sup>3·</sup>Па/с) та розрядної напруги до 4,3 кВ.; показано, що для первинної системи формування пучка іонів (близької до системи Пірса), максимальний кут розходження пучка іонів складає 0,12 рад, а середнє значення нормалізованої яскравості пучка іонів складає  $\approx 3 \text{ мА·м}^{-2} \cdot \text{рад}^{-2} \cdot \text{eB}^{-1}$ ;

5) теоретично обґрунтована та експериментально підтверджена можливість отримання пучків іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  з низьким вмістом іонів  ${H_2}^+$  на виході з електростатичного прискорювача «Сокіл» після магнітного мас–аналізатора;

6) розширено можливості малогабаритної установки на базі електростатичного прискорювача «Сокіл», як приладу для іонного опромінення за рахунок отримання багатозарядних іонів газів і показано переваги використання ядерно-фізичних методів аналізу на пучку двозарядних іонів гелію для ядерно-фізичної установки з електростатичним прискорювачем «Сокіл» при визначенні товщини, стехіометрії та вмісту домішок в тонких покриттях широкого спектру використання.

Практичне значення отриманих результатів. Отримані результати можуть бути використані для подальшого розвитку фізики пучків заряджених частинок, фізичних і технологічних основ електростатичних прискорювачів і джерел багатозарядних іонів, удосконалення методик на основі ядернофізичних методів аналізу з використанням малогабаритних ЕП, а саме:

- розроблена система одержання пучків багатозарядних іонів газів на малогабаритних ядерно-фізичних установках з електростатичним

прискорювачем «Сокіл» може бути використана в науково-дослідних установах і заводських лабораторіях, що забезпечує розширення їх можливостей як приладів для проведення досліджень за допомогою ядерно-фізичних методів аналізу, так і приладів для іонного опромінення матеріалів;

- розроблена методика розділення прискорених пучків іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$  за допомогою мас-аналізатора й електростатичного аналізатора може бути використана на ядерно-фізичних установках для розділення пучків, які містять домішки молекулярних іонів, наприклад  $D_{2}^{+}$  у пучку  ${}^{4}\text{He}^{+}$  або  $\text{H}_{2}^{+}$  у пучку  $D^{+}$ .

- використання ядерно-фізичних методик на пучках іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> і <sup>3</sup>He<sup>2+</sup> з енергією до 3,6 MeB сприяло розв'язанню матеріалознавчих завдань, пов'язаних із удосконалюванням технології отримання тонких покриттів широкого спектру застосування.

Особистий внесок здобувача представлений в опублікованих роботах [3, 5 -23] і полягає в розв'язанні поставлених завдань, а саме: аналіз літературних даних, підготовка і проведення експериментів, одержання науково-технічних результатів, підготовка одержаних науково-технічних результатів до публікації, написання статей і тез доповідей на конференції по темі дисертації, проведення числових розрахунків, розробка і виготовлення систем і вузлів експериментального стенду і його випробування.

У роботах [3, 5, 6, 15-18] здобувач брав безпосередню участь у розробці і випробуванні джерела багатозарядних іонів газів типу Пеннінга, розробив креслення джерела багатозарядних іонів, провів налагодження й удосконалювання випробувального стенду.

У роботах [7, 12, 14, 19, 21-23] здобувач брав безпосередню участь у розробці і випробуванні інжектора багатозарядних іонів; проводив розрахунки системи інжекції іонів для трубки ЕП «Сокіл», розробив креслення інжектора; проводив розрахунки для визначення можливості розділення пучків іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> і  $H_2^+$  за допомогою вільних вуглецевих плівок, встановлених перед MMA, і системи, що складається із MMA і електростатичного аналізатора (EA). Брав

участь у розробці і налагодженні необхідних вузлів системи транспортування пучка ядерно-фізичної установки «Сокіл».

У роботах [8-11, 13, 20] здобувач брав участь у плануванні, підготовці, проведенні, обробці результатів експериментів з визначення товщини, стехіометрії і складу тонких покриттів на пучках двозарядних іонів гелію.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертаційної роботи були представлені і одержали позитивний відгук на 9 міжнародних конференціях, семінарах, нарадах і 2 національних конференціях, школах, а також конкурсах:

• XIX Міжнародний семінар з прискорювачів заряджених частинок, м. Алушта, 2005;

• Міжнародна конференція «Актуальні проблеми ядерної фізики й атомної енергетики», м. Київ, 2006;

• Міжнародна нарада «Мікро- та нанотехнології з використанням пучків іонів, прискорених до малих і середніх енергій», м. Обнінск, ДНЦ ФЕІ, РФ, 2007;

• XVIII Міжнародна конференція з фізики радіаційних явищ та радіаційному матеріалознавству, Україна, м. Алушта, 2008;

• XVII Міжнародна конференція з електростатичних прискорювачів та пучкових технологій, м. Обнінск, ДНЦ ФЕІ, РФ, 2008;

Міжнародна школа молодих учених з ядерної фізики та енергетики,
 Україна, м. Алушта, 2009;

• XVIII Міжнародна конференція «Електростатичні прискорювачі й пучкові технології», м. Обнінск, ДНЦ ФЕІ, РФ, 2010;

• XIX Міжнародна конференція з фізики радіаційних явищ та радіаційному матеріалознавству, Україна, м. Алушта, 2010;

Міжнародна конференція молодих учених та аспірантів ІЕФ-2011,
 м. Ужгород, ІЕФ НАНУ, 2011;

• IX Конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, м. Харків, ННЦ ХФТІ, 2011;

• XIII Конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів, м. Харків, ННЦ ХФТІ, 2015;

Міжнародна конференція молодих учених та аспірантів ІЕФ-2015,
 м. Ужгород, ІЕФ НАНУ, 2015;

• 3-я Міжнародна конференція «Високочисті матеріали: одержання, застосування, властивості», м. Харків, ННЦ ХФТІ, 2015;

• Конкурс робіт молодих учених ННЦ ХФТІ, 2009, 2015.

Публікації. За темою дисертації опубліковано 6 статей [3, 5, 6, 9-11], які задовольняють вимоги ДАК МОН України до публікацій і дві статті в науковотехнічних журналах, які додатково характеризують дисертацію [7, 8]. Шість статей включені у міжнародні наукометричні бази Scopus та Web of Science; 2 статті опубліковано у спеціалізованих наукових виданнях іноземних держав [10, 11]. 12 робіт представлено у збірниках наукових праць, матеріалах і тезах доповідей на наукових конференціях [12-23].

Структура і об'єм дисертації. Дисертація складається із вступу, п'яти розділів основного тексту з 78 рисунками і 13 таблицями, висновків і списку використаних джерел з 122 найменувань та додатку. Об'єм дисертації становить 192 сторінки, з яких 13 сторінок займає список використаних джерел, 4 сторінки займає додаток.

## РОЗДІЛ 1. ОТРИМАННЯ БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ ГАЗІВ НА ЕЛЕКТРОСТАТИЧНИХ ПРИСКОРЮВАЧАХ

У даному розділі представлено аналіз процесів утворення багатозарядних іонів і втрати ними зарядності. На підставі аналізу цих процесів було сформульовано загальні вимоги до джерел багатозарядних іонів. Також представлено огляд джерел багатозарядних іонів для електростатичних прискорювачів; сформульовано специфічні вимоги до джерела багатозарядних іонів для малогабаритного ЕП «Сокіл» горизонтального типу. На підставі специфічних загальних i вимог розроблена концепція одержання багатозарядних іонів на ЕП «Сокіл». Обґрунтовано необхідність використання пучків багатозарядних іонів для розширення аналітичних можливостей ядернофізичних методів аналізу, а також розширення можливостей малогабаритних ЕП як приладів для іонного опромінення.

# 1.1. Процеси утворення багатозарядних іонів і втрати ними зарядності. Загальні вимоги до джерел багатозарядних іонів

У всіх джерелах багатозарядних іонів утворення багатозарядних іонів і їх розподіл за зарядовим станом визначається процесами, що протікають у плазмі джерела. Тому, для розуміння загальних вимог, яким повинні відповідати ДБІ, необхідно розглянути процеси утворення багатозарядних іонів і процеси, що приводять до зниження заряду багатозарядного іона.

Загальна схема утворення іонів і втрати ними заряду представлена на рис. 1.



Рис. 1.1. Загальна схема утворення багатозарядних іонів і втрати ними заряду.

Усі ці процеси протікають у плазмі одночасно і їх внесок необхідно враховувати при розробці ДБІ.

Як видно зі схеми рис. 1.1 утворення багатозарядних іонів при зіткненні атома або іона з електроном іде по двом каналах – багатоступінчата іонізація й одноступінчата.

При багатоступінчатій іонізації, у результаті одного акту зіткнення, відбувається відрив одного електрона:  $A^{+i} + e \rightarrow A^{(+i+1)} + 2e$ .

При одноступінчатому процесі, у результаті одного зіткнення електрона з атомом або іоном, відбувається відрив декількох електронів:  $A + e \rightarrow A^{+i} + (i+1)e$ і  $A^{+i} + e \rightarrow A^{+(i+p)} + (p+1)e$ .

Існує два основні механізми іонізації електронним ударом при одноступінчатому процесі [24]: відрив декількох електронів (даний механізм є основним при утворенні багатозарядних іонів низької зарядності) і Оже-процес (при утворенні багатозарядних іонів високої зарядності).

Мінімальне значення енергії, необхідне для іонізації атомів і молекул, називають потенціалом іонізації. Потенціал іонізації залежить у першу чергу від енергії зв'язку електронів в атомних оболонках, його величина росте при переході із зовнішніх до внутрішніх рівнів атомних оболонок, що заповнені електронами, і може досягати значень від декількох еВ до декількох кеВ. У таблиці 1.1 представлені дані по потенціалах іонізації деяких атомів і молекул [25].

#### Таблиця 1.1.

| Атом або<br>молекула | $U_{I}$ , eB | $U_2$ , eB | $U_3$ , eB | $U_4$ , eB | $U_5$ , eB | $U_{6},\mathrm{eB}$ | $U_7$ , eB | $U_8$ , eB | $U_{9}, \mathrm{eB}$ | $U_{I0}, { m eB}$ |
|----------------------|--------------|------------|------------|------------|------------|---------------------|------------|------------|----------------------|-------------------|
| Н                    | 13,6         | -          | -          | -          | -          | -                   | -          | -          | -                    | -                 |
| H <sub>2</sub>       | 15,43        | -          | -          | -          | -          | -                   | -          | -          | -                    | -                 |
| Не                   | 24,58        | 54,4       | -          | -          | -          | -                   | -          | -          | -                    | -                 |
| N <sub>2</sub>       | 15,51        | -          | -          | -          | -          | -                   | -          | -          | -                    | -                 |
| N                    | 14,5         | 29,6       | 47,4       | 77,5       | 97,8       | 552                 | 666,8      | -          | -                    | -                 |
| Ne                   | 21,5         | 41         | 63         | 97         | 126        | 157                 | 207        | 239        | 1195                 | 1360              |
| Ar                   | 15,7         | 27,6       | 40,9       | 59,8       | 75         | 91,3                | 124        | 143,5      | 422,6                | 479               |

Потенціали іонізації атомів і молекул.

де  $U_1$  - енергія (eB), необхідна для відділення електрона від нейтрального незбудженого атома або молекули, а  $U_2 \dots U_{10}$  - енергія, що необхідна для відділення електрона від однозарядного (позитивного) незбудженого іона, і т.д.

Як видно із таблиці 1.1. утворення багатозарядних іонів у плазмі або газовому розряді можливо лише при наявності електронів з високими значеннями енергії.

На рис. 1.2 (а, б) представлені експериментальні залежності перерізів іонізації атомів неону від енергії електрона.





Рис. 1.2. Перерізи іонізації неону електронним ударом: (а) – одноступінчатий процес [26], (б) – багатоступінчатий процес.

Як видно з малюнків 1.2 (а, б), переріз утворення багатозарядних іонів при багатоступінчатій іонізації більше перерізу утворення іона тієї ж зарядності при одноступінчатому процесі, тобто  $\sigma_{i \to i+1} > \sigma_{0 \to i+1}$ .

Для опису процесу утворення багатозарядних іонів не достатньо виходити тільки з величини цих перерізів, тому що для утворення іона із зарядом *(i)* необхідно пройти крок за кроком від першої іонізації до *(i-*ї). Для цього необхідно, щоб час життя (знаходження в об'ємі плазми) однозарядного іона перевищував час, необхідний для здійснення наступних (*i*-1) актів іонізації електронами.

Протікання процесу багаторазової іонізації визначається добутком двох параметрів ( $n_e \cdot \tau_c$ ), де  $n_e$  – густина електронів (см<sup>-3</sup>), а  $\tau_c$  – час утримання іонів (с). У роботах було [30, 31] показано, що

$$n_e \tau_c = \sum_{i=0}^{i-1} \frac{1}{\langle \sigma_{i,i+1} \cdot v_e \rangle},$$
(1.1)

При  $n_e \cdot \tau_c \to 0$  основним процесом утворення іонів є одноступінчатий процес і справедливо співвідношення  $\frac{n_i}{n_1} \approx \frac{\sigma_{0 \to i}}{\sigma_{0 \to 1}}$ , а для  $n_e \cdot \tau_c \to \infty$  – багатоступінчатий процес, і  $\frac{n_i}{n_{i-1}} \approx \frac{\sigma_{i-1 \to i}}{\sigma_{i-2i+1}}$  [24].

На рис. 1.3 показано співвідношення між  $j \cdot \tau_i$  і енергією електронів для одержання іонів неону різної зарядності [32]. Слід зазначити, що для одержання  $Ne^{3+}$  необхідно щоб  $j\tau_c = 8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>, що при густині струму електронів 1 мА/см<sup>2</sup> (що відповідає потоку електронів  $j = 6,25 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>) середнє значення часу, необхідного для утворення  $Ne^{3+}$  в результаті багатоступінчастої іонізації, дорівнює 13 с.

Ще один канал утворення іонів – зіткнення з іонами. При енергії іонів у області декількох кеВ перерізи цього процесу на кілька порядків менше перерізів іонізації електронним ударом [33], тому урахуванням цього процесу у компактних джерелах багатозарядних іонів слід знехтувати.



Рис. 1.3. Співвідношення між *jτ<sub>i</sub>* і енергією електронів при утворенні БІ неону, аргону й урану [32].

Як відзначалося раніше, поряд із процесами утворення багатозарядних іонів ідуть процеси, що приводять до зменшення кількості іонів у плазмі. До таких процесів відносять процеси, що відбуваються в об'ємі плазми (зіткнення іонів з електронами, нейтральними атомами й іонами, тобто об'ємна рекомбінація), а також дифузія іонів із плазми й подальша їх рекомбінація на стінках.

Розглянемо процес зниження зарядності іона при зіткненні з електроном. Кількість іонів, що рекомбінують в 1 см<sup>3</sup> за 1 с, пропорційно концентрації іонів і електронів, і дорівнює

$$\frac{dn_i}{dt} = -\alpha n_i \cdot n_e, \qquad (1.2)$$

де  $n_e$ ,  $n_i$  - густина електронів і іонів у плазмі (см<sup>-3</sup>), а  $\alpha$  - коефіцієнт рекомбінації (см<sup>3</sup>/с), що залежить від енергії електронів. На рис. 1.4 представлена залежність коефіцієнта рекомбінації іонів неону від енергії електронів. Виходячи з даних, представлених на рис. 1.3 та 1.5, слідує, що співвідношення кількості однозарядних іонів, утворених в одиниці об'єму за 1 с при іонізації електронним ударом, до однозарядних іонів, нейтралізованих при зіткненні з електроном, дорівнює  $\cong 10^{-5} n_e/n_0$ . Виходячи із цього, процес нейтралізації іонів при зіткненні з електроном слід знехтувати.



Рис.1.4. Залежність коефіцієнта рекомбінації іонів неону від енергії електронів.

Другий процес, що приводить до зниження зарядності іонів, - це зіткнення з нейтральними атомами:  $A_1^{i+} + A_2^0 \rightarrow A_1^{i-1} + A_2^+$ . Мюллер і Зальцборн [34] запропонували емпіричну формулу для розрахунків перерізу цього процесу:

$$\sigma_{i \to i-1} = 1,43 \cdot 10^{-12} i^{1,17} U_{0 \to 1}^{-2,76} \text{ cm}^2, \qquad (1.3)$$

де  $U_{0\to 1}$  – перший іонізаційний потенціал (eB) нейтрального атома.

У таблиці 1.2 представлені, розраховані по формулі (1.3), перерізи перезарядки для іонів деяких газів. Ці дані показують, що перерізи перезарядки на кілька порядків перевищують перерізи утворення іонів електронним ударом. Таким чином, для підтримки швидкості утворення іонів електронним ударом, що дорівнювала б швидкості втрат іонів при перезарядці необхідно, щоб густина нейтральних атомів у плазмі була значно менше концентрації електронів [35].

#### Таблиця 1.2.

| Атом | $U_{0,1}$ (eB) | $\delta_{i 	o i-1},  \mathrm{cm}^2$ |                      |                       |                      |                       |  |  |
|------|----------------|-------------------------------------|----------------------|-----------------------|----------------------|-----------------------|--|--|
|      | 0→1 / < /      | <i>i</i> =1                         | <i>i</i> =2          | <i>i</i> =3           | <i>i</i> =4          | <i>i</i> =5           |  |  |
| He   | 24,5           | $2,1\cdot10^{-16}$                  | $4,7.10^{-16}$       | -                     | -                    | -                     |  |  |
| N    | 14,5           | 8,9·10 <sup>-16</sup>               | $2 \cdot 10^{-15}$   | $3,2\cdot10^{-15}$    | $4,5 \cdot 10^{-15}$ | $5,8\cdot10^{-15}$    |  |  |
| Ne   | 21,5           | $3 \cdot 10^{-16}$                  | $6,7 \cdot 10^{-16}$ | $1,1\cdot 10^{-15}$   | $1,5.10^{-15}$       | $2 \cdot 10^{-15}$    |  |  |
| Ar   | 15,7           | $7,16\cdot10^{-16}$                 | $1,6\cdot 10^{-15}$  | $2,6\cdot10^{-15}$    | $3,6\cdot 10^{-15}$  | $4,7.10^{-15}$        |  |  |
| Xe   | 12,1           | $1,47 \cdot 10^{-15}$               | $3,3\cdot10^{-15}$   | $5,31 \cdot 10^{-15}$ | $7,4\cdot 10^{-15}$  | 9,6·10 <sup>-15</sup> |  |  |

Значення перерізів перезарядки, що розраховані за формулою (1.3).

Наступними процесами, що приводять до перерозподілу іонів за зарядністю, є зіткнення між іонами:  $A_1^{i+} + A_2^{k+} \rightarrow A_1^{i+1} + A_2^{k-1}$  і  $A_1^{i+} + A_2^{k+} \rightarrow A_1^{i+} + A_2^{(k+1)+} + e$ .

Внеском цих процесів у перерозподіл за зарядністю іонів слід знехтувати, оскільки максимуми їх перерізів ( $\sigma < 10^{-17}$  см<sup>2</sup>) перебувають при енергії іонів вище 10 кеВ, а в розряді компактних ДБІ (типу Пеннінга, дуоплазматрон) енергія іонів у плазмі на кілька порядків менше.

Ще один процес, який приводить до зниження концентрації іонів (*n<sub>i</sub>*) у плазмі – це їх дифузія з об'єму плазми з наступною рекомбінацією або нейтралізацією на стінках камери ДБІ. У загальному виді коефіцієнт дифузії іонів має вигляд виразу [24]:
$$\frac{dn_i}{dt} = -\frac{n_i}{\tau_i}, \qquad (1.4)$$

де  $\tau_i$  – час життя іона (с) із зарядністю (*i*).

Слід зазначити, що коефіцієнт дифузії іонів залежить від параметрів плазми конкретного ДБІ (температури іонів і електронів, частоти зіткнень у плазмі) і від значення й розподілу магнітної індукції в камері ДБІ.

Таким чином, розподіл іонів за зарядовим станом залежить від концентрації електронів ( $n_e$ ), їхнього розподілу за енергіями, часу утримання іонів ( $\tau_c$ ) і концентрації нейтральних атомів ( $n_0$ )

Для більшості ДБІ рівняння балансу [24] за зарядовим станом атомарних іонів можливо представити у загальному виді, якщо знехтувати процесами іонно-атомних зіткнень і рекомбінацією іонів при зіткненні з електронами:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{\nu=0}^{i-1} n_{\nu} n_e \langle \nu_e \sigma_{\nu \to i} \rangle - n_i n_e \left( \sum_{\nu=i+1}^{i_M} \langle \nu_e \sigma_{i \to \nu} \rangle \right) - \frac{n_i}{\tau_c} = 0, \qquad (1.5)$$

де  $i_M$  - максимальна зарядність іонів,  $n_e$ ,  $n_v$ ,  $n_i$  – густина електронів, нейтральних атомів і іонів (см<sup>-3</sup>),  $v_e$  – швидкість електронів (см/с),  $\sigma_{v \to i}$  і  $\sigma_{i \to v}$  – перерізи іонізації атомів електронним ударом (см<sup>2</sup>),  $\tau_c$  – час утримання іонів (с).

У правій частині рівняння (1.5) (з урахуванням одноступінчатого й багатоступінчатого процесів) перша частина відповідає утворенню іонів із зарядом (i), друга – утворення іонів із зарядом (i+1) і третя частина – втрата іонів іона із зарядом (i) за рахунок дифузії.

Таким чином, виходячи з аналізу процесів утворення багатозарядних іонів і втрати ними зарядності, сформулюємо загальні вимоги, яким повинні задовольняти ДБІ:

1. Наявність у розряді електронів високої енергії, здатних проводити іонізацію атомів до високих значень зарядності, і їх висока густина.

- Максимально можливе значення добутку значень концентрації електронів на час утримання іонів у плазмі (розряді).
- 3. Низька густина нейтральних атомів для зменшення втрат зарядності іонів у результаті перезарядки на атомах.

# 1.2. Джерела багатозарядних іонів для електростатичних прискорювачів. Специфічні вимоги до джерела багатозарядних іонів газів електростатичного прискорювача «Сокіл»

В прискорювальній техніці широко використовуються два методи одержання багатозарядних іонів: обдирання швидких іонів (енергія іонів порядку 1 МеВ на нуклон) і утворення іонів за допомогою електронного удару [24] у джерелах багатозарядних іонів.

Перший метод, у нашому випадку, не представляє інтересу, оскільки вимагає внесення істотних змін у конструкції малогабаритного ЕП, хоча широко використовується на перезарядних ЕП (тандемного типу). Другий метод більш прийнятний, оскільки дозволяє отримувати пучки багатозарядних іонів газів за допомогою ДБІ, спеціально розроблених для різних модифікацій ЕП [2].

З огляду на те, що ДБІ є частиною прискорювача, то він повинен відповідати експлуатаційним вимогам, тобто мати певні якісні характеристики, серед яких виділяють:

- наявність у пучку необхідних іонних компонент (БІ);
- розподіл за зарядовим станом іонів у пучку;
- інтенсивність струму іонів пучка;
- ефективність іонізації;
- ресурс роботи джерела;
- споживана потужність;

• наявність системи електроживлення і керування джерелом іонів, яке являє собою цілий комплекс із механічних, електричних, температурних і вакуумних обмежень.

Фактично цей перелік характеристик ДБІ пояснює наявність величезної кількості їх типів і модифікацій, які використовуються для різних прикладних і фундаментальних досліджень.

Для отримання і прискорення багатозарядних іонів газів на малогабаритному ЕП «Сокіл» необхідно виконання наступних вимог до ДБІ:

- незначні напуски робочого газу (Q<10<sup>-4</sup> м<sup>3</sup>·Па/с) для забезпечення високого вакууму у трубці прискорювача;
- споживана потужність не більш 150 Вт [39];
- обмеження за величиною струму іонів пучка, оскільки для електростатичних прискорювачів Ван де Граафа необхідно виконання умови [40]:

$$I_{_{3арядки}} = I_{_{корони}} + I_{_{diльника}} + I_{_{nyчкa}} + I_{_{втрат}};$$
(1.6)

- джерело повинно мати незначну масу (порядку 4 кг), щоб не перевантажувати трубку прискорювача горизонтального типу;
- незначні габарити для розміщення у BBE і простоту в керуванні [41];
- відсутність примусової системи охолодження;
- термін служби більш ніж 150 годин.

Виходячи з вище сказаного, необхідно провести аналіз усіх типів ДБІ з метою визначити тип джерела як найбільш відповідного вимогам експлуатації на ЕП «Сокіл».

Всю сукупність джерел багатозарядних іонів [35] слід розділити на три типи: лазерні джерела, джерела з електронним пучком і плазмові.

Існує класифікація плазмових іонних джерел [42] за способом одержання газового розряду. Якщо врахувати, що важливу роль у формуванні розряду

відіграє емітер електронів - катод, то цю ознаку слід використовувати для розділення плазмових джерел на три основні групи:

- 1. Джерела з розжарюваним катодом джерела із прямим дуговим розрядом і розрядом з осциляцією електронів у магнітному полі (дуоплазматрон).
- 2. Джерела з холодним катодом джерела з імпульсним або стаціонарним тліючим розрядом у магнітному полі (розряд Пеннінга).
- 3. Джерела з високочастотним розрядом, у яких процеси на електродах не відіграють істотну роль у формуванні розряду. До даної групи слід віднести імпульсні або стаціонарні ВЧ-джерела з лінійним або кільцевим розрядом із наявністю розподілу магнітного поля, а також НВЧ- джерела й ЕЦРджерела.

#### 1.2.1. Лазерні джерела

Лазерні джерела іонів широко використовуються для одержання багатозарядних іонів із твердотільних мішеней [35].

Характерними рисами лазерних джерел є:

- значна кількість іонів у імпульсі;
- висока ефективність іонізації;

• наявність спрямованих викидів плазми із мішені, які можуть бути орієнтовані уздовж осі витягування;

• одержання іонів усіх твердотільних матеріалів, а також іонів газів, що утримуються в матеріалі мішені;

 відсутність газу-носія, тому джерело працює при досить високому вакуумі;

• можливість одержання пучка іонів безпосередньо із плазмового струменя завдяки спрямованій швидкості поширення іонів.

Недоліком даного типу джерела є виникнення кратера в місці фокусування лазера за певний період часу роботи, у результаті чого знижується

інтенсивність плазмового струменя, а також наявність значного розкиду іонів за енергіями.

Результати з використання лазерних джерел на ЕП для одержання багатозарядних ioнiв is твердотiльних мiшеней, представленi в роботах [43-46].

#### 1.2.2. Джерела з електронним пучком

Іонне джерело з електронним пучком (ІДЕП) [35, 47] – це прилад для одержання багатозарядних іонів, основним процесом утворення яких є багатоступінчата іонізація. У цьому випадку важливу роль відіграє фактор іонізації ( $j \cdot \tau_c$ ). ІДЕП має ряд модифікацій, які пов'язані із системою інжекції електронного пучка в магнітний уловлювач джерела (із зануреною електронною гарматою в магнітне поле або із зовнішньою); за способом утворення магнітного поля (постійні магніти або соленоїд з нормальною провідністю (до 0,1 Тл), криогенні – з надпровідним соленоїдом (до 1 Тл)).

Опис компактного ІДЕП (micro-ebis), який може бути використаний на електростатичних прискорювачах, було представлено в роботі [48]. Магнітне поле в джерелі створюється за допомогою постійного кільцевого магніту з Fe-Nd-В (20 мм внутрішній діаметр, 50 мм зовнішній і товщиною 20 мм) і двох магнітопровідних фланців із заліза. Виміряне значення магнітної індукції на осі джерела складає 0,42 Тл. Електронний пучок (зі струмом кілька міліамперів і енергією 2 кеВ) з ВаО катода, діаметр якого рівний 2 мм, інжектується в камеру дрейфу, яка являє собою трубку з алюмінію діаметром 6 мм і довжиною 30 мм. Система первинного формування пучка складається з витягаючого електрода і одиночної лінзи. Під час випробувань відкачка вакуумної системи забезпечувалась за допомогою двох турбомолекулярних насосів та кріонасоса, що забезпечило тиск у камері джерела на рівні 1.10<sup>-5</sup> Па. Були отримані пучки іонів Ne<sup>7+</sup> і Ar<sup>9+</sup>.

Характерною рисою даного типу ДБІ є висока ефективність при одержанні БІ. Однак використання такого типу джерела на ЕП пов'язане із труднощами по забезпеченню високого вакууму, що важко здійсненне на ЕП. Це приводить до втрат БІ у результаті перезарядки і часткової нейтралізації за рахунок наявності високого тиску у початковій частині трубки прискорювача.

#### 1.2.3. Дуоплазматрон

Характерною рисою даного типу джерела є подвійне контрагування плазми. Першим – «механічне», забезпечується за допомогою геометрії проміжного електрода. Другим – магнітне, дією неоднорідного магнітного поля. Топографія магнітного поля залежить від геометрії електродів, а також від їх матеріалу. Магнітне поле відіграє важливу роль у формуванні поперечного перерізу розряду. Саме це приводить до виникнення стрибка потенціалу у контрагованій плазмі і, отже, до утворення пучка електронів високої концентрації з більш спрямованими швидкостями. Цим пояснюється велике негативне анодне падіння потенціалу. Наявність пучка електронів високої концентрації забезпечує високий ступінь іонізації газу, а подвійне контрагування – високу яскравість пучка іонів дуоплазматрона, що має прикладний інтерес у використанні даного типу джерела.

Дуоплазматрон, як джерело багатозарядних іонів, не знайшов широкого застосування для малогабаритних ЕП, через значну споживану потужність у розряді (близько 1 кВт) і досить складної системи електроживлення й керування [49-51].

#### 1.2.4. ВЧ і НВЧ джерела

У зміннім електричнім полі (із частотою від 0,001 – 0,1 ГГц) вільні електрони можуть одержувати енергію, достатню для збудження і іонізації нейтральних атомів або молекул. Даний спосіб широко використовується для генерації плазми у високочастотних джерелах іонів.

ВЧ-джерела іонів є одним з найпоширеніших типів джерел іонів для ЕП Ван де Граафа. Основними перевагами ВЧ-джерел є високий вихід протонів (порядку 80%), низький розкид іонів за енергіями, відносно висока яскравість пучка [42], простота у керуванні, що забезпечує широке застосування даного типу джерел на ЕП.

Збудження високочастотного розряду змінним електричним полем може здійснюватися за допомогою внутрішніх або зовнішніх електродів (рис. 1.6).

Для отримання багатозарядних іонів представляє інтерес ВЧ-джерела з Е-розрядом (рис. 1.5 (а, б)). При низькому тиску газу у джерелі може спостерігатися особлива форма розряду – з електронною емісією з електродів або стінок розрядної камери (резонансний високочастотний розряд) [42].



Рис. 1.5. Способи збудження високочастотного розряду в ВЧ-джерелі: (а, б) – Е-розряди (лінійні) із внутрішніми електродами й зовнішніми електродами, в – Н-розряд (індукційний) [42].

Коли у ВЧ-джерелі, при низькому тиску, енергія і густина електронів достатня для ефективної іонізації, то можливо одержання незначної кількості багатозарядних іонів.

Прикладом можуть служити ВЧ-джерела з Е-розрядом, які використовувалися для одержання пучків двозарядних іонів гелію [52-54]. Основним недоліком даного типу джерел для отримання багатозарядних іонів газів є наявність електронів з енергіями, недостатніми для одержання іонів високої зарядності, а ще, для отримання іонів з низькою зарядністю, необхідне введення у розряд значної потужності - порядку сотень Ват.

Підвищення частоти змінного електричного поля стало основою для розвитку ще одного типу джерел зі НВЧ-розрядом (НВЧ-джерела працюють на частоті від 1 до 10 ГГц), за допомогою якого утворюють пучки іонів газів, у тому числі і на ЕП. Прикладом може служити інжектор для ЕП зі СВЧджерелом, опис якого представлено у роботі [55]. Висока споживана потужність (порядку 1 кВт), наявність електронів з низькою енергією і як результат - низький вихід багатозарядних іонів, усе це в комбінації зі складною системою електроживлення і керування є обмеженням з використання на малогабаритних ЕП.

#### 1.2.5. Джерела з електронно-циклотронним резонансом

Джерела з ЕЦР є одними з перспективних для утворення плазми з високим вмістом багатозарядних іонів.

При введенні в плазму електромагнітного випромінювання мікрохвильового діапазону (ГГц) із частотою рівній циклотронної частоті електронів ( $f_{pes} = 2,8 \cdot B$ , де B – напруженість магнітного поля у кГс) відбувається поглинання електронами енергії електромагнітного випромінювання [35] (умова електронно-циклотронного резонансу).

Характерною рисою даного типу джерела є наявність складної магнітної системи уловлювача, що забезпечує утримання іонів, і відповідно, вимагає збільшення габаритів, ваги самого джерела й споживаної потужності.

Використання ЕЦР-джерела з високим виходом БІ при наявності значних габаритів, вазі і споживаної потужності можливо тільки на великогабаритних ЕП вертикального типу, з використанням складних систем електроживлення і керування. Прикладами є ЕЦР-джерело (Microgan ECR Pantechnik) [56] і BECRIS [57].

#### 1.2.6. Джерела типу Пеннінга

Джерела типу Пеннінга (PIG) дуже широко використовуються для одержання багатозарядних іонів, у тому числі і на ЕП. Основною перевагою даного типу джерел для БІ є наявність високовольтної форми розряду. Осциляція електронів високої енергії на осі джерела між катодами через циліндричний анод забезпечується за рахунок високовольтного електричного поля, а їх утримання в радіальному напрямку – за рахунок магнітного поля (≈ 0,1 Тл). Джерела типу Пеннінга мають різні модифікації: з поперечним або поздовжнім витягуванням іонів; газові і з розпиленням; з холодним катодом або з «гарячим» катодом. Цим і пояснюється інтерес і широке використання даного типу джерел у науково-практичних цілях.

Використання даного типу джерел на ЕП обумовлено наявністю наступних характеристик: незначна споживана потужність і достатньо високий вихід багатозарядних іонів газів, незначні габарити, простота в керуванні.

Для ЕП Ван де Граафа вертикального типу було розроблено кілька типів інжекторів багатозарядних іонів газів на базі джерела типу Пеннінга з холодними катодами і аксіальною системою витягування іонів, які являють собою досить складні великогабаритні системи інжекції. Опис інжектора багатозарядних іонів на базі джерела типу Пеннінга [4], що складається з одиночної лінзи й ММА, представлений у роботах [58, 59], а в роботах [60-62] був використаний фільтр Віна. Використання запропонованих систем інжекції на малогабаритних ЕП горизонтального типу обмежено через наявність значних габаритів і ваги, споживаної потужності й складної системи електроживлення і керування.

Більш підходящим варіантом інжектора на базі джерела типу Пеннінга для ЕП горизонтального типу є інжектор, описаний у роботах [63, 64]. Магнітне поле у джерелі створюється за допомогою постійних магнітів (ферити або SmCo), а система первинного формування й інжекції має просту конструкцію (використовуються електроди витягування та фокусування іонів для інжектора на базі ВЧ-джерела, High Voltage Engineering Co, USA ЕП Ван де Граафа серії KN 4000).

## 1.3. Застосування багатозарядних іонів газів на ядерно-фізичній установці ЕП «Сокіл»

Одним з важливих параметрів пучка прискорених іонів малогабаритних прискорювачів, які використовуються в ЯФМА, є енергія іонів. Від енергії іонів залежить не тільки товщина аналізованого шару, а також характер взаємодії з атомами мішені:

- зворотне резерфордівське розсіювання (ЗРР),
- резонансне пружне розсіювання,
- збудження ядер,
- збудження атомних оболонок ядер (ХРВ)
- ядерні реакції.

У спрощеній класичній моделі ЛШШ (Лінхарда-Шарфа-Шіотта) [65] для ізотропної або аморфної напівнескінченної мішені стверджується, що розсіювання іонів у мішені носить випадковий характер, а розкид їх пробігів описується функцією Гауса.

Повний пробіг  $R_0$  іона з початковою енергією  $E_0$  описується формулою:

$$R_0 = \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_n + S_e},$$
 (1.7)

де  $S_n$  – поперечний переріз ядерного гальмування (ядерна гальмівна здатність),  $S_e$  – поперечний переріз електронного гальмування (електронна гальмівна здатність), а енергія іонів визначається різницею потенціалів, під дією якої іони прискорюються, і вона дорівнює:

$$E_0 = qU = eiU , \qquad (1.8)$$

де *i* – зарядовий стан іона.

Таким чином, одержання багатозарядних іонів на ЕП забезпечує реалізацію ЯФМА на більші глибини в порівнянні з однозарядними іонами.

Для визначення можливостей методики ЗРР, були проведені розрахунки пробігу [66] іонів <sup>4</sup>Не й ефективної глибини аналізу для енергій 1,8 і 3,6 МеВ для різних типів мішеней. Розрахункові дані представлено у таблиці 1.3.

Таблиця 1.3.

| Мішень                         | Густина           | Пробіг <sup>4</sup> Не / | Пробіг <sup>4</sup> Не /      |
|--------------------------------|-------------------|--------------------------|-------------------------------|
|                                | г/см <sup>3</sup> | $3P E(^{4}He)=1,8MeB$    | 3P E( <sup>4</sup> He)=3,6MeB |
| Si                             | 2,32              | 6,44 мкм / 1,93 мкм      | 15,36 мкм / 5,12 мкм          |
| SiO <sub>2</sub>               | 2,65              | 5,22 мкм / 1,56 мкм      | 12,08 мкм / 4,02 мкм          |
| Ni                             | 8.92              | 3,23 мкм / 0,96 мкм      | 6,77 мкм / 2,03 мкм           |
| Zr                             | 6,49              | 3,8 мкм/ 1,14 мкм        | 8,99 мкм / 2,9 мкм            |
| ZrO <sub>2</sub>               | 5,68              | 3,52 мкм / 1,05 мкм      | 10,28 мкм / 3,42 мкм          |
| Та                             | 16,6              | 2,89 мкм / 0,86 мкм      | 6,25 мкм / 2,08 мкм           |
| Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> | 8,23              | 3,89 мкм / 1,16 мкм      | 8,6 мкм / 2,86 мкм            |

Пробіги іонів  $R(E_0)$  і розрахункова глибина аналізу  $0,3 \times R(E_0)$  методики ЗР на пучках <sup>4</sup>Не з енергією 1,8 і 3,6 МеВ.

Як видно із таблиці 1.3 ефективна глибина аналізу  $(0,3 \times R(E_0))$ , де R величина пробігу іонів аналізуючого пучка з енергією  $E_0$  за допомогою методики ЗР на пучках іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> приблизно у 2,5 рази більше у порівнянні з методикою ЗР на пучках <sup>4</sup>He<sup>+</sup>.

Також слід враховувати, що отримання пучків <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> на малогабаритному ЕП «Сокіл», дозволяє використовувати резонанси пружного розсіювання на легких ядрах [67], максимуми яких перебувають вище енергетичного діапазону прискорених іонів <sup>4</sup>He<sup>+</sup> ЕП «Сокіл».

Також слід зазначити, ЩО використання прискорених пучків багатозарядних іонів газів при реалізації методики ЗР у порівнянні з пучком протонів при однаковій геометрії експерименту має переваги, що є важливим при проведенні аналізу тонких покриттів, у тому числі у багатошарових. У загальному випадку роздільна здатність по глибині залежить від енергії налітаючої частинки, кінематичного фактора пружного розсіювання, гальмівних втрат у мішені і кута реєстрації ЗР частинок [68]. Роздільна здатність  $\Delta t$  по глибині має вигляд виразу:

$$\Delta t = \frac{\Delta E_1}{K \left( \frac{dE}{dx} \right)_{ex} + \left( \frac{dE}{dx} \right)_{eux} / \left| \cos \theta \right|},$$
(1.9)

де K - кінематичний фактор пружного розсіювання,  $\Delta E_1$  - роздільна здатність за енергією,  $(dE/dx)_{ex}$  і  $(dE/dx)_{eux}$  - загальні значення гальмівних втрат частинок на вході і вході із мішені й  $\theta$  - кут розсіювання. Детально теоретичні основи методики ЗР представлено у підрозділі 4.4.3.

Таким чином, отримання багатозарядних іонів газів на малогабаритних ЕП розширює аналітичні можливості методик ЯФМА (діапазон енергії прискорених іонів, роздільна здатність по глибині і глибина аналізу), а також можливості малогабаритних установок, як приладу для іонного опромінення.

#### 1.4. Обґрунтування досліджень

Для отримання, прискорення й застосування пучків багатозарядних іонів для ЯФМА і іонного опромінення на малогабаритній ядерно-фізичній установці «Сокіл» необхідно розв'язати ряд наукових і експериментальних завдань комплексно, а саме:

- 1) розробити експериментальний зразок компактного ДБІ газів, який задовольняє вимоги експлуатації на ЕП «Сокіл»;
- встановити закономірності виходу багатозарядних іонів (He, Ne, Ar) залежно від робочих параметрів ДБІ;
- визначити первинні характеристики пучка ДБІ: розподіл густини іонів по поперечному перерізу пучка і розкид іонів за енергіями від параметрів розряду;
- 4) розв'язати завдання за узгодженням первинних характеристик пучка з оптичними параметрами трубки ЕП «Сокіл»;
- 5) розробити інжектор багатозарядних іонів газів на ЕП «Сокіл» із системою електроживлення і керування, що задовольняє вимогам експлуатації;
- 6) теоретично обгрунтувати і розробити експериментальну методику зі зменшенню вмісту іонів молекулярного водню H<sub>2</sub><sup>+</sup> у пучку іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> на малогабаритних установках для ЯФМА на базі ЕП, що дозволить удосконалити систему транспортування пучка іонів до експериментальних камер;
- 7) реалізувати розширені можливості методик ЯФМА на пучках іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> і <sup>3</sup>He<sup>2+</sup> ЕП «Сокіл» для визначення стехіометрії, складу і товщини покриттів широкого спектра застосування.

#### 1.5. Висновки

Одержання багатозарядних іонів газів на малогабаритних ядернофізичних установках з ЕП розширює їх можливості при використанні ЯФМА для розв'язання фундаментальних і прикладних задач фізики конденсованого стану, у тому числі і при проведенні неруйнівного контролю одержання покриттів широкого спектра застосування.

Для отримання і прискорення пучків БІ і їх ефективного використання на малогабаритному ЕП Ван де Граафа необхідно розробити інжектор БІ, який

задовольняє вимогам експлуатації і удосконалити систему транспортування пучка іонів до експериментальних камер.

Таким чином, виникає актуальне завдання – одержання пучків багатозарядних іонів газів на малогабаритному ЕП Ван де Граафа горизонтального типу, а також проектування, розробка, випробування і застосування експериментального зразка інжектора МІ газів, що задовольняє вимогам експлуатації.

#### РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ УСТАТКУВАННЯ

У даному розділі представлений опис експериментального устаткування. Усі отримані експериментальні результати слід розділити на дві групи. До першої групи належать дані, отримані при випробуванні ДБІ на стенді [5, 16], до другої – на ядерно-фізичній установці «Сокіл» [23] з вихідними пристроями, а саме: на каналі опромінення [21, 22] і каналі «Універсальна камера» [69].

#### 2.1. Стенд для випробування джерела багатозарядних іонів

Для випробування ДБІ було спеціально розроблено стенд високого вакууму, схема стенда представлена на рис. 2.1.



Рис. 2.1. Принципова схема стенда випробування ДБІ:

1 – ДБІ, 2, 6 – ЦФ, 3 – одиночна лінза, 4 – квадрупольна електростатична лінза,
5 – ММА [70] з датчиком вимірювання магнітної індукції Ш1-8, 7 – вентиль напуску газу в ДБІ, 8 – балон з робочим газом, 9 – турбомолекулярний насос
ТМН-500, 10 – форвакуумний насос, 11 – іонізаційний і термопарний датчики ВІТ-2, 12 – фланець високовакуумної камери.

ДБІ (1) було встановлено на високовакуумну камеру, відкачка якої забезпечувалася з допомогу вакуумного насоса ТМН-500 (9) і форвакуумного насоса (10). Напуск робочого газу в камеру джерела здійснювався за допомогою механічного (голчастого) або біметалічного натікачу (7) [69] із газового балона (8). Контроль тиску в камері здійснювався за допомогою іонізаційної і термопарної ламп ВІТ-2. Робочий тиск у камері стенда під час випробувань ДБІ змінювалося у діапазоні (1,33÷6,65)·10<sup>-4</sup>Па.

Для випробування джерела багатозарядних іонів на стенді були також розроблені і використані наступні регульовані високовольтні джерела електроживлення: розрядної напруги ( $U_a = 0, 2...5$  кВ,  $I_{max} = 10$  мА), напруги електрода витягування іонів ( $U_{eum} = 0...18 \text{ кB}$ ,  $I_{max} = 150 \text{ мкA}$ ) і напруги електрода фокусування іонів ( $U_{\phi o \kappa} = 0...18 \text{ кB}$ ) для електроживлення одиночної лінзи. Утримання вторинних електронів у ЦФ (2, 6), електроживлення квадрупольної електростатичної лінзи і ММА здійснювалося за допомогою подачі відповідних потенціалів напруг 3 універсального джерела електроживлення УДЖ-1. Для вимірювання загального струму іонів після електрода витягування іонів було використано рухомий ЦФ (2) і реєстрація струму велась за допомогою струмового приладу М95. Струм у пучку іонів після ММА вимірювався на ЦФ (6) за допомогою електрометричного підсилювача В5-7.

Стендові випробування ДБІ проходили за наступною схемою. Після одержання високого вакууму у камері стенду (порядку 1,33·10<sup>-4</sup> Па) у камеру джерела (1) за допомогою механічного вентиля або натікача (7) здійснювався напуск робочого газу. За допомогою джерела електроживлення розрядної напруги ( $U_a$ ) підпалювався розряд. Змінюючи розрядну напругу ( $U_a$ ) вимірювали залежність розрядного струму ( $I_p$ ) від розрядної напруги при фіксованому напуску газу у камеру ДБІ. Досліджено залежність загального струму витягнутих іонів ( $I_t$ ) на ЦФ (2) від потенціалу на електроді витягування іонів ( $U_{sum}$ ).

Для фокусування витягнутого пучка іонів з ДБІ на вхід ММА використовувалися одиночна електростатична лінза (3) і електростатична квадрупольна лінза (4). За допомогою ММА (5) були отримані мас-спектри іонів пучка витягнутого з ДБІ.

За допомогою методу затримуючого потенціалу були отримані енергетичні спектри іонів пучка на виході з ДБІ у залежності від параметрів розряду.

Схема експерименту з вимірювання розкиду іонів за енергіями представлена на рис. 2.2 [5]. Для контролю значення кроку за напругою на дільнику напруги (4) у вимірювальній схемі було використано електронний цифровий вольтметр, який перебував під потенціалом аноду ( $U_a$ ).

У якості аналізатора іонів за енергіями було використано сітковий ЕА (2) пролітного типу, на який подавався затримуючий потенціал з дільника напруги, а вимірювання струму іонів здійснювалась за допомогою ЦФ (3). Аналізатор (2) і ЦФ (3) було встановлено на фланці (12) камери стенда випробування.



Рис. 2.2. Схема експерименту з вимірювання енергетичних спектрів іонів: 1 – ДБІ, 2 – сітковий ЕА, 3 – ЦФ, 4 – дільник напруг,

5 – джерело електроживлення розрядної напруги ДБІ.

Високовольтне джерело живлення (5) анодної напруги було використано для підпалювання розряду й регулювання розрядної напруги в ДБІ (1), також паралельно до нього був підключений дільник напруг (4), з якого подавався потенціал на сітковий ЕА (2). Змінюючи кількість резисторів дільника і їх номінал, підбиралися діапазони сканування за енергіями іонів в залежності від розрядної напруги й значення кроку сканування.

ЕА складається із чотирьох сіток, прозорість першої і останньої сітки становила близько 94%, другої і третьої сіток ( $U_3$  – потенціал затримання)  $\approx 44\%$  ( $\emptyset$  мідного дроту – 0,14 мм, розміри вічка – 0,28х0,28 мм). Діаметр пучка іонів на першій сітці не перевищував 20 мм, відстань між сітками – 8 мм, відстань від отвору емісії ДБІ до першої сітки аналізатора – 150 мм,  $\emptyset$  вхідного отвору в ЦФ – 35 мм і довжина ЦФ - 100 мм.

Схема експерименту з вимірювання профілів пучка іонів представлена на рис. 2.3 [5].



Рис. 2.3. Схема вимірювання профілю пучка:

1 – катодний фланець ДБІ, 2 – електрод витягування іонів, 3 – діафрагма з отвором Ø10 мм, 4 – ЦФ, 5 – шток (крок сканування - 1 мм), 6 (а, б) – площини сканування пучка (на відстані від отвору емісії ДБІ 125 і 274 мм відповідно).

Для вимірювання профілю пучка витягнутих іонів з ДБІ проводили сканування пучка іонів за допомогою рухомого ЦФ (4) у двох площинах 6 а й 6 б (вхідний отвір ЦФ - Ø1 мм). Механічна частина ЦФ (4) була встановлена на фланці (12). Рис. 2.1.

За допомогою механічного пристрою забезпечувалось переміщення штока (5) зі ЦФ (4) і проводилося сканування пучка іонів із кроком 1 мм у двох площинах (6 а й 6 б) по черзі.

### 2.2. Ядерно-фізична установка з електростатичним прискорювачем «Сокіл»

В ННЦ ХФТІ в 1983р. була створена малогабаритна ядерно-фізична установка на базі спеціально розробленого ЕП «Сокіл» горизонтального типу [71, 72]. Надалі на установці було проведено кілька модернізацій з метою розширення її аналітичних можливостей [73].



Рис. 2.4. ЕП «Сокіл» с посудиною високого тиску:

- 1 посудина високого тиску (Ø1 м, L=2,5 м), 2 колона з еквіпотенціальними кільцями, 3 трубка прискорювача, 4 BBE, 5 блок зарядки стрічки,
  - 6 генератор напруги (220 В, 400Гц, 150 Вт), 7 система зарядки стрічки,

8 – двигун стрічки, 9 – система натягу стрічки.

Ядерно-фізична установка складається з наступних основних вузлів:

- електростатичного прискорювача (рис. 2.4);
- вихідних пристроїв (рис. 2.6);
- експериментальних камер для застосування набору ядерно-фізичних методів аналізу (рис. 2.6, позиції 1-5);
- вимірювально-обчислювального устаткування.

З самого початку на ЕП «Сокіл» використовувався інжектор на базі ВЧджерела іонів [41], який дає можливість отримувати пучки тільки однозарядних іонів газів. На рис. 2.5 (а, б) показано схему інжектора і зовнішній вигляд.

Даний інжектор було розроблено спеціально для одержання протонів на малогабаритному ЕП горизонтального типу і має наступні параметри:

- напуск робочого газу (водень або гелій) ≤ 0,7  $\cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>·Па/з;
- частота коливань ВЧ генератора 67 МГц;
- загальна споживана потужність  $\leq 200 \text{ Br}$ ;
- загальний струм витягнутих ioнiв 50 мкА;
- витягаюча напруга ≤ 1,2 кВ;
- напруга фокусного електрода ≤ 16 кВ;
- вміст протонів у пучку 70-80%;
- емітанс пучка при енергії іонів 15 кеВ 1,5 см·мрад;
- вага інжектора 3,6 кг;
- керування інжектором здійснюється дистанційно чотирма штангами, які є складовими частинами колони ЕП.



(a)



(б)

Рис. 2.5. Інжектор на базі ВЧ-джерела для ЕП «Сокіл»:

(а) – схема інжектора: 1 – іонізаційна камера (пірекс), 2 – анод, 3 – катод (електрод витягування), 4 – електрод фокусування іонів, 5 – корпус, що складається з електродів і кілець із ультрафарфору, склеєних між собою клеєм БФ-4; 6, 7 – екрани зі скла пірекс;

(б) – інжектор із системою електроживлення і керування.

Розподільний магніт дозволяє відхиляти пучок прискорених іонів заданої маси по п'яти каналам і одночасно є й ММА.



Рис. 2.6. Прискорювач «Сокіл» з вихідними пристроями: 1 – канал ХРВ, 2 – канал «виведення пучка у атмосферу», 3 – канал опромінення, 4 – канал «Універсальна камера», 5 – канал «протонний мікрозонд», 6 – ММА, 7 – ЕП «Сокіл».

На каналах № 1 (кут повороту пучка іонів – 45<sup>0</sup>), №2 і №4 (26<sup>0</sup>) (рис. 2.6) установлені експериментальні камери, які дозволяють проводити дослідження за допомогою наступних ядерно-фізичних методів: миттєвого випромінювання з ядерних реакцій (МВЯР); характеристичного рентгенівського випромінювання, збудженого протонами (ХРВ); зворотного резерфордівського розсіювання (ЗРР); вторинного рентгенівського випромінювання; ядер віддачі.

На каналі №5 (кут повороту пучка іонів – 45<sup>0</sup>) розташований «протонний мікрозонд», який дозволяє проводити дослідження за допомогою методів: ЗР, МВЯР, ХРВ.

Канал №3 (кут повороту пучка іонів – 5,6<sup>0</sup>) дозволяє транспортувати пучки прискорених іонів водню, азоту і інертних газів до ксенону і використовується для опромінення матеріалів.

#### 2.3. Вихід «Канал опромінення»

На виході «Канал опромінення» [21, 22] під час випробувань інжектора багатозарядних іонів газів були отримані дані з розподілу іонів за зарядовим станом у пучку іонів для робочих газів Ne та Ar і визначено значення їх струму; також визначено діаметр пучка іонів Ne<sup>+</sup> за світінням на кварцовій пластині, розташованої у камері опромінення.

#### 2.4. Канал «Універсальна камера»

Експерименти з реалізації ЯФМА на пучках іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> і <sup>3</sup>He<sup>2+</sup> проводилися на каналі «Універсальна камера» [23]. Детальна схема його використаного устаткування представлена на рис. 2.7.

Відкачка камери мішеней (9) до залишкового тиску 10<sup>-4</sup> Па забезпечується турбомолекулярним насосом з азотним уловлювачем, що було розташовано безпосередньо в камері.

У всіх експериментах з реалізації ЯФМА пучок іонів падав на мішеньзразок по нормалі до його поверхні.

Поверхнево-бар'єрний детектор (11), що використовувався для отримання спектрів зворотного розсіювання (3Р) іонів, було встановлено під кутом  $\theta = 170^{0}$  відносно осі пучка.

Si(Li) детектор, що застосовувався для реєстрації протонів з енергією близько 13 MeB з реакції D(<sup>3</sup>He,p)<sup>4</sup>He, було розташовано під кутом 140<sup>0</sup> відносно осі пучка.



Рис. 2.7. Схема експериментального устаткування, розташованого уздовж експериментального виходу «Універсальна камера»:

1 – пристрій, що дозволяє висувати тонку вуглецеву мішень на траєкторію пучка; 2 – діафрагма Ø5 мм; 3 – MMA; 4 – стандартний щілинний прилад у системі стабілізації енергії пучка; 5 – EA; 6 – механічний переривник пучка в системі контролю кількості іонів, що падають на мішень; 7 – детектор для реєстрації розсіяних іонів на обертових лопатках переривника; 8 – щілина 0,9х9 мм; 9 – камера мішеней; 10 – зразок-мішень; 11 – поверхнево-бар'єрний детектор, що реєструє іони, розсіяні на мішені; 12 – Si(Li) детектор.

Стрілкою показано напрямок руху пучка після виходу із прискорювача.

Теоретичний і експериментальний аспекти аналізу зразків за допомогою спектрометрії ЗР (у тому числі, ЗРР і нерезерфордівського розсіювання) докладно викладені в ряді оглядів [65, 74, 75].

Наявність іонів  $H_2^+$  у пучку <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> виникає через присутність залишкового газу  $H_2$  у джерелі, що обумовлено виділенням газів конструкційними матеріалами джерела, а також присутністю парів води і масла в залишковій атмосфері [52]. У зв'язку із цим виникає завдання зі зменшення вмісту іонів  $H_2^+$ у пучку іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup>.

Для зниження відносного вмісту іонів  $H_2^+$  у пучку іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$ , що падає на мішень, було використано дві методики розділення: за допомогою існуючого

ММА й ЕА і вільних вуглецевих плівок, що були встановлені перед ММА. Детально методики описано у підрозділі 4.4.

Матеріали цього розділу були опубліковані у роботах [5, 9, 10] і представлені в матеріалах конференцій [14, 16, 18, 21-23].

#### 2.5. Висновки

Експериментальні дослідження, представлені у дисертаційній роботі, складаються із двох частин.

У першій частині досліджень було використано розроблений стенд для випробування ДБІ газів типу Пеннінга. Використання стенду дозволило провести комплексне дослідження первинних характеристик пучка іонів в залежності від параметрів розряду (розрядної напруги і напуску робочого газу): масовий склад, розкид іонів за енергіями, поперечний розподіл густини іонів у пучку.

Друга частина досліджень була проведена на ядерно-фізичній установці ЕП «Сокіл». На виході «Канал опромінення» при випробуванні інжектора багатозарядних іонів, встановленого під високовольтним електродом ЕП «Сокіл», отримані струми пучків багатозарядних іонів Ne i Ar у камері мішеней, також було визначено діаметр пучка іонів Ne<sup>+</sup>.

На виході «Універсальна камера» проведені експерименти з розділення іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$  у загальному пучку Реалізовано дві методики: перша з використанням тонких вуглецевих плівок (79 і 300 нм) і друга – розділення за допомогою існуючого ММА й ЕА.

На виході «Універсальна камера» отримані пучки іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  з низьким вмістом іонів  ${}^{H_2^+}$ , і пучок іонів  ${}^{3}\text{He}^{2+}$  з енергіями до 3,6 МеВ, які були використані для проведення аналізу тонких покриттів широкого спектра застосування за допомогою ЯФМА.

Використання представленого устаткування дозволило розв'язати ряд завдань, пов'язаних з виконанням дисертаційного дослідження.

## РОЗДІЛ З. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ОСНОВНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЖЕРЕЛА БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ

У даному розділі представлений опис конструкційних особливостей компактного ДБІ газів типу Пеннінга [3], розробленого з урахуванням загальних і специфічних вимог з боку малогабаритного ЕП «Сокіл». При виконанні стендових випробувань експериментально отримані дані з таких параметрів джерела, як розрядна напруга, напуск робочого газу (неон, аргон, гелій і водень). Досліджені розподіл за енергіями іонів загального струму витягнутого пучка з ДБІ. Отримані дані по кутовому розподілу іонів у пучку [5]. Під час випробувань отримано струм пучків багатозарядних іонів неону, гелію, аргону й пучки іонів водню. Проведено розрахунковий аналіз виходу багатозарядних іонів газів [6] та іонів водню з ДБІ.

# 3.1. Конструкційні особливості джерела багатозарядних іонів типу Пеннінга для електростатичного прискорювача «Сокіл»

З аналізу літературних даних по процесам утворення БІ в ДБІ для ЕП [2], а так само, враховуючи попередній досвід розробки ДБІ для ЕП [76] у лабораторії електрофізичної апаратури ІФТТМТ ННЦ ХФТІ слідує, що найбільш відповідає вимогам експлуатації на малогабаритному ЕП джерело іонів типу Пеннінга з високовольтним розрядом, холодними катодами й поздовжнім витягуванням іонів.

Основними перевагами даного типу ДБІ перед іншими типами джерел багатозарядних іонів є:

наявність електронів з високими енергіями при високовольтній формі
 розряду і як наслідок - відносно високий вихід багатозарядних іонів при
 порівняно низькій споживаній потужності (<25 Вт);</li>

- стабільність горіння розряду в діапазоні робочих напусків <10<sup>-4</sup> м<sup>3</sup>·Па/с;

– можливість одержання однорідного розподілу магнітного поля за допомогою використання постійних магнітів і системи з магнітопровідних елементів конструкції ДБІ, що забезпечує зменшення загальної ваги конструкції джерела (порядку 4 кг), споживаної потужності, і так само спрощує систему електроживлення і керування ДБІ;

 достатньо довгий ресурс роботи (більш 200 годин) при реалізації високовольтної форми горіння розряду з Ne, після оптимізації конструкції джерела.

З урахуванням вище вказаних вимог, було розроблено конструкцію компактного ДБІ типу Пеннінга для малогабаритного ЕП «Сокіл» горизонтального типу. Схема й зовнішній вигляд ДБІ представлені на рис. 3.1.

Корпус джерела складається з катодних фланців (4) і циліндричної вставки (3). Катодні фланці стягнуті між собою за допомогою накидних фланців і шпильок зі сталі 12Х18Н10Т. Катоди (7) виготовлені з танталу і кріпляться до катодних фланців. Анод джерела (6) виготовлений з молібдену і кріпиться на трьох шпильках до анодного фланця (1). Постійні кільцеві магніти (5) і катодні фланці (4) утворюють магнітну систему джерела. Усі інші конструкційні елементи виготовлені з немагнітних матеріалів, що забезпечило однорідність розподілу магнітного поля у камері джерела.

Геометричні параметри розрядного проміжку джерела, а саме відстань між катодами (28 мм), довжина анода (24 мм) і його внутрішній діаметр (8 мм), були обрані згідно з даними, представленими у роботі [4]. На думку авторів, розрядний проміжок між катодами з танталу і анода з молібдену такої геометрії, забезпечує максимальний вихід багатозарядних іонів при високовольтній формі горіння розряду. Довжина анода і однорідний розподіл магнітного поля по осі джерела дозволяють сформувати вузький пучок приосьових осцилюючих електронів, і тим самим забезпечити стабільність горіння розряду при високих розрядних напругах і малих напусках робочих газів.





Рис. 3.1. Схема (а) і зовнішній вигляд (б) ДБІ:

1 – фланець анодний, 2 – ізолятор, 3 – циліндрична вставка (сталь 12Х18Н10Т),

4 – фланці катодні (сталь-10), 5 - магніти постійні (ферити), 6 – анод

циліндричний, 7 – катоди, 8 – циліндрична вставка із кварцу.

Також важливим є матеріал катодів, оскільки він впливає на параметри розряду в джерелі. У роботі [77] було представлено перелік матеріалів, які часто використовуються в джерелах іонів, основними характеристиками яких є: потенціал підпалювання розряду і втрати при розпиленні іонами.

Дані зі значень потенціалів запалювання і втрат при розпиленні іонами молекулярного водню представлено в таблиці 3.1 [77].

Таблиця 3.1.

| Mananian   | Потенціал запалювання розряду, | Втрати при розпиленні для H <sub>2</sub> |  |  |
|--|--------------------------------|--|--|--|
| матеріал   | $U, \mathrm{B}$                | (мг/А·год)                               |  |  |
| Матеріали з низьким потенціалом підпалювання розряду |                                |  |  |  |
| Al+O <sub>2</sub>                                    | 350                            | <29                                      |  |  |
| Mg+O <sub>2</sub>                                    | 400                            |  |  |  |
| Be+O <sub>2</sub>                                    | 300                            |  |  |  |
| Fe   | 400-500                        | 68                                       |  |  |
| U  | 500-800                        | <30                                      |  |  |
| Ti   | 800-1000                       | <30                                      |  |  |
| Матеріали з високим потенціалом підпалювання розряду |                                |  |  |  |
| Ni   | 3600                           | 65                                       |  |  |
| Zn   | 3600                           | 340                                      |  |  |
| Al   | 3500                           | 29                                       |  |  |
| Cu-Zn  | 2800                           |  |  |  |
| Монель   | 2800                           |  |  |  |
| Cu   | 2300                           | 300                                      |  |  |
| С  | 2300                           | 262                                      |  |  |
| W  | 2100                           | 57                                       |  |  |
| Mo   | 1800                           | 56                                       |  |  |
| Та   | 1700                           | 16                                       |  |  |

Параметри катодних матеріалів [77].

З аналізу даних, представлених у таблиці 3.1, слідує, що для формування низьковольтної форми розряду в джерелі необхідно використовувати матеріал для катоду виготовленого з алюмінію з оксидним шаром, оскільки він має найменший потенціал підпалювання і незначні втратами при розпиленні іонами. Однак використання такого роду матеріалу для катода не сприяє підвищенню вмісту БІ в розряді джерела типу Пеннінга, оскільки має місце низьковольтна форма горіння розряду, для якої характерні низькі розрядні напруги й більші розрядні струми. Також вкрай не бажано використовувати магнітні матеріали для катодів, оскільки у процесі їх розпилення на поверхнях конструкційних елементів у камері джерела формується покриття з розпиленого магнітного матеріалу, наявність якого може внести неоднорідність у розподіл магнітного поля у розрядній області.

Для формування високовольтної форми розряду найбільш підходящим матеріалом для катоду є тантал, оскільки забезпечує достатньо високий потенціал підпалювання розряду, що важливо для одержання багатозарядних іонів, і має низькі втрати при розпиленні. У зв'язку з цим, вибір матеріалу для катодів з танталу є цілком обґрунтованим.

Як показав досвід експлуатації, час безперервної роботи джерела даного типу обмежується часом розпилення катодів, а також утворенням покриттів у вигляді плівки з катодного матеріалу на аноді і камері джерела. При відшаровуванні плівки можливе електричне замикання розрядного проміжку. Для збільшення строку роботи джерела була виготовлена циліндрична вставка із кварцу, яка була розміщена у камері джерела. Частина розпиленого матеріалу катодів осідала на стінці внутрішньої частини циліндричної вставки. Внутрішня частина циліндра проходила механічну обробку, що забезпечило утворення розвиненої поверхні. При випробуваннях ДБІ встановлено, що нанесені покриття мають покращені адгезійні властивості, і електричне замикання розрядного проміжку джерела більш не спостерігалося. На рис. 3.2 показана фотографія циліндричної вставки із кварцу, аноду (6) і катодів (7) з танталу (рис. 3.1). На циліндричній вставці із кварцу (1) присутня наявність трьох прозорих областей (тіні шпильок тримача аноду) і область нанесеного покриття після тривалого періоду роботи ДБІ.



Рис. 3.2. Елементи конструкції ДБІ:

1 - циліндрична вставка із кварцу (довжина 29 мм, зовнішній Ø33 мм, внутрішній Ø29 мм), 2 –анод, 3 – катоди з танталу (Ø11 мм, Ø отвору емісії 1 мм).

Важливою характеристикою джерела типу Пеннінга є однорідність розподілу магнітного поля і величина магнітної індукції. Однорідне магнітне поле на осі джерела забезпечує формування плазмового «шнура» уздовж траєкторій осцилюючих електронів між катодами через циліндричний анод і зменшує їхні втрати із зони розряду на анод і стінку камери ДБІ.

У ДБІ для одержання магнітного поля можуть бути використані, як і соленоїди, так і постійні магніти. Оскільки для соленоїда необхідно в системі електроживлення інжектора мати додаткове джерело живлення, то використання постійних магнітів має свої переваги. У нашому випадку була використана система, що складається з двох постійних кільцевих феритів (зовнішній Ø89 мм внутрішній Ø39 мм) і магнітопроводу - два катодні фланці (рис. 3.1, поз. 4). При розробці такої магнітної системи, необхідно було

забезпечити однорідність розподілу магнітного поля по осі ДБІ й максимально можливе значення магнітної індукції.

З метою визначення оптимального діаметра магнітопровідних фланців для одержання максимально можливого значення магнітної індукції при заданих геометричних розмірах кільцевих магнітів, було проведено моделювання магнітної системи і визначено розподіл магнітної індукції уздовж осі джерела та її величина при різних діаметрах фланців. На рис. 3.3 (а, б) показана схема вимірювання магнітної індукції у розрядній камері ДБІ.

Спочатку було отримано значення магнітної індукції за допомогою датчика Холу (вимірювач магнітної індукції Ш1-8). Для пари феритів на осі у центрі системи (позиція A) значення магнітної індукції становить  $\approx 0,089$  Тл. Рис. 3.3 (а). Після цього було додано у магнітну систему два катодні фланці, діаметри, яких відповідали зовнішньому діаметру феритів (Ø 89). Зменшуючи крок за кроком діаметри обох катодних фланців, були отримані значення магнітної індукції, позиція A (рис. 3.3 (а)).

На рис. 3.4 (а) показана залежність магнітної індукції від радіуса магнітопровідних катодних фланців. Таким чином слідує, що максимальне значення магнітної індукції *В* досягається при діаметрі магнітопровідних фланців, що дорівнює 65...70 мм, для даної магнітної системи.

На рис. 3.4 б показано розподіл магнітної індукції на осі розрядної камери ДБІ для оптимального значення діаметрів магнітопровідних катодних фланців (Ø 70 мм).

Як видно з рис. 3.4 (б) розподіл магнітного поля на осі джерела фактично є однорідним і середнє значення магнітної індукції на осі джерела дорівнює  $\approx 0,123$  Тл. Незначне відхилення від цього значення спостерігається у діапазоні по (*z*) від 18 до 30 мм. Дані відхилення пов'язані, очевидно, з тим, що для вимірювання розподілу магнітної індукції по осі джерела було використано датчик Холу (Ш1-8), діаметр циліндричного зонду, у котрому вмонтовано датчик, становить 7,6 мм, і для цього необхідно було змінити геометричні параметри вставки у катодний фланець.



Рис. 3.3. Схема вимірювання магнітної індукції у розрядній камері ДБІ.
(а) – вимірювання магнітної індукції у системі із двох феритів (*B* ≈ 0,089 Тл),
(б) – вимірювання магнітної індукції у розрядній камері ДБІ. Z – вісь, уздовж якої проводилось вимірювання розподілу магнітного поля.



Рис. 3.4. (а) – залежність магнітної індукції на осі камери від діаметра фланців, (б) – розподіл магнітної індукції уздовж осі розрядної камери ДБІ.

Відкачка ДБІ здійснювалася через отвір емісії катода (довжина каналу 2 мм і Ø1 мм). Під час випробувань було встановлено, що геометричні розміри каналу дозволяють забезпечити роботу джерела при напуску робочого газу  $Q \le 10^{-4} \text{ м}^3 \cdot \Pi \text{ a/c}$  (розрахункове значення тиску у камері джерела складає  $\approx 0,13 \Pi \text{ a}$ ), з умовою, що залишковий тиск у камері стенду випробування становить на рівні 2,6·10<sup>-4</sup> Па. Одержання високого вакууму в камері стенда випробування необхідно для зменшення втрат багатозарядних іонів при зіткненні з нейтральними атомами і молекулами залишкового газу, а також для забезпечення стабільної роботи електростатичних лінз (рис. 2.1).

Як відомо, одним з обмежень часу роботи джерела є руйнування катодів, при їх бомбардуванні іонами в області розряду. У роботі [78] була запропонована формула для розрахунків залежності часу розпилення катода (*t*) від параметрів горіння розряду, яка має вигляд:

$$t = \frac{\rho \cdot A \cdot D \cdot e \cdot N_A}{M \cdot s \cdot I}, \qquad (3.1)$$

де М – молярна маса іона,  $\rho$  – густина матеріалу катода, A – площа бомбардування іонами, D – товщина катода, e – заряд електрона, s – коефіцієнт іонного розпилення, I – струм іонів на катод,  $N_A$  – число Авогадро.

Розрахунковий час повного розпилення катода з танталу товщиною 2 мм, при використанні робочого газу Ar ( $U_a \approx 3\kappa B$ ,  $I_p = 1$  мA,  $s \approx 1$  [78]), становить згідно з формулою (3.1) близько 30...40 годин.

Для того щоб збільшити час роботи джерела (рис. 3.1), у верхньому катоді (антикатоді) і катодному фланці було зроблено отвір Ø1 мм, що забезпечує проходження іонів з розряду у камеру ізолятора (2) з наступним гальмуванням іонів позитивним потенціалом анодного фланця (1). Дане конструкційне нововведення було реалізовано виходячи з того, що проблема розпилення матеріалу катодного фланця, на якому розміщений антикатод, вирішувалася шляхом удосконалювання добре відомої конструкції джерела [76, 79].

# 3.2. Аналіз виходу багатозарядних іонів газів Ne, Ar, He та іонів водню

Основним завданням стендових випробувань є визначення оптимальних параметрів ДБІ для одержання багатозарядних іонів і також параметрів витягнутого пучка іонів з ДБІ: розкид іонів за енергіями в залежно від режиму горіння розряду, кутовий розподіл іонів і діаметр пучка на відстані від отвору емісії, що формується системою витягування. Дані діаметра пучка і кутового розподілу іонів у пучку необхідні для проведення розрахунків транспортування пучка у трубку прискорювача й визначення робочих параметрів системи електроживлення й керування інжектором (див. Розділ 4.). Під час стендових випробувань були визначені наступні робочі параметри ДБІ:

- залежність розрядного струму (*I<sub>p</sub>*) від розрядної (анодної) напруги (*U<sub>a</sub>*) при фіксованому напуску робочого газу (*Q*) у камеру джерела;

- залежність розрядного струму (*I<sub>p</sub>*) при фіксованій розрядній напрузі (*U<sub>a</sub>*) від величини напуску газу (*Q*);

- залежність загального витягнутого струму іонів ( $I_t$ ) від величини напруги витягування іонів ( $U_{sum}$ ), розрядної напруги ( $U_a$ ), напуску робочого газу (Q);

- залежність виходу багатозарядних іонів від параметрів розряду: розрядної напруги ( $U_a$ ) і напуску робочого газу (Q).

Для визначення розкиду іонів за енергіями було розроблено сітковий ЕА (метод затримуючого потенціалу), який було встановлено разом з ЦФ на фланці (12) (рис. 2.1).

Для вимірювання профілів пучка витягнутих іонів з ДБІ, було використано ЦФ із вхідним отвором 1 мм. Сканування пучка іонів за допомогою ЦФ здійснювалося у двох площинах на різних відстанях (125 і 274 мм відповідно) від отвору емісії, а увесь механізм пристрою сканування пучка іонів було встановлено на фланці (12) (рис. 2.1).

З метою визначення оптимальних робочих параметрів ДБІ і вивчення первинних характеристик пучка іонів, необхідних для розробки системи узгодження характеристик пучка з трубкою прискорювача, були проведені наступні стендові випробування ДБІ.

Стендові випробування ДБІ проводилися із використанням у якості робочих газів неону, аргону, гелію і водню. На рис. 3.5 представлена залежність струму розряду ( $I_p$ ) і загального струму витягнутих із джерела іонів ( $I_t$ ) від різниці потенціалів «анод-катод» ( $U_a$ ) при постійному напуску робочого газу неон.

На представлених залежностях спостерігається два максимуми: перший при значенні  $U_a \approx 2,8$  кВ і другий —  $U_a \approx 4,2$  кВ. Аналогічний ефект спостерігався авторами [4]. Даний ефект пояснюється наявністю оптимальних
умов для горіння розряду, що залежать від співвідношенням величин розрядної напруги  $U_a$ , тиску робочого газу (напуску газу Q) і величини магнітної індукції B.



Рис. 3.5. Залежність струму розряду  $I_p$  і загального струму  $I_t$  від розрядної напруги  $U_a$  при напрузі витягування  $U_{sum}$ =8 кВ і напуску газу  $Q = 3.9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \cdot \Pi a/c.$ 

На рис.3.6 (а, б) представлені залежності струму розряду і струму витягнутих іонів від напуску газу при фіксованих потенціалах на аноді, що відповідають максимумам струму на рис. 3.6.



Рис. 3.6. Залежності розрядного струму  $I_p$  і загального струму  $I_t$  від напуску газу Q для неону при  $U_{sum} = 11$  кВ. (а) — при  $U_a = 2,8$  кВ, (б) — при  $U_a = 4,2$  кВ.

Із аналізу цих залежностей слідує, що при даних значеннях ( $U_a$ ) при збільшенні напуску робочого газу зростає як і струм розряду, так і загальний струм витягнутих іонів.

Із отриманих експериментальних даних, які представлені на рис. 3.6 (а, б), розраховано залежність співвідношення  $I_t/I_p$  у діапазоні робочих напусків, що представлена на рис. 3.7.



Рис. 3.7. Залежність співвідношення загального струму витягнутих іонів *I*<sub>t</sub> до розрядного струму *I*<sub>p</sub> від напуску газу неону в ДБІ.

Із представлених експериментальних даних (рис. 3.6 а, б) слідує, що зміна величини розрядного струму ( $I_p$ ) і загального струму іонів ( $I_t$ ) забезпечується за допомогою регулювання напуску робочого газу в ДБІ при фіксованій розрядній напрузі. Однак слід врахувати, що їх співвідношення при збільшення тиску в ДБІ є спадною залежністю. Як видно з рис. 3.7 максимум співвідношення струмів перебуває в області низьких значень напусків робочих газів. Отримана залежність є важливим результатом, оскільки напуск робочого газу в ДБІ для ЕП є строгим обмеженням.

Для оцінки виходу загального струму іонів із ДБІ від напруги витягування іонів (при постійній розрядній напрузі  $U_a = 4,2$  кВ) були отримані

залежності, що показані на рис. 3.8. Усі криві - залежності виходу загального струму витягнутих іонів із джерела від напруги витягування іонів для різних значень напуску робочого газу Ne (від 4,7·10<sup>-5</sup> до 1·10<sup>-4</sup> м<sup>3</sup>·Па/с).



Рис. 3.8. Залежність виходу загального струму *I<sub>t</sub>* іонів *Ne* від напруги витягування *U<sub>вит</sub>* при різних значеннях напуску газу.

З даних, представлених рис. 3.8 слідує, що збільшення тиску в ДБІ призводить до зростання густини іонного струму у розряді. Таким чином, змінюючи напуск робочого газу і потенціал на електроді витягування, з'являється можливість регулювання загального витягнутого струму іонів ( $I_t$ ) у широкому діапазоні, що необхідно при експлуатації ДБІ на ЕП.

Із отриманих експериментальних даних було визначено газова економічність даного ДБІ. Газова економічність (співвідношення загального витягнутого струму іонів відносно до напуску робочого газу) у нашому випадку складає близько 11 %.



Рис. 3.9. Мас-спектр пучка іонів при роботі ДБІ на неоні.



Рис. 3.10. Мас-спектр пучка іонів при роботі ДБІ на гелії.



Рис. 3.11. Мас-спектр пучка іонів при роботі ДБІ на аргоні.

Під час стендових випробувань було отримано також залежності виходу багатозарядних іонів від параметрів розряду. На рис. 3.12 представлена залежність виходу багатозарядних іонів від різниці потенціалів «анод-катод» при одному з режимів роботи ДБІ. Із рисунка видно, що ця залежність тотожна залежності  $I_p$  і  $I_t$  (рис. 3.5).

Аналогічні дослідження були проведені при використанні у якості робочого газу аргону і гелію (рис. 3.13-3.15).



Рис. 3.12. Залежність струму багатозарядних іонів неону  $(Ne^+, Ne^{2+}, Ne^{3+}, Ne^{4+})$  від  $U_a$  при  $Q = 3.9 \cdot 10^{-5}$  м<sup>3</sup>·Па/с та  $U_{eum} = 8$  кВ.



Рис. 3.13. Залежність струму розряду  $I_p$  і загального струму  $I_t$  від розрядної напруги  $U_a$  при напрузі витягування  $U_{sum}$ =8 кВ і напуску аргону  $Q = 1,67 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \cdot \Pi a/c.$ 



Рис. 3.14. Залежність струму багатозарядних іонів аргону від  $U_a$  при  $Q = 1,67 \cdot 10^{-5}$  м<sup>3</sup>·Па/с та  $U_{sum} = 8$  кВ.



Рис. 3.15. Залежність струму розряду  $I_p$  і загального струму  $I_t$  від розрядної напруги  $U_a$  при напрузі витягування  $U_{sum} = 8$  кВ та напуску гелію  $Q = 2,5 \cdot 10^{-5}$  м<sup>3</sup>·Па/с.

Як відзначалося раніше (Розділ 1), існує два процеси утворення багатозарядних іонів електронним ударом (одноступінчата іонізація і багатоступінчата іонізація.

Для оцінки процесів утворення і втрати іонів у розряді джерела доцільно провести аналіз системи рівнянь балансу для іонів Ne із зарядом i=+1...+4, з урахуванням одноступінчатого і багатоступінчатого процесів іонізації електронним ударом, відповідно до рівняння (1.5). Система рівнянь має вигляд:

$$\frac{dn_{1}}{dt} = n_{e}n_{o}\langle\sigma_{0\rightarrow1}v_{e}\rangle - n_{e}n_{1}\langle\sigma_{1\rightarrow2}v_{e}\rangle - n_{e}n_{1}\langle\sigma_{1\rightarrow3}v_{e}\rangle - n_{e}n_{1}\langle\sigma_{1\rightarrow4}v_{e}\rangle - n_{e}n_{1}\langle\sigma_{1\rightarrow5}v_{e}\rangle - \frac{n_{1}}{\tau_{1}};$$

$$\frac{dn_{2}}{dt} = n_{e}n_{o}\langle\sigma_{0\rightarrow2}v_{e}\rangle + n_{e}n_{1}\langle\sigma_{1\rightarrow2}v_{e}\rangle - n_{e}n_{2}\langle\sigma_{2\rightarrow3}v_{e}\rangle - n_{e}n_{2}\langle\sigma_{2\rightarrow4}v_{e}\rangle - n_{e}n_{2}\langle\sigma_{2\rightarrow5}v_{e}\rangle - \frac{n_{2}}{\tau_{2}};$$

$$\frac{dn_{3}}{dt} = n_{e}n_{o}\langle\sigma_{0\rightarrow3}v_{e}\rangle + n_{e}n_{1}\langle\sigma_{1\rightarrow3}v_{e}\rangle + n_{e}n_{2}\langle\sigma_{2\rightarrow3}v_{e}\rangle - n_{e}n_{3}\langle\sigma_{3\rightarrow4}v_{e}\rangle - n_{e}n_{3}\langle\sigma_{3\rightarrow5}v_{e}\rangle - \frac{n_{3}}{\tau_{3}};$$

$$\frac{dn_{4}}{dt} = n_{e}n_{o}\langle\sigma_{0\rightarrow4}v_{e}\rangle + n_{e}n_{1}\langle\sigma_{1\rightarrow4}v_{e}\rangle + n_{e}n_{2}\langle\sigma_{2\rightarrow4}v_{e}\rangle + n_{e}n_{3}\langle\sigma_{3\rightarrow4}v_{e}\rangle - n_{e}n_{4}\langle\sigma_{4\rightarrow5}v_{e}\rangle - \frac{n_{4}}{\tau_{4}},$$
(3.2)

де  $n_e n_o \langle \sigma_{0 \to 1} v_e \rangle \dots n_e n_o \langle \sigma_{0 \to 4} v_e \rangle$  - утворення іонів із зарядом  $i = +1 \dots +4$  при одноступінчатому процесі;  $n_e n_1 \langle \sigma_{1 \to 2} v_e \rangle \dots n_e n_4 \langle \sigma_{4 \to 5} v_e \rangle$  - утворення іонів із зарядом  $i = +1 \dots +5$  при багатоступінчатому процесі;  $\tau_1 \dots \tau_4$  - час утримання іонів і  $\tau_1 \approx \tau_2 \approx \tau_3 \approx \tau_4$  [24].

Відомо, що час утримання іонів у плазмі джерела типу Пеннінга обмежено їх радіальною дифузією через осьове магнітне поле. Для оцінки часу утримання іонів була запропонована формула, згідно Бому [35]:

$$\tau_c = \frac{10r_a^2 B}{T_e},\tag{3.3}$$

де  $\tau_c$  – час утримання іонів (мкс), B – осьова магнітна індукція (кГс),  $r_a$  – радіус плазми (см) і  $T_e$  – температура електронів (еВ) у плазмі. У нашому випадку при

 $r_a = 0,4$  см (внутрішній діаметр анода), B = 1,23 кГс, нехай  $T_e = 1...225 \ eB$ , тоді  $\tau_c$  становить відповідно від 8,7·10<sup>-9</sup> с до 2·10<sup>-6</sup> с.

У випадку коли ларморівский радіус іонів  $R_i \ge r_a$ , то для оцінки часу радіальної дифузії іонів скористаємося формулою [24]:

$$\tau_i \approx 1.4 \cdot r_a \cdot \frac{1}{\sqrt{T_e}} \cdot \sqrt{\frac{A}{i}} , \qquad (3.4)$$

де  $\tau_i$  – час утримання іонів з *i*-зарядом (мкс),  $T_i$  – температура іонів (eB) у плазмі, A – атомна вага іона (а. о. м.). Нехай  $T_e = 1$  eB (R<sub>1</sub>=0,58 см), тоді для іонів неону із зарядом i=+1...+4  $\tau_1 = 2,5$  мкс,  $\tau_2 = 1,7$  мкс,  $\tau_3 = 1,4$  мкс,  $\tau_4 = 1,2$  мкс, що близько до даних, отриманих згідно формули (3.3).

З роботи [80] відомо, що в джерелах типу Пеннінга при високовольтній формі розряду розподіл електронів по енергіях має два максимуми: первинні електрони з енергією близькою до потенціалу анода (розрядній напрузі *U<sub>a</sub>*), які осцилюють уздовж осі джерела, і вторинні електрони з низькою енергією в плазмі циліндричного аноду.

Виходячи з того, що розрядний струм  $I_p = I_e + I_i$  і  $I_p = I_{K1} + I_{K2}$ , де  $I_e$ ,  $I_i$  електронний та іонний струм, а  $I_{K1}$  і  $I_{K2}$  – загальні струми на катод і антикатод, то наближено обчислимо значення концентрації електронів у розряді, припустивши, що струми електронів і іонів рівні. При  $U_a$ =4,3 кВ,  $I_p$ =1 мА й  $S = \pi r_a^2 = 0.5$  см<sup>2</sup> густина електронів  $n_e$  становить 1.10<sup>5</sup> см<sup>-3</sup>.

Із таблиці 1.1. визначимо мінімальне значення енергії електронів, що необхідне для утворення іонів неону із зарядом i=+4 і іонів аргону із зарядом i=+5.

Мінімальне значення енергії електронів, що необхідне для утворення багатозарядних іонів неону із зарядом i=+4: при багатоступінчатому процесі іонізації електронним ударом -  $E_e \ge 97$  eB ( $U_1 = 21,5$  eB,  $U_2 = 41$  eB,  $U_3 = 63$  eB,  $U_4 = 97$  eB); при одноступінчатому процесі -  $E_e \ge U_1 + U_2 + U_3 + U_4 = 222,5$  eB.

Мінімальне значення енергії електронів, що необхідне для утворення багатозарядних іонів аргону із зарядом i=+5: при багатоступінчатому процесі іонізації електронним ударом -  $E_e \ge 75$  еВ ( $U_1 = 15,7$  еВ,  $U_2 = 27,6$  еВ,  $U_3 = 40,9$  еВ,  $U_4 = 59,8$  еВ,  $U_5 = 75$  еВ); при одноступінчатому процесі -  $E_e \ge 219$  еВ.

Припустимо, що у плазмі циліндричного анода існують електрони з енергією  $E_e \approx 225$  еВ, і утворення іонів відбувається при одноступінчатому та багатоступінчатому процесах іонізації електронним ударом.

При 
$$E_e = 225 \text{ eB}$$
  $v_e = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 225}{9,1 \cdot 10^{-31}}} = 8,9 \cdot 10^8 \text{ см/с}$  і  $n_e \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  
 $n_0 = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (при р = 0,13 Па),  $\sigma_{0 \to 1} = 6,2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{1 \to 2} = 4,3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  
 $\sigma_{2 \to 3} = 1,9 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{3 \to 4} = 7,4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{4 \to 5} = 1,2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{0 \to 2} = 3,1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ,  
 $\sigma_{0 \to 3} = 0,7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{0 \to 4} = 1,32 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

Проведемо оцінку значення концентрації іонів неону із зарядом i=+1...+4, утворених за t = 1 с при одноступінчастій іонізації для  $E_e = 225$  eB і середнє значення часу утворення  $(t_i)$  одного іона із зарядом (i):

для 
$$i=+1$$
:  $n_1 = n_e \cdot n_0 \cdot \langle \sigma_{0\to 1} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot 3,5 \cdot 10^{13} \cdot 6,2 \cdot 10^{-17} \cdot 8,9 \cdot 10^8 = 1,9 \cdot 10^{11} \frac{1}{cM^3}$ ,  
 $t_1 = \frac{1}{n_1} = \frac{1}{1,9 \cdot 10^{11}} = 5,2 \cdot 10^{-12} c$ ;  
для  $i=+2$ :  $n_2 = n_e \cdot n_0 \cdot \langle \sigma_{0\to 2} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot 3,5 \cdot 10^{13} \cdot 3,1 \cdot 10^{-18} \cdot 8,9 \cdot 10^8 = 9,6 \cdot 10^8 \frac{1}{cM^3}$ ,  
 $t_2 = \frac{1}{n_2} = \frac{1}{9,6 \cdot 10^8} = 1 \cdot 10^{-9} c$ ;  
для  $i=+3$ :  $n_3 = n_e \cdot n_0 \cdot \langle \sigma_{0\to 3} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot 3,5 \cdot 10^{13} \cdot 7 \cdot 10^{-20} \cdot 8,9 \cdot 10^8 = 2,1 \cdot 10^8 \frac{1}{cM^3}$ ,  
 $t_3 = \frac{1}{n_2} = \frac{1}{2,1 \cdot 10^8} = 4,7 \cdot 10^{-9} c$ ;

для i = +4:  $n_4 = n_e \cdot n_0 \cdot \langle \sigma_{0 \to 4} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot 3.5 \cdot 10^{13} \cdot 1.32 \cdot 10^{-24} \cdot 8.9 \cdot 10^8 = 4.1 \cdot 10^3 \frac{1}{cM^3}$ ,

$$t_4 = \frac{1}{n_4} = \frac{1}{4, 1 \cdot 10^3} = 2, 4 \cdot 10^{-3} c$$
.

Далі визначимо значення концентрації іонів неону із зарядом i=+2...+4, утворених за t = 1 с при багатоступінчатій іонізації для  $E_e = 225$  eB і середнє значення часу утворення одного іона ( $t'_i$ ) із зарядом (i):

для 
$$i=+2$$
:  $n_2 = n_e \cdot n_1 \cdot \langle \sigma_{1 \to 2} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot 1,9 \cdot 10^{11} \cdot 4,3 \cdot 10^{-17} \cdot 8,9 \cdot 10^8 = 7,2 \cdot 10^8 \frac{1}{cM^3}$ ,  
 $t'_2 = \frac{1}{n_2} + t_1 = \frac{1}{7,2 \cdot 10^8} = 1,3 \cdot 10^{-9} + 5,2 \cdot 10^{-12} = 1,3 \cdot 10^{-9}c$ ;  
для  $i=+3$ :  $n_3 = n_e \cdot n_2 \cdot \langle \sigma_{2 \to 3} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot (9,6 \cdot 10^8 + 7,2 \cdot 10^8) \cdot 1,9 \cdot 10^{-17} \cdot 8,9 \cdot 10^8 = 2,7 \cdot 10^6 \frac{1}{cM^3}$ ,  
 $t'_3 = \frac{1}{n_2} + t_2 = \frac{1}{2,7 \cdot 10^6} = 6,2 \cdot 10^{-7} + 1 \cdot 10^{-9} = 3,7 \cdot 10^{-7}c$ ;

для 
$$i=+4$$
:  $n_4 = n_e \cdot n_3 \cdot \langle \sigma_{3 \to 4} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot (4,1 \cdot 10^3 + 2,7 \cdot 10^6) \cdot 7,4 \cdot 10^{-18} \cdot 8,9 \cdot 10^8 = 1,7 \cdot 10^3 \frac{1}{cm^3}$ ,  
 $t'_4 = \frac{1}{n_4} + t_3 = \frac{1}{1,7 \cdot 10^3} = 5,8 \cdot 10^{-4} + 4,7 \cdot 10^{-9} = 5,8 \cdot 10^{-4}c$ .

Як видно із розрахунків, при  $E_e$ =225 eB при одноступінчатому процесі:  $t_1 = 5,2 \cdot 10^{-12} c$ ,  $t_2 = 1 \cdot 10^{-9} c$ ,  $t_3 = 4,7 \cdot 10^{-9} c$ ,  $t_4 = 2,4 \cdot 10^{-3} c$ , а при багатоступінчатому:  $t'_2 = 1,3 \cdot 10^{-9} c$ ,  $t'_3 = 3,7 \cdot 10^{-7} c$ ,  $t'_4 = 5,8 \cdot 10^{-4} c$ .

Розглянемо випадок, коли нейтральні атоми неону іонізуються первинними електронами з  $E_e = 3000 \text{ eB} (U_a = 3 \text{ kB})$ . Для  $E_e = 3000 \text{ eB}$   $v_e = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 3000}{9.1 \cdot 10^{-31}}} = 3.2 \cdot 10^9 \text{ см/с}, \quad n_e \approx 10^5 \text{ см}^{-3}, \quad n_0 = 3.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (при p = 0.13 Па),  $\sigma_{0 \to 1} = 1.6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{1 \to 2} = 9.5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{2 \to 3} = 4.4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{3 \to 4} = 2.3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{4 \to 5} = 1.2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{0 \to 2} = 6.2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{0 \to 3} = 3.4 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  $\sigma_{0 \to 4} = 2.2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ .

Визначимо значення концентрації іонів неону із зарядом i=+1...+4, утворених за t = 1 с при одноступінчатій іонізації для  $E_e=3000 \text{ eB}$  і середнє значення часу утворення одного іона  $(t_i)$  із зарядом (i):

для 
$$i = +1$$
:  $n_1 = n_e \cdot n_0 \cdot \langle \sigma_{0 \to 1} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot 3.5 \cdot 10^{13} \cdot 1.6 \cdot 10^{-17} \cdot 3.2 \cdot 10^9 = 1.8 \cdot 10^{11} \frac{1}{cm^3}$ ,

$$\begin{split} t_1 &= \frac{1}{n_1} = \frac{1}{1,8 \cdot 10^{11}} = 5,5 \cdot 10^{-12} \ c \ ; \\ \text{для } i &= +2 \colon n_2 = n_e \cdot n_0 \cdot \left\langle \sigma_{0 \to 2} v_e \right\rangle \cdot t = 10^5 \cdot 3,5 \cdot 10^{13} \cdot 6,2 \cdot 10^{-19} \cdot 3,2 \cdot 10^9 = 1,9 \cdot 10^9 \ \frac{1}{c \mathcal{M}^3} \ , \\ t_2 &= \frac{1}{n_2} = \frac{1}{1,9 \cdot 10^9} = 5,2 \cdot 10^{-10} \ c \ ; \\ \text{для } i &= +3 \colon n_3 = n_e \cdot n_0 \cdot \left\langle \sigma_{0 \to 3} v_e \right\rangle \cdot t = 10^5 \cdot 3,5 \cdot 10^{13} \cdot 3,4 \cdot 10^{-20} \cdot 3,2 \cdot 10^9 = 3,8 \cdot 10^8 \ \frac{1}{c \mathcal{M}^3} \ , \\ t_3 &= \frac{1}{n_2} = \frac{1}{3,8 \cdot 10^8} = 2,6 \cdot 10^{-9} \ c \ ; \\ \text{для } i &= +4 \colon n_4 = n_e \cdot n_0 \cdot \left\langle \sigma_{0 \to 4} v_e \right\rangle \cdot t = 10^5 \cdot 3,5 \cdot 10^{13} \cdot 2,2 \cdot 10^{-21} \cdot 3,2 \cdot 10^9 = 2,4 \cdot 10^6 \ \frac{1}{c \mathcal{M}^3} \ , \\ t_4 &= \frac{1}{n_4} = \frac{1}{2,4 \cdot 10^6} = 4,1 \cdot 10^{-7} \ c \ . \end{split}$$

Також, визначимо значення концентрації іонів неону із зарядом i=+2...+4, утворених за t = 1 з, при багатоступінчатій іонізації для  $E_e = 3000$  eB і середнє значення часу утворення одного іона  $(t'_i)$  із зарядом (i):

для 
$$i=+2$$
:  $n_2 = n_e \cdot n_1 \cdot \langle \sigma_{1 \to 2} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot 1,8 \cdot 10^{11} \cdot 9,5 \cdot 10^{-18} \cdot 3,2 \cdot 10^9 = 5,9 \cdot 10^8 \frac{1}{cM^3}$ ,  
 $t'_2 = \frac{1}{n_2} + t_1 = \frac{1}{5,9 \cdot 10^8} = 1,6 \cdot 10^{-9} + 5,2 \cdot 10^{-12} = 1,6 \cdot 10^{-9}c$ ;  
для  $i=+3$ :  $n_3 = n_e \cdot n_2 \cdot \langle \sigma_{2 \to 3} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot (1,9 \cdot 10^9 + 5,9 \cdot 10^8) \cdot 4,4 \cdot 10^{-18} \cdot 3,2 \cdot 10^9 = 3,5 \cdot 10^6 \frac{1}{cM^3}$ ,  
 $t = \frac{1}{n_2} + t_2 = \frac{1}{3,5 \cdot 10^6} = 2,7 \cdot 10^{-7} + 1,7 \cdot 10^{-9} = 2,7 \cdot 10^{-7}c$ ;  
для  $i=+4$ :  $n_4 = n_e \cdot n_3 \cdot \langle \sigma_{3 \to 4} v_e \rangle \cdot t = 10^5 \cdot (3,8 \cdot 10^8 + 3,5 \cdot 10^6) \cdot 2,3 \cdot 10^{-18} \cdot 3,2 \cdot 10^9 = 2,7 \cdot 10^5 \frac{1}{cM^3}$ ,  
 $t = \frac{1}{n_4} + t_3 = \frac{1}{2,7 \cdot 10^5} = 3,7 \cdot 10^{-6} + 4,1 \cdot 10^{-7} = 4,1 \cdot 10^{-6}c$ .

Як видно із розрахунків, при  $E_e$ =3000 eB при одноступінчатому процесі:  $t_1 = 5,5 \cdot 10^{-12} c$ ,  $t_2 = 5,2 \cdot 10^{-10} c$ ,  $t_3 = 42,6 \cdot 10^{-9} c$ ,  $t_4 = 4,1 \cdot 10^{-7} c$ , а при багатоступінчатому:  $t'_2 = 1,6 \cdot 10^{-9} c$ ,  $t'_3 = 2,7 \cdot 10^{-7} c$ ,  $t'_4 = 4,1 \cdot 10^{-6} c$ . Результати розрахунків середнього значення часу утворення іона неону із зарядністю (*i*) при  $E_e = 225$  eB і  $E_e = 3000$  eB,  $n_e \approx 10^5$  см<sup>-3</sup>,  $n_0 = 3.5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> представлені на рис. 3.16 (a, б).



Рис. 3.16. Середнє значення часу утворення одного іона неону із зарядністю i=+1...+4 при  $n_e \approx 10^5$  см<sup>-3</sup>,  $n_0 = 3,5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $\Box$  – при одноступінчатому процесі,  $\circ$  – при багатоступінчастому процесі іонізації електронним ударом:

(a)  $-E_e = 225 \text{ eB}$ , (6)  $-E_e = 3000 \text{ eB}$ .

Таким чином, виходячи з даних, представлених на рис. 3.16, слідує, що утворення багатозарядних іонів у плазмі циліндричного анода відбувається, в основному, за рахунок зіткнення атомів і іонів з електронами з  $E_e = 3000$  eB при одноступінчатому і багатоступінчатому процесах іонізації, оскільки  $\tau_c \approx 2$  мкс.

Проведемо додаткові розрахунки, щоб оцінити внесок одноступінчатого й багатоступінчатого процесів утворення багатозарядних іонів неону при  $E_e = 225 \text{ eB}$  і  $E_e = 3000 \text{ eB}$  залежно від часу утримання іонів ( $\tau_c$ ). Оскільки  $\sigma_{1\to 2} >> \sigma_{1\to 3} >> \sigma_{1\to 4} >> \sigma_{1\to 5}$  (при  $E_e = 225 \text{ eB} \sigma_{1\to 2} = 4,3\cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{1\to 3} = 8,8\cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ ),  $\sigma_{2\to 3} >> \sigma_{2\to 4} >> \sigma_{2\to 5}$  (при  $E_e = 225 \text{ eB} \sigma_{2\to 3} = 1,9\cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{2\to 4} = 1,5\cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ ) і

 $\sigma_{3\to4} >> \sigma_{3\to5}$ , то внеском процесів  $n_e n_1 \langle \sigma_{1\to3} v_e \rangle$ ,  $n_e n_1 \langle \sigma_{1\to4} v_e \rangle$ ,  $n_e n_1 \langle \sigma_{1\to5} v_e \rangle$  та  $n_e n_2 \langle \sigma_{2\to4} v_e \rangle$ ,  $n_e n_2 \langle \sigma_{2\to5} v_e \rangle$ ,  $n_e n_3 \langle \sigma_{3\to5} v_e \rangle$  в утворенні багатозарядних іонів неону слід знехтувати [24]. Тоді із системи рівнянь (3.2) визначимо концентрацію іонів  $(n_1)$  і  $(n_i)$ :

$$n_{1} = \frac{n_{0} \langle \sigma_{0 \to 1} v_{e} \rangle}{\langle \sigma_{1 \to 2} v_{e} \rangle + \frac{1}{n_{e} \tau_{c}}}, \quad n_{i} = \frac{n_{0} \langle \sigma_{0 \to i} v_{e} \rangle + n_{i-1} \langle \sigma_{i-1 \to i} v_{e} \rangle}{\langle \sigma_{i \to i+1} v_{e} \rangle + \frac{1}{n_{e} \tau_{c}}}.$$
(3.5)

На рис. 3.17 (а, б) показана розрахункова залежність зміни співвідношення  $n_i/n_1$  для іонів неону від часу утримання іонів ( $\tau_c$ ) при  $n_e \approx 10^5$  см<sup>-3</sup>,  $n_0=3,5\cdot10^{13}$  см<sup>-3</sup> для  $E_e=225$  еВ і  $E_e=3000$  еВ.



Рис. 3.17. (а) - Залежність співвідношення  $n_i/n_1$  іонів неону від часу утримання  $\tau_c$  при  $n_e \approx 10^5$  см<sup>-3</sup>,  $n_0 = 3,5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $E_e = 225$  eB.



Рис. 3.17. (б) - Залежність співвідношення  $n_i / n_1$  іонів неону від часу утримання  $\tau_c$  при  $n_e \approx 10^5$  см<sup>-3</sup>,  $n_0 = 3,5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $E_e = 3000$  eB.

Як видно із рис. 3.17 при  $n_e \tau_c < 10^5 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$  основним процесом утворення іонів неону електронним ударом є одноступінчастий. Для того, щоб багатоступінчатий процес вносив істотний вклад в утворення багатозарядних іонів неону в ДБІ необхідно, щоб виконувалася умова (1.1) і  $n_e \tau_c \ge \sum_{i=1}^{i_M=4} \frac{1}{\langle \sigma_{i-1\to i} v_e \rangle} \ge 10^8 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ . У нашому ж випадку  $n_e \tau_c \approx 0.2 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ , тобто внеском багатоступінчатого процесу слід знехтувати і вираз (3.5) для  $n_i$  буде мати вигляд:  $n_i = n_e \tau_c n_0 \langle \sigma_{0\to i} v_e \rangle$ .

Таким чином, у нашому випадку співвідношення  $n_i/n_1$  буде пропорційно співвідношенню перерізів утворення іонів при одноступінчатому

процесі  $\sigma_{0\to i}(E_e)/\sigma_1(E_e)$ , де  $E_e$  - енергія первинних електронів, а саме:  $\frac{n_i}{n_1} \approx \frac{\sigma_{0\to i}(E_e)}{\sigma_{0\to 1}(E_e)}.$ 

На рис. 3.18 і 3.19 представлено дані з відносних виходів багатозарядних іонів, експериментально отриманих для даного ДБІ, і дані із співвідношення між перерізами  $\sigma_{0\to i}(E_e)/\sigma_{0\to 1}(E_e)$  утворення багатозарядних іонів неону при  $E_e=3$  кеВ і аргону при  $E_e=1,8$  кеВ для одноступінчатої іонізації [81-83]. Із цих залежностей видно, що основний внесок у процес утворення багатозарядних іонів вносять однократні зіткнення.



Рис. 3.18. Порівняння експериментально отриманих співвідношень виходу багатозарядних іонів неону і співвідношень перерізів одноступінчатої іонізації неону при енергії електронів *E<sub>e</sub>*=3 кеВ.



Рис. 3.19. Порівняння експериментально отриманих співвідношень виходу багатозарядних іонів аргону й співвідношень перерізів одноступінчатої іонізації аргону при енергії електронів *E<sub>e</sub>*=1,8 кеВ.

В таблиці 3.2 представлені дані із відносного виходу багатозарядних іонів неону, аргону й гелію, що були отримані в даній роботі і іншими авторами для джерел іонів типу Пеннінга в діапазоні розрядних напруг, що не перевищує 4 кВ. Також у таблиці 3.2 для порівняння представлені дані з максимального значення співвідношення перерізів  $\frac{\sigma_{0\to i}(E_e)}{\sigma_{0\to 1}(E_e)}$  при одноступінчатій іонізації, отримані у роботах [82, 83], при фіксованій енергії електронів  $E_e$ .

# Таблиця 3.2.

| Гар  | Відносний вихід багатозарядних іонів |                                  |                                |                                  |      |  |  |  |  |
|------|--------------------------------------|----------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|------|--|--|--|--|
| 1 83 | $A^{2+}/A^{+}$                       | A <sup>3+</sup> / A <sup>+</sup> | $A^{4+}/A^{+}$                 | A <sup>5+</sup> / A <sup>+</sup> | ра   |  |  |  |  |
|      | $0,424 \cdot 10^{-1}$                | 2,29.10-3                        | $1,26 \cdot 10^{-4}$           |                                  | [02] |  |  |  |  |
|      | ( <i>E</i> <sub>e</sub> =0,5 кеВ)    | (Ее=0,5 кеВ)                     | ( <i>E<sub>e</sub></i> =4 кеВ) |                                  | [83] |  |  |  |  |
| Ne   | 0,43·10 <sup>-1</sup>                | 2,7·10 <sup>-3</sup>             | <b>2,4·10</b> <sup>-4</sup>    | -                                | [6]  |  |  |  |  |
| 110  | $0,7 \cdot 10^{-1}$                  | $4 \cdot 10^{-3}$                | $1,4.10^{-4}$                  | -                                | [4]  |  |  |  |  |
|      | $1,2 \cdot 10^{-1}$                  | 6,45·10 <sup>-3</sup>            | -                              | -                                | [77] |  |  |  |  |
|      | $4 \cdot 10^{-1}$                    | $5 \cdot 10^{-3}$                | $2,5 \cdot 10^{-4}$            | -                                | [84] |  |  |  |  |
|      | $0,57 \cdot 10^{-1}$                 | $1,28 \cdot 10^{-2}$             | $2,33 \cdot 10^{-3}$           | $3,06 \cdot 10^{-4}$             | [82] |  |  |  |  |
|      | ( <i>E<sub>e</sub></i> =0,5 кеВ)     | ( <i>E<sub>e</sub></i> =4 кеВ)   | ( <i>E<sub>e</sub></i> =4 кеВ) | $(E_e=4 \text{ keB})$            | [02] |  |  |  |  |
|      | 1,15·10 <sup>-1</sup>                | <b>0,7·10</b> <sup>-2</sup>      | <b>1,8·10<sup>-3</sup></b>     | 2,1.10-4                         | [6]  |  |  |  |  |
| Ar   | $1 \cdot 10^{-1}$                    | $1,2.10^{-2}$                    | $2,3 \cdot 10^{-3}$            | $3,45 \cdot 10^{-4}$             | [4]  |  |  |  |  |
|      | 1,38.10-1                            | $1,3.10^{-2}$                    | -                              | -                                | [77] |  |  |  |  |
|      | $2,5 \cdot 10^{-1}$                  | 1,3.10-2                         | $0,75 \cdot 10^{-3}$           | -                                | [84] |  |  |  |  |
|      | $0,5 \cdot 10^{-1}$                  | -                                | -                              | $0,1 \cdot 10^{-4}$              | [85] |  |  |  |  |
|      | $4,89 \cdot 10^{-3}$                 |                                  |                                |                                  | ro21 |  |  |  |  |
|      | ( <i>E<sub>e</sub></i> =0,8 кеВ)     | -                                | -                              | -                                | [03] |  |  |  |  |
|      | 4,3·10 <sup>-3</sup>                 | -                                | -                              | -                                | [6]  |  |  |  |  |
| Не   | 5,5·10 <sup>-3</sup>                 | -                                | -                              | -                                | [4]  |  |  |  |  |
|      | $4,3.10^{-3}$                        | -                                | -                              | -                                | [76] |  |  |  |  |
|      | 6,6·10 <sup>-3</sup>                 | -                                | -                              | -                                | [85] |  |  |  |  |
|      | $4,1\cdot 10^{-3}$                   | -                                | -                              | -                                | [86] |  |  |  |  |

Дані по відносному виходу багатозарядних іонів Ne, Ar і He.

Наявні відмінності у відносних виходах багатозарядних іонів можуть бути обумовлені різними режимами роботи джерел багатозарядних іонів (розрядна напруга, напуск робочого газу, індукція магнітного поля). Також необхідно враховувати, що у розряді типу Пеннінга залежно від тиску, розподілу магнітної індукції та її значення, розрядної напруги, геометрії розрядного проміжку розподіл електронів за енергіями може бути різним [80].

Із аналізу представлених даних з виходу БІ слідує, що розроблена конструкція ДБІ типу Пеннінга із відносного виходу БІ газів, не поступається раніше розробленим зразкам ДБІ даного типу.

Оскільки в ДБІ  $n_0=3,5\cdot10^{13}$  см<sup>-3</sup>, то необхідно дати оцінку впливу процесу перезарядки іонів у ДБІ. Розрахунковий час утримання іонів у циліндричному аноді становить  $\approx 2$  мкс. Середнє значення часу, необхідного для реалізації процесу перезарядки ( $\tau_{ex}$ ) пропорційно співвідношенню:  $\frac{1}{n_o\langle\sigma_{ex}v_i\rangle}$ , де  $n_0$  – густина нейтральних атомів,  $\sigma_{ex}$  - переріз перезарядки,  $v_i$  - швидкість іонів.

Нехай енергія однозарядних іонів неону, утворених у циліндричному аноді, становить  $\approx 1$  eB, тоді  $v_i = \sqrt{\frac{2eU}{m_{Ne}}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 1}{20.17 \cdot 1.6 \cdot 10^{-27}}} = 3.1 \cdot 10^5$  см/с. При  $\sigma_{ex} \approx 10^{-14}$  см<sup>2</sup> і  $n_0 = 3.5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>  $\tau_{ex} \approx 9.2 \cdot 10^{-6}$  с, тобто  $\tau_{ex} \approx \tau_c$ .

Для однозарядних іонів неону, прискорених у розрядному проміжку із середньою енергією 2000 еВ  $v_i = \sqrt{\frac{2eU}{m_{Ne}}} = \sqrt{\frac{2\cdot 1.6\cdot 10^{-19}\cdot 2000}{20,17\cdot 1.6\cdot 10^{-27}}} = 1.4\cdot 10^7$  см/с,  $\tau_{ex} \approx 0.2$  мкс. Враховуючи, що відстань «катод-анод» у ДБІ дорівнює 2 мм, то середнє значення часу руху у розрядному проміжку буде становити 0,014 мкс. Тобто, внеском процесу перезарядки високоенергетичних іонів на нейтральних атомах у розряді слід не враховувати, але у анодній області для іонів з тепловою енергією є суттєвим, оскільки  $\tau_{ex} \approx \tau_c$ .

Одним із завдань стендових випробувань ДБІ було також визначення можливості використання даного джерела для отримання пучка протонів. Необхідність таких досліджень обґрунтоване тим, що пучки протонів на ЕП «Сокіл» широко використовуються при реалізації ЯФМА і звідси можливість заміни раніше розробленого ВЧ-джерела (підрозділ 2.2) на ДБІ типу Пеннінга для отримання не тільки пучків БІ газів, але і для пучків протонів.

Для оцінювання такої можливості були експериментально досліджені залежності виходу протонів від таких параметрів розряду як розрядна напруга  $(U_a)$  і напуск робочого газу (Q) у діапазоні від 4,7·10<sup>-5</sup> до 1·10<sup>-4</sup> м<sup>3</sup>·Па/с.

На рис. 3.20 представлені залежності розрядного струму  $I_p$  і загального струму витягнутих іонів ( $I_t$ ) при напуску водню у ДБІ  $Q = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \cdot \Pi a/c$ , а на

рис. 3.21 – залежність зміни співвідношення струмів  $I(H^+) / I(H_2^+)$  від розрядної напруги  $U_a$ .



Рис. 3.20. Залежності розрядного струму  $I_p$  і загального струму витягнутих іонів ( $I_t$ ) від розрядної напруги  $U_a$ ;  $U_{sum} = 8$  кВ.



Рис. 3.21. Залежність  $I(H^+) / I(H_2^+)$  від розрядної напруги  $U_a$ .  $U_{sum} = 8$  кВ.

Детальний аналіз утворення іонів  $H^+$ ,  $H_2^+$  і  $H_3^+$  було представлено в роботі [24]. При однократних зіткненнях мають місце такі процеси утворення іонів  $H^+$  і  $H_2^+$  (утворення іонів  $H_3^+$  можливо тільки при багаторазових зіткненнях у плазмі джерела):

$$\mathrm{H}_{2} + \mathrm{e} \to \mathrm{H}_{2}^{+} + 2\mathrm{e}, \qquad (3.6)$$

$$H_2 + e \rightarrow H_2^* + e \rightarrow H^+ + H + 2e, \qquad (3.7)$$

$$\mathrm{H}_{2} + \mathrm{e} \rightarrow \mathrm{H}^{+} + \mathrm{H}^{+} + 3\mathrm{e}, \qquad (3.8)$$

де  $H_2^*$  - молекула водню в збудженому стані, (3.7) і (3.8) – процеси утворення  $H^+$  при іонізації електронним ударом з наступною дисоціацією молекули  $H_2$ .

З урахуванням вище згаданих процесів утворення H<sub>2</sub><sup>+</sup> і H<sup>+</sup> розглянемо систему рівнянь балансу утворення іонів для режиму роботи джерела при однократних зіткненнях, що має вид:

$$\frac{dn_{2}^{+}}{dt} = N_{2}n_{e}\langle\sigma_{(3.6)}v_{e}\rangle - \frac{n_{2}^{+}}{\tau_{2}}, 
\frac{dn_{1}^{+}}{dt} = N_{2}n_{e}\langle\sigma_{(3.7)}v_{e}\rangle + N_{2}n_{e}\langle\sigma_{(3.8)}v_{e}\rangle - \frac{n_{1}^{+}}{\tau_{1}},$$
(3.9)

де  $n_2^+$  й  $n_1^+$  - густина іонів  $H_2^+$  і  $H^+$ ,  $N_2$  - густина нейтральних молекул водню,  $\sigma_{(3.6)}$ ,  $\sigma_{(3.7)}$ ,  $\sigma_{(3.8)}$  - відповідні перерізи іонізації для процесів (3.6), (3.7) і (3.8),  $\frac{n_2^+}{\tau_2}$ і  $\frac{n_1^+}{\tau_2}$  - втрати іонів  $H_2^+$  і  $H^+$  за рахунок дифузії.

Аналіз експериментальних даних з виходу іонів водню  $H_2^+$  і  $H^+$  у діапазоні напуску водню від 4,7·10<sup>-5</sup> до 1·10<sup>-4</sup> м<sup>3</sup>·Па/с у ДБІ і розрядних напруг 1,6...4,4 кВ показав, що має місце співвідношення  $\frac{n_1^+}{n_2^+} \approx \frac{\sigma_{(3.7)}(E_e) + \sigma_{(3.8)}(E_e)}{\sigma_{(3.6)}(E_e)}$ 

(при  $E_e \approx e \cdot U_a$  i  $n_e \tau_c \rightarrow 0$ ) i  $\frac{n_{\perp}^+}{n_{\perp}^+} \approx 0,06$ , у той час, як для ВЧ-джерел вміст  $H^+$  у

пучку іонів водню становить близько 0,8 (при реалізації режиму багаторазових зіткнень).

На рис. 3.22 (а, б) представлені дані з перерізів утворення  $H_2^+$  і  $H^+$  електронним ударом [87] і їх співвідношення.



Рис. 3.22 (а) - перерізи процесів утворення  $H_2^+$  і  $H^+$  від енергії електронів [87]. (б) – співвідношення перерізів утворення  $H^+$  до  $H_2^+$ .

Як видно із рис. 3.22 (а) в області високих енергій електронів співвідношення перерізів близьке до значення 0,06, звідси слідує, що при реалізації режиму однократних зіткнень у розряді джерела запропонованої конструкції, одержання пучка іонів водню з високим вмістом протонів (близько до 0,8) є неможливим. Даний висновок підтверджується також результатами, опублікованими у роботі [24], оскільки високий вміст  $H^+$  у розряді забезпечується за рахунок багаторазових зіткнень.

Таким чином, використання ДБІ типу Пеннінга, запропонованої конструкції для одержання пучків протонів є можливим, але малоефективним, оскільки для високовольтної форми горіння розряду основним процесом взаємодії електронів з атомами й молекулами є однократні зіткнення.

### 3.3. Розподіл іонів за енергіями

Розподіл іонів за енергіями є важливим параметром ДБІ для ЕП, оскільки від величини розкиду залежить ефективність системи транспортування пучка іонів.

Також одним з важливих вимог до пучка прискорених іонів на ЕП для ЯФМА є роздільна здатність за енергією. Звідси виникає необхідність для проведення досліджень, завданням яких є оцінка розкиду іонів за енергією в залежності від основних параметрів розряду для розробленого ДБІ.

У ЕП «Сокіл» роздільна здатність за енергією для протонного пучка при використанні ВЧ-джерела становить менше 1 кеВ на 1 МеВ [73]. Розкид протонів за енергіями, витягнутих із ВЧ-джерела, становить близько 60 еВ. Основний внесок у погіршення роздільної здатності за енергією вносить система зарядки й стабілізації високовольтної напруги ЕП Ван де Граафа.

Із літературних даних відомо [88, 89], що розкид іонів за енергіями залежить від параметрів плазми, утвореної у джерелі типу Пеннінга. У нашому випадку реалізація високовольтної форми розряду забезпечується за рахунок розрядних напруг ( $U_a$ ) до 5 кВ і напуску газу в камеру джерела у діапазоні від 4,7·10<sup>-5</sup> до 1·10<sup>-4</sup> м<sup>3</sup>·Па/с. Звідси виникає необхідність проведення досліджень з вивченню залежностей розкиду іонів за енергіями у залежності від параметрів розряду.

Під час виконання стендових випробувань ДБІ було отримано результати з дослідження енергетичних спектрів іонів, витягнутих із ДБІ, у залежності від робочих параметрів джерела іонів, а саме:

– від різниці потенціалів «анод-катод» ( $U_a$ );

- від величини напуску робочого газу (Q);
- від роду робочого газу.

Енергетичний спектр іонів, що виходять із ДБІ, було досліджено за допомогою методу затримуючого потенціалу. Схема експерименту показана на рис. 2.2.

Досліджено енергетичні спектри іонів для двох робочих газів – неон і гелій.

Для іонів Ne отримані енергетичні спектри при постійній анодній напрузі (4,3 кВ) і для діапазону напуску робочого газу – (2,5...8,9)·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с. Результати експерименту показані на рис. 3.23 (а, б).

В енергетичних спектрах іонів Ne, представлених на рис. 3.23 (a), спостерігається наявність двох піків (високоенергетичних і низькоенергетичних іонів).

Нехай розподіл іонів за енергіями є нормальним (тобто розподілом Гауса), тоді у загальному вигляді розподіл високоенергетичних іонів буде мати вигляд виразу:

$$\frac{\Delta I}{\Delta E}(E) = \left(\frac{\Delta I}{\Delta E}\right)_{\max} \cdot e^{\frac{(E-E_{\max})^2 2\ln(4)}{\Delta E^2}},$$
(3.10)

де  $\Delta E$  - значення розкиду по енергії (ширина на половині висоти),  $E_{max}$  – енергія іонів у максимумі розподілу  $\frac{\Delta I}{\Delta E}(E)$ .



Рис. 3.23. (а) – Залежність загального струму іонів на ЦФ від затримуючого потенціалу при різних режимах роботи ДБІ для іонів неону.  $U_a$ =4,3 кВ. Напуск робочого газу: 1 – 8,9·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с,  $I_p$ =1,6 мА; 2 – 7,24·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с,  $I_p$ =1,2 мА; 3 – 5·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с,  $I_p$ =0,6 мА; 4 – 2,5·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с,  $I_p$ =0,3 мА.

(б) - Енергетичні спектри іонів Ne, згідно з даними рис. 3.23 (а).

В нашому випадку загальний розподіл іонів за енергіями слід представити як суму двох розподілів, у вигляді виразу:

$$\frac{\Delta I}{\Delta E}(E) = \left(\frac{\Delta I}{\Delta E}\right)_{\max 1} \cdot e^{\frac{-(E-E_{\max 1})^2 2\ln(4)}{\Delta E_1^2}} + \left(\frac{\Delta I}{\Delta E}\right)_{\max 2} \cdot e^{\frac{-(E-E_{\max 2})^2 2\ln(4)}{\Delta E_2^2}}$$
(3.11)

На рис. 3.24 показано низькоенергетичну і високоенергетичну частини спектра іонів Ne для  $Q = 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \cdot \Pi \text{a/c}$ ,  $I_p = 1,6$  мA, що отримані згідно виразам (3.10) і (3.11).



Рис. 3.24. Результат обробки розподілу іонів Ne за енергіями для  $Q = 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \cdot \Pi \text{ a/c}, I_p = 1,6 \text{ мA}$  (рис. 3.23 (а), крива 1). 1 – загальний спектр, 2 і 3 – високоенергетична і низькоенергетична частини.  $E_{max1}$  і  $E_{max2}$  – значення енергії у максимумах розподілів.

Інтегруючи вираз (3.11) за енергією було отримано вираз, що відповідає залежності загального струму іонів у ЦФ Фарадея від потенціалу затримання, що має вигляд:

$$I(U) = I_{\max} \left( \frac{\frac{I_1}{I_2}}{1 + 10^{h1(\log U_1 - U)}} + \frac{1 - \frac{I_1}{I_2}}{1 + 10^{h2(\log U_2 - U)}} \right)$$
(3.12)

Як видно із рис. 3.23 (а), у кожній із залежностей струму іонів у ЦФ від затримуючого потенціалу є по дві лінійні ділянки [(1) і (2)] із центрами  $U_1$  і  $U_2$  (значення яких, відповідає значенню енергії іонів  $E_{max1}$  і  $E_{max2}$  у максимумах розподілу) і кутами нахилу  $h1 = \Delta I_1 / \Delta U_1$  і  $h2 = \Delta I_2 / \Delta U_2$ .  $I_1$  і  $I_2$  – інтегральні струми іонів для двох розподілів,  $I_t$  – загальний струм іонів.

Для іонів Не енергетичні спектри були отримані при анодній напрузі 4,3 кВ і величині напуску газу від 2,2·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с до 8,9·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с, а також при постійному напуску робочого газу 8,9·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с при різних розрядних напругах: 1 –  $U_a$  = 4,3 кВ,  $I_a$  = 1,6 мА; 2 –  $U_a$  = 3,5 кВ,  $I_a$  = 2,2 мА; 3 –  $U_a$  = 2,8 кВ,  $I_a$  = 2,1 мА.

Результати експериментів представлені на рис. 3.25 (а), 3.26 (а) - залежності струму на ЦФ від затримуючого потенціалу при різних режимах роботи ДБІ для іонів гелію [рис. 3.25 (б), 3.26 (б)] - відповідні їм енергетичні спектри.



Рис. 3.25. (а) - Залежності загального струму у ЦФ від затримуючого потенціалу при різних режимах роботи ДБІ для іонів гелію.  $U_a$ =4,3 кВ. Напуск робочого газу: 1 – 8,9·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с,  $I_p$ =2,8 мА; 2 – 7,24·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с,  $I_p$ =2,2 мА; 3 – 5·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с,  $I_p$ =1,2 мА; 4 – 2,2·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с,  $I_p$ =0,6 мА.

(б) - Енергетичні спектри іонів гелію, згідно з даними рис. 3.25 (а).



Рис. 3.26. (а) - Залежності виходу струму у ЦФ від замикаючого потенціалу при різних режимах роботи ДБІ для іонів гелію при напуску робочого газу 8,9·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с: 1 – *U*<sub>a</sub>=4,3 кВ, *I*<sub>p</sub>=1,6 мА; 2 – *U*<sub>a</sub>=3,5 кВ, *I*<sub>p</sub>=2,2 мА;

(б) - Енергетичні спектри іонів гелію, згідно з даними рис. 3.26 (а).

У таблицях 3.3 і 3.4 представлені основні характеристики розподілу іонів за енергіями для іонів неону від напуску, для іонів гелію - від напуску і значення розрядної напруги, згідно отриманим експериментальним даним. Де  $E_0$  – значення максимальної енергії іонів,  $E_{max}$  – значення енергії у максимумі розподілу (високоенергетичної частини) і  $\Delta E$  – розкид іонів за енергіями (ширина на половині висоти із загального розподілу).

У результаті обробки енергетичних спектрів для іонів Ne і He, згідно формул (3.11, 3.12), отримано значення розкиду за енергіями для високоенергетичної  $\Delta E_1$  і низькоенергетичної  $\Delta E_2$  частин, а також визначено співвідношення струмів іонів  $I_1/I_t$  та  $I_2/I_t$ . Дані приставлені в таблицях 3.5 і 3.6.

### Таблиця 3.3.

Основні характеристики розподілу іонів неону і гелію за енергіями від напуску робочого газу.

| <i>Q</i> ·10 <sup>5</sup><br>м <sup>3</sup> ·Па/с | <i>I<sub>p</sub></i> ,<br>мА | <i>Е</i> <sub>0</sub> ,<br>eВ | $E_{maxI,}$ eB | $E_0/U_a$ | $E_{max1}/U_a$ | $\Delta E$ ,<br>eB | $\Delta E/E_{max1}$ , % |  |  |  |
|---|------------------------------|-------------------------------|----------------|-----------|----------------|--------------------|-------------------------|--|--|--|
| Робочий газ: Ne                                   |                              |                               |                |           |                |                    |                         |  |  |  |
| 8,9   | 1,6                          | 4300                          | 4217           | 1         | 0,98           | 160                | 3,8                     |  |  |  |
| 7,24  | 1,2                          | 4292                          | 4181           | 0,998     | 0,97           | 182                | 4,3                     |  |  |  |
| 5   | 0,6                          | 4269                          | 4151           | 0,99      | 0,96           | 188                | 4,4                     |  |  |  |
| 2,5   | 0,3                          | 4169                          | 4103           | 0,97      | 0,95           | 144                | 3,5                     |  |  |  |
|   | Робочий газ: Не              |                               |                |           |                |                    |                         |  |  |  |
| 8,9   | 2,8                          | 3896                          | 3694           | 0,92      | 0,86           | 250                | 6,75                    |  |  |  |
| 7,24  | 2,2                          | 3818                          | 3662           | 0,88      | 0,85           | 185                | 5                       |  |  |  |
| 5   | 1,2                          | 3755                          | 3599           | 0,87      | 0,83           | 163                | 4,5                     |  |  |  |
| 2,2   | 0,6                          | 3582                          | 3495           | 0,83      | 0,81           | 99                 | 2,8                     |  |  |  |

Таблиця 3.4.

Основні характеристики розподілу іонів гелію за енергіями від розрядної напруги  $U_a, Q = 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \cdot \Pi a/c.$ 

| <i>U</i> <sub><i>a</i></sub> , кВ | <i>I</i> <sub><i>p</i></sub> , мА | $E_0$ , eB | $E_{max1,}$ eB | $E_0/U_a$ | $E_{maxl}/U_a$ | $\Delta E$ , eB | $\Delta E/E_{max}$ , % |
|-----------------------------------|-----------------------------------|------------|----------------|-----------|----------------|-----------------|------------------------|
| 4,3                               | 2,8                               | 3896       | 3694           | 0,92      | 0,86           | 250             | 6,75                   |
| 3,5                               | 2,2                               | 2586       | 2312           | 0,74      | 0,66           | 278             | 12                     |
| 2,8                               | 2,1                               | 1943       | 1686           | 0,69      | 0,6            | 241             | 14,3                   |

Із роботи [4] відомо, що загальний струм витягнутих іонів для різних газів залежить від атомної маси іонів і значення їх енергії  $I \approx \sqrt{E} / \sqrt{m_i}$  іонів, де  $m_i$  - атомна маса іона. При фіксованому значенні розрядної напруги співвідношення загальних струмів іонів гелію і неону  $I_{He}^+/I_{Ne}^+ = \sqrt{m_{Ne}} / \sqrt{m}_{He}$ повинно бути близьким до значення 2,24. Аналіз експериментальних даних зі значень загальних струмів витягнутих іонів гелію і неону від напуску газу при фіксованій розрядній напрузі (таблиця 3.5) показав, що співвідношення струмів  $I_{He}^+/I_{Ne}^+$  близьке до значення 2,24 (2,6; 2,17; 2,38) для діапазону напуску (5 - 8,9) 10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с, а при напуску близькому до 2,2-2,5 10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с дорівнює 1. Таким чином, експлуатація ДБІ при малих напусках 2,2-2,5·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с робочих газів Ne і Не дозволяє одержувати струми іонів гелію і неону близькими за абсолютним значенням.

Таблиця 3.5.

| Робочий газ Ne, U <sub>a</sub> =4,3 кВ |         |                         |                  |         |                  |           |           |  |  |
|--|---------|-------------------------|------------------|---------|------------------|-----------|-----------|--|--|
| $Q, \cdot 10^5$                        | $I_t$ , | <i>I</i> <sub>1</sub> , | $\Delta E_{l}$ , | $I_2$ , | AE oP            | $I_l/I_t$ | $I_2/I_t$ |  |  |
| м <sup>3</sup> ·Па/с                   | мкА     | мкА                     | eB               | мкА     | $\Delta L_2, CD$ | ·100%     | ·100%     |  |  |
| 8,9                                    | 3,1     | 0,91                    | 111,5            | 2,19    | 861              | 29,35     | 70,65     |  |  |
| 7,24                                   | 2,8     | 0,66                    | 129              | 2,14    | 896              | 23,57     | 76,43     |  |  |
| 5                                      | 1,8     | 0,37                    | 116              | 1,43    | 1123             | 20,5      | 79,5      |  |  |
| 2,5                                    | 1,14    | 0,53                    | 104              | 0,61    | 20484168         | 46,5      | 53,5      |  |  |

## Основні характеристики розподілу струму іонів

Ne і He від напуску газу Q.

| Продовження | таблиці | 3.5 |
|-------------|---------|-----|
|-------------|---------|-----|

| Робочий газ Не, U <sub>a</sub> =4,3 кВ |      |      |     |      |          |      |      |  |  |
|--|------|------|-----|------|----------|------|------|--|--|
| 8,9                                    | 7,4  | 3,05 | 175 | 4,35 | 976      | 41,2 | 58,8 |  |  |
| 7,24                                   | 6,1  | 2,22 | 123 | 3,88 | 19783818 | 37   | 63   |  |  |
| 5                                      | 4,8  | 1,98 | 109 | 2,82 | 18823755 | 41,2 | 58,8 |  |  |
| 2,2                                    | 1,15 | 0,78 | 80  | 0,37 | 17163582 | 67,8 | 32,2 |  |  |

Таблиця 3.6.

Основні характеристики розподілу струму іонів Не від  $U_a$ ,  $Q = 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \Pi a/c$ .

| U <sub>a</sub> , кВ | $I_t$ , | $I_{l}$ , | $\Delta E_{1},$ | $I_2$ , | $\Delta E_2$ , | $I_1/I_t$ | $I_2/I_t$ |
|---------------------|---------|-----------|-----------------|---------|----------------|-----------|-----------|
|                     | мкА     | мкА       | eB              | мкА     | eB             | ·100%     | ·100%     |
| 4,3                 | 7,5     | 3,15      | 175             | 4,35    | 976            | 42        | 58        |
| 3,5                 | 5,96    | 2,38      | 194             | 3,58    | 02585          | 40        | 60        |
| 2,8                 | 4,9     | 2,08      | 166             | 2,82    | 01943          | 42        | 58        |

На рис. 3.27 (а, б) і рис. 3.28 представлені залежності основних параметрів енергетичного розподілу  $E_0$ ,  $E_{max1}$  і  $E_{max2}$  іонів Ne і Не від напуску газу при  $U_a = 4,3$  кВ і для іонів Не від  $U_a$  при напуску  $Q = 8,9 \cdot 10^{-5}$  м<sup>3</sup>·Па/с. Із представлених залежностей видно, що в загальному випадку значення E<sub>0</sub> i E<sub>max1</sub> лінійно залежать від величини напуску газу для іонів Ne i He. Рис. 3.27 (a, б). Для іонів Не залежності E<sub>0</sub> і E<sub>maxl</sub> від розрядної напруги U<sub>a</sub> також лінійні. Поява чітко виражених максимумів у низькоенергетичній частині (*E<sub>max2</sub>=3580 eB*, 3624 eB, 3835 eB) у загальному спектрі іонів спостерігається зі збільшенням напуску робочого газу (рис. 3.23 (б) і рис. 3.26 (а, б)). При напуску Не  $Q = 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \cdot \Pi \text{a/c} E_{max2} = 3565 \text{ eB}$  [рис. 3.26 (б)].

T



Рис. 3.27. Залежність *E*<sub>0</sub>, *E*<sub>max1</sub> і *E*<sub>max2</sub> для іонів Ne (а) і He (б) від напуску згідно даних таблиці 3.3.



Рис. 3.28. Залежність *E*<sub>0</sub>, *E*<sub>max1</sub> і *E*<sub>max2</sub> для іонів Н*е* від напуску згідно даних таблиці 3.4.

Із загального аналізу отриманих експериментальних даних слідують наступні висновки:

1. При напуску газу  $Q = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 \cdot \Pi a/c$  у джерело іони в основному утворюються в прианодній області (прианодний шар). Збільшення напуска (тобто тиску) призводить до того, що густина плазми в аноді зростає і анодний шар переміщається у бік плазми анода та частково нею компенсується ( $E_0$ ,  $E_{max1}, E_{max2} \rightarrow U_a$ ).

2. Збільшення тиску у ДБІ призводить до того, що в спектрах крім іонів з високими енергіями, з'являється частина іонів з низькою енергією з максимумом розподілу за енергіями іонів *E<sub>max2</sub>*. Даний ефект більш чітко виражений при роботі ДБІ з неоном, чим з гелієм.

3. Ширина енергетичного розподілу на половині висоти ( $\Delta E$ ) і співвідношення  $\Delta E/E_{max}$  для іонів гелію збільшується зі збільшенням напуску газу, а для іонів неону спостерігається незначна зміна цих величин.

4. Для іонів гелію при зміні анодної напруги при постійному напуску гелію  $E_0/U_a$  і  $E_{max}/U_a$  збільшуються зі збільшенням  $U_a$ , а  $\Delta E/E_{max}$  – зменшується.

5. Зменшення тиску приводить до того, що частка іонів у високоенергетичній частині спектра іонів збільшується. Зміна розрядної напруги не впливає на співвідношення струму іонів між високоенергетичною і низькоенергетичною частинами спектра.

#### 3.4. Система первинного формування пучка іонів

Важливою характеристикою пучка витягнутих іонів із ДБІ, є поперечний розподіл густини іонів у пучку і його кут розходження. Ці дані необхідні для розробки системи узгодження первинних параметрів пучка іонів (інжекції) з іонно-оптичними властивостями трубки прискорювача.

Для проведення розрахунків транспортування пучка через трубку прискорювача необхідно знати дані з початкових координат і кутовому розподілу витягнутих іонів пучка із ДБІ. Для визначення початкових параметрів пучка запропонована методика у основі якої є отримання профілів пучка іонів і розрахунок значення максимального кута розходження пучка.

У даній роботі було досліджено залежність діаметра (на відстані від отвору емісії – 125 і 274 мм) і кута розходження пучка іонів для різних конструкцій системи первинного формування пучка, а також значень потенціалів на електроді витягування іонів.

Було досліджено чотири системи первинного формування пучка іонів, що показані на рис. 3.29 (а, б).

Система А мала експандер (відстань від отвору емісії до електрода витягування 7,5 мм), а у трьох інших системах первинного формування пучка експандер був відсутній, змінювалися лише такі параметри, як відстань між отвором емісії і електродом витягування іонів та діаметр отвору у електроді витягування.

Геометрія систем первинного формування була близька до системи Пірса [90], для якої кут конусних частин електродів становить 135<sup>0</sup>.


Рис. 3.29. Системи первинного формування пучка. 1 – отвір емісії,
2 – експандер, 3 – електрод витягування іонів. а – Ø експандера, b – відстань між отвором емісії [або експандером (2)] і електродом витягування іонів,

с – діаметр отвору у електроді витягування іонів.

На рис. 3.30 представлені профілі струму пучка від радіуса для системи рис. 3.29 (а) при різниці потенціалів «катод-електрод витягування»: 11, 8, 5 кВ, що отримані на двох відстанях (125 і 274 мм) від отвору емісії. Геометричні параметри системи такі:  $\emptyset$  експандера (а) – 4 мм, відстань між експандером і електродом витягування (b) – 4 мм і  $\emptyset$  отвору у електроді витягування іонів (c) – 4 мм (система 4х4х4).

На рис. 3.31 представлені профілі струму пучка від радіуса для системи, у якої  $\emptyset$  експандера (a) – 2 мм, відстань між експандером і електродом витягування (b) – 4 мм і  $\emptyset$  отвору у електроді витягування іонів (c) – 4 мм (Система 2х4х4); на рис. 3.32 – для системи: a = 2 мм, b = 2 мм і с – 4 мм (Система 2х2х4); на рис. 3.33 – для системи: a = 2 мм, b = 2 мм і с=2 мм (Система 2х2х2). Вимірювання профілів для всіх чотирьох систем проводилося при таких параметрах розряду: розрядна напруга  $U_a = 4$  кВ і напуск робочого газу Ne –  $Q \approx 8,6\cdot10^{-5}$  м<sup>3</sup>·Па/с.



Рис. 3.30. Профілі пучка системи 4х4х4.



Рис. 3.31. Профілі пучка системи 2х4х4.



Рис. 3.32. Профілі пучка системи 2х2х4.



Рис. 3.33. Профілі пучка системи 2х2х2.

Із представлених профілів шляхом інтегрування були одержані залежності струму іонів від радіуса пучка, а побудувавши ці криві у відносних одиницях (рис. 3.34) було розраховано значення радіуса пучка для певної частки струму і максимального кута розходження пучка іонів.

На рис. 3.35 представлена залежність (1) половинного кута розходження пучка іонів від його радіуса, що була розрахована з експериментальних даних для системи 4х4х4. Значення радіусу пучка іонів було взято на відстані 90 мм від отвору емісії. Залежність (2) побудована із аналізу даних за розрахунками траєкторій одиночних іонів для даної системи формування пучка за допомогою програми IBSIMU [91]. Теоретичні основи методики розрахунків і аналіз траєкторій сформованого пучка представлено в підрозділі 4.2.



Рис. 3.34. Залежність струму пучка від його радіуса, отримана інтегруванням відповідних профілів струму пучка іонів Ne для всіх чотирьох систем при  $U_{sum}=11$  кB.



Рис. 3.35. Залежність половинного кута розходження пучка іонів Ne від радіуса, 1 – експериментальні дані, 2 – розрахункові.

Відповідність залежностей (1) і (2) на рис. 3.35 слід вважати задовільною, виходячи з того, що експериментальні дані є усередненими. Діаметр вхідного отвору ЦФ дорівнює 1 мм, а розрахунки траєкторій проводилися при заданні початкової координати іонів із кроком 0,1 мм в площині отвору емісії, і кут нахилу початкової траєкторії до осі пучка змінювався із кроком  $0,5^0$  та для моноенергетичного пучка іонів.

Відомо, що первеанс [90] системи Пірса для первинного формування пучка електронів визначається співвідношенням:

$$P = \frac{I}{U_{gum}^{3/2}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{\pi r_k^2}{d^2}, \qquad (3.13)$$

де  $r_k$  – радіус катода (у нашому випадку радіус отвору емісії), що дорівнює початковому радіусу пучка, d – відстань між катодом та електродом витягування,  $U_{sum}$  – напруга на електроді витягування іонів, I – струм пучка.

Фокусуючі властивості отвору у електроді витягування можливо врахувати, якщо припустити, що розглянута система еквівалентна за властивостями лінзі-діафрагмі, фокусна відстань *f* якої дорівнює:

$$f = \frac{4U_{eum}}{\left(-\frac{\Delta U}{\Delta z}\right)_{z=d}} = -3d$$
(3.14)

Тоді кут нахилу траєкторій на виході із електрода витягування визначається формулою:

$$a \approx tg(a) = \frac{r_{ny^{4}\kappa a}}{|f|} = \frac{r_{ny^{4}\kappa a}}{3d}$$
(3.15)

Згідно із формулою (3.15) також були проведені розрахунки з оцінювання максимального кута розходження пучка іонів для всіх чотирьох систем первинного формування пучка. Для системи 4х4х4 значення половинного кута склало  $\alpha = 0,022$  рад, для 2х4х4 – 0,042 рад, для 2х2х4 і 2х2х2 – 0,083 рад. Як видно із представлених даних відповідність між розрахунками у наближеному варіанті (лінза-діафрагма), з використанням програми IBSIMU і експерименту з визначення розходження пучка є задовільним.

Слід зазначити, що в нашому випадку необхідно було враховувати реальну геометрію електродів. Максимальний кут проходження іонів через катод з емісійним отвором діаметром 1 мм і довжиною 2 мм становить 0,92 рад. Ця умова зберігалася для всіх чотирьох систем первинного формування пучка. Саме для оцінки впливу реальної геометрії систем первинного формування пучка, а також параметрів розряду виникає необхідність проведення експериментів з вивчення профілів пучка іонів, витягнутих із ДБІ. З урахуванням отриманих експериментальних даних було розраховано значення первеанса для системи 4х4х4 за формулою (3.11)  $P \approx 2,2$  мкA/кB<sup>3/2</sup>, а також значення нормалізованої яскравості  $B \approx 3$  мA·м<sup>-2</sup>·рад<sup>-2</sup>·eB<sup>-1</sup> пучка іонів.

З аналізу отриманих даних слідують наступні висновки:

- половинний кут розходження пучка іонів і кути розходження для окремих частин пучка є приблизно однаковими для всіх досліджених систем первинного формування пучка іонів;
- струм витягнутих іонов для системи з експандером (первеанс  $P \approx 2,2$  мкА/кВ<sup>3/2</sup>, нормалізована яскравість пучка  $B \approx 3$  мА·м<sup>-2</sup>·рад<sup>-2</sup>·еВ<sup>-1</sup>) був на (10...20)% більший у порівнянні з іншими системами первинного формування пучка. Тому була обрана система первинного формування пучка 4х4х4.

Матеріали цього розділу були опубліковані у роботах [3, 5, 6] і представлені в матеріалах конференцій [15-18]

#### 3.5. Висновки

Розроблено ДБІ газів типу Пеннінга оригінальної конструкції, який задовольняє вимогам експлуатації на малогабаритному ЕП Ван де Граафа горизонтального типу:

- вага ДБІ - 3,5 кг;

- споживана потужність до 25 Вт;

- збільшено термін служби ДБІ (при роботі на Ne – до 200 годин, а для Не - до 1000 годин) за рахунок використання циліндричної вставки із кварцу в камері ДБІ, що забезпечує високу адгезію покриття, отриманого іонним розпиленням катодів із Та. Наявність отворів Ø1 мм у верхньому фланці й катоді, що відповідає діаметру плазмового шнура на осі ДБІ, дозволило суттєво зменшити ефект розпилення матеріалу катодів. Для створення магнітного поля з однорідним розподілом магнітної індукції на осі ДБІ, розроблена конструкція магнітної системи. Значення магнітної індукції на осі становить 0,123 Тл.

Під час стендових випробувань визначено робочі параметри джерела іонів і його характеристики, а саме:

- діапазон розрядної напруги (0,8...5) кВ;
- величина напуску робочого газу: (1,4...8,9)·10<sup>-5</sup> м<sup>3</sup>·Па/с в залежності від роду робочого газу і величини струму витягнутих іонів;
- струм розряду: 0...5 мА;
- отримано струм іонів Ne<sup>4+</sup> 1 нА при потужності розряду 1 Вт.

Досліджена залежність загального струму витягнутих іонів і струму багатозарядних іонів (Ne i Ar) від робочих параметрів джерела (розрядної напруги й напуску робочого газу).

Установлено, що основний внесок в утворенні багатозарядних іонів у джерелах даного типу вносять однократні зіткнення електронів з атомами і молекулами. Газова економічність становить близько 10%.

Досліджено первинні характеристики пучка іонів, а саме – максимальний кут розходження і розкид іонів за енергіями. Показано, що для досліджених систем первинного формування пучка максимальний кут розходження приблизно однаковий і становить 0,12 рад. Середнє значення нормалізованої яскравості пучка іонів становить  $\approx 3 \text{ мА·м}^{-2} \cdot \text{рад}^{-2} \cdot \text{еB}^{-1}$ .

Показано також, що розподіл іонів пучка за енергіями залежить від анодної напруги, роду робочого газу, та значення розрядного струму. Максимальне значення розкиду (ширина на половині висоти) становить для іонів неону 94 еВ, а для іонів гелію – 125 еВ.

Таким чином, результати випробування ДБІ запропонованої конструкції показують, що за своїми характеристиками (струм пучка іонів, вихід багатозарядних іонів, величина напуску робочого газу, споживана потужність, габарити й вага) ДБІ відповідає умовам експлуатації на електростатичному прискорювачі «Сокіл».

## РОЗДІЛ 4. ОТРИМАННЯ ПУЧКІВ БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ ГАЗІВ У ЯДЕРНО-ФІЗИЧНІЙ УСТАНОВЦІ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПРИСКОРЮВАЧА «СОКІЛ»

У даному розділі обговорюються результати з розробки і випробування інжектора багатозарядних іонів із системою електроживлення та керування для ЕП «Сокіл» [12]. Виходячи з вимог до інжектора багатозарядних іонів для малогабаритного ЕП розрахована і розроблена система інжекції [7]. Теоретично обґрунтована і реалізована методика одержання пучка іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> з низьким вмістом іонів H<sub>2</sub><sup>+</sup> при використанні існуючого MMA (розподільний магніт) і ЕА, а також при використанні тонких вуглецевих плівок товщиною 79 і 300 нм, що були встановлені перед MMA [9, 14]. Розроблена методика ЗР для визначення змісту домішки іонів H<sub>2</sub><sup>+</sup> у пучку <sup>4</sup>He<sup>2+</sup>.

#### 4.1. Вимоги до інжектора багатозарядних іонів

При розробці інжектора багатозарядних іонів необхідно враховувати всі вимоги, пов'язані з експлуатацією його на конкретному прискорювачі.

Попередні стендові випробування джерела багатозарядних іонів [3, 5] і розрахунки з транспортування пучка іонів показали, що необхідна система узгодження параметрів витягнутого пучка іонів із ДБІ, з іонно-оптичними характеристиками трубки прискорювача, тобто система інжекції.

При розробці системи інжекції пучка необхідно враховувати дуже багато реальних факторів:

- геометричні розміри прискорювача і BBE;
- положення розподільного магніту;
- положення експериментальних камер;
- діапазон зміни потенціалу BBE;
- діапазон струму пучка іонів.

При проведенні досліджень на ядерно-фізичній установці з ЕП «Сокіл» виникає необхідність змінювати потенціал ВВЕ від 300 кВ до максимального – 1,8 МВ. Струм пучка іонів на мішені залежно від розв'язуваних завдань необхідно змінювати від декількох нА до декількох мкА. Зміна величини струму здійснюється за допомогою регулювання робочих параметрів ДБІ – розрядної напруги, тиску робочого газу у джерелі, напруги витягування іонів. Зміна величин цих параметрів приводить до зміни енергії іонів витягнутого пучка іонів із джерела. Так як оптичні характеристики трубки залежать від співвідношення потенціалу ВВЕ і енергії іонів пучка на вході в трубку прискорювача, то зрозуміло, щоб забезпечити транспортування пучка іонів (без значних втрат пучка іонів) у широкому діапазоні зміни зазначених параметрів є досить складним завданням.

Таким чином, система інжекції повинна задовольняти наступні вимоги:

 забезпечити сталість енергії іонів пучка на вході у трубку прискорювача при зміні різниці потенціалів «катод – електрод витягування іонів»;

 дозволяти регулювати величину енергії іонів на вході у трубку для вибору оптимальних умов транспортування пучка.

Оскільки розміщення складних систем інжекції (тих, що мають фільтр Віна [60], одиночну лінзу [59, 62, 63]) на даному прискорювачі обмежено його конструкційними особливостями, а саме споживаною потужністю системи, її габаритами, вагою, можливостями системи керування, до розгляду була запропонована проста система інжекції, що складається із двох імерсійних лінз (електроди витягання та фокусування іонів пучка). Результати розрахунків транспортування пучка іонів і опис запропонованої системи інжекції представлено в підрозділі 4.2.

# 4.2. Особливості конструкції інжектора і його системи електроживлення та керування. Розрахунки системи транспортування пучка іонів

На базі ДБІ, з урахуванням раніше заданих вимог, було розроблено інжектор багатозарядних іонів газів для ЕП «Сокіл». Його схема представлена на рис. 4.1. Інжектор складається із джерела багатозарядних іонів (1), електродів витягування (2) та фокусування іонів пучка.



Рис. 4.1. Схема інжектора багатозарядних іонів для ЕП «Сокіл»: 1 – ДБІ, 2 – електрод витягування іонів, 3 – електрод фокусування пучка іонів.

Геометрична форма, положення електрода витягування й значення різниці потенціалів у системі «катод–електрод витягування іонів» були визначені експериментально під час стендових випробувань, що дозволило збільшити значення струму витягнутих іонів із джерела без значної зміни величини кута розходження пучка іонів [5, 6]. Аналітична задача з визначення положення кросовера інжектованого пучка іонів на виході із трубки прискорювача була вирішена в роботі [92]. Встановлено, що положення кросовера пучка іонів на виході із трубки залежить від співвідношення енергії інжекції іонів  $E_{inj}$  до кінцевої енергії іонів  $E_t$  (на виході з трубки прискорювача).

Трубку прискорювача з постійним градієнтом електричного поля ЕП представляє собою поєднання трьох оптичних елементів, початкова частина (відносно пучка іонів, що інжектується у трубку) – фокусуюча, середня частина – електричне поле з постійним градієнтом, кінцева частина – дефокусуюча.

У спрощеному варіанті трубку прискорювача, як оптичний елемент, слід представити як добуток трьох матриць перетворення пучка [93], а саме:

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{2L}{R+1} \\ 0 & \frac{1}{R} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{R-3}{2} & \frac{2L}{R+1} \\ -\frac{3(R+1)(R-1)^2}{8LR^2} & \frac{3R-1}{2R^2} \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

де L – довжина трубки прискорювача,  $R = v / v_0 = (U/U_0)^{\frac{1}{2}}$  – співвідношення швидкостей іонів на вході і виході із трубки ЕП,  $f_1 = 4U_0L/(U-U_0) = 4L/(R^2-1)$  – фокусна відстань вхідної лінзи,  $f_2 = 4UL/(U-U_0) = 4R^2L/(R^2-1)$  – фокусна відстань вихідної лінзи.

Якщо на відстані p перед трубкою знаходиться початкове положення кросовера пучка іонів  $f_1$ , а q – відстань до положення кросовера  $f_2$  після проходження пучка через трубку прискорювача, тоді виходячи із запропонованої моделі має місце рівність:

$$B = \begin{pmatrix} 1 & q \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot A \cdot \begin{pmatrix} 1 & p \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{4.2}$$

У випадку, коли реалізується фокусування «точка в точку» кінцеве положення будь-якої «точки» у фокальній площині не буде залежати від початкового значення кута, звідси з виразу (4.2) є можливість визначити залежність положень фокусних відстаней на вході і виході із трубки:

$$p = \frac{4L/(R+1) + q(3R-1)/R^2}{(R-3) + \frac{3q(R+1)(R-1)^2}{4LR^2}}$$
(4.3)

Запропонована модель є спрощеною і повністю не враховує ряд факторів, пов'язаних з параметрами інжектованого пучка іонів, властивостей трубки з фокусування на вході і дефокусування на виході. Згідно з формулою 4.3 при зміні потенціалу на ВВЕ в робочому діапазоні (до 2 МВ) для забезпечення сталості положення кросовера пучка іонів на вхідну діафрагму ММА (на відстані порядку 2200 мм від виходу трубки) для значень p = 20...170 мм, достатньо, щоб енергія інжекції іонів регулювалася у діапазоні 4...16 кеВ.

Для більшості електростатичних прискорювачів виконується умова сталості значення R, що забезпечується за рахунок регулювання енергії інжекції іонів при фіксованому потенціалі на ВВЕ для конкретної заданої відстані p. Оскільки у нашому випадку існує обмеження по величині значення p, то необхідно проведення більш детальних розрахунків транспортування пучка іонів через трубку прискорювача, для того, щоб урахувати не тільки положення отвору емісії іонів ДБІ щодо входу у трубку, а також параметри інжектованого іонного пучка та оптичні властивості трубки.

Таким чином, проведення розрахунків з траєкторного аналізу іонів пучка дозволить визначити діапазон потенціалів на електродах системи інжекції для керування положеннями кросовера пучка іонів з урахуванням реальної геометрії системи інжекції і трубки прискорювача, що необхідно для розробки системи електроживлення інжектора. Для розрахунків була обрана наступна принципова система інжекції іонів і схема підключення високовольтних джерел живлення до електродів інжектора, яка представлена на рис. 4.2. Дана схема має такі переваги: регулювання струму витягнутих іонів із ДБІ здійснюється без зміни енергії інжекції іонів у трубку прискорювача, енергія витягнутих іонів залежить тільки від потенціалів на розрядному проміжку ДБІ і на електроді фокусування пучка відповідно. Потенціал на першому електроді трубки прискорювача підбирався зміною номіналу першого резистора у системі дільника.



Рис. 4.2. Принципова схема підключення високовольтних джерел електроживлення до електродів інжектора: 1 – ДБІ, 2 – система інжекції, 3 – трубка прискорювача ЕП «Сокіл».

Для розрахунків системи інжекції і транспортування пучка було використано програма IBSIMU [91]. IBSIMU є програмою для комп'ютерного моделювання іонної оптики. Код має широкі можливості для вирішення задач з розрахунку розподілу електричних полів у заданій геометрії і відстеження руху частинок у електричних та магнітних полях, до складу якого входять бібліотеки мови програмування С++, що забезпечує універсальність і відкритість його використання. Програма IBSIMU реалізована для використання у системах Linux і Windows і має рядом особливостей:

- використовує 2D DXF файли, файли 3D STL або математичне формулювання для побудови геометричних параметрів системи транспортування пучка;
- реалізує метод кінцевих різниць при розв'язанню рівнянь Пуассона і Лапласа (2D і 3D) зі згладжуванням крайових ефектів;
- дозволяє проводити розрахунки траєкторій іонів пучка з урахуванням густини просторового заряду;

Розрахунки з використанням IBSIMU проводилися за наступною схемою. У першу чергу проводились розрахунки розподілу електричних полів (у системі координат x і z), виходячи з реальної геометрії електродів (геометрія електродів має аксіальну симетрію відносно z), крок сітки становив 0,3 мм, точність обчислення значення потенціалу порядку 0,01% при потенціалі на ВВЕ ЕП 2 MB.

З урахуванням отриманих даних із розподілу електричного поля, а також задаючи початкові координати траєкторій іонів на виході із емісійного отвору і їх кутового розходження відносно осі (*z*) (згідно з результатами по визначенню кутів розходження пучка іонів, підрозділ 3.4), проводились розрахунки транспортування в трубці прискорювача ЕП «Сокіл» і на виході з неї.

Змінюючи форму і положення електрода фокусування іонів було визначено діапазон значень потенціалів на електроді фокусування іонів і першому електроді трубки прискорювача, що забезпечує регулювання положення кросовера пучка іонів на виході із прискорювача у широких межах без значних втрат пучка. Результат розрахунків системи інжекції, згідно із принциповою схемою рис. 4.2, представлений на рис. 4.3 (а, б). На рис. 4.3 (а) показано аналіз одиночних траєкторій іонів у системі інжекції, де вертикальними лініями позначені положення вхідних отворів електродів, а на рис. 4.3 (б) – від отвору емісії до входу в ММА (3200 мм).

Змінюючи початкову енергію іонів для випадку, представленого на рис. 4.3, були отримані розрахункові дані щодо зміни одномірного фазового об'єму пучка іонів у залежності від початкової енергії іонів на вході у ММА  $(dx/dz \operatorname{big} x)$ . Розрахункові дані представлені на рис. 4.4.



Рис. 4.3. Аналіз одиночних траєкторій іонів у системі інжекції (а) (схема на рис.4.2) і від отвору емісії ДБІ до вхідної діафрагми ММА (б).  $U_{BBE}$ =1,8 MB,  $U_{gum}$  = 11 кB,  $U_{\phi o \kappa}$  = 7кB, початкова енергія іонів 4 кеB. Кросовер пучка іонів знаходиться на виході із трубки (L ≈ 1500 мм від отвору емісії ДБІ).



Рис. 4.4. Залежність *dx/dz* від *x* від початкової енергії іонів для траєкторій іонів, представлених на рис.4.4 (б), *z* = 3200 мм.

- – початковий фазовий об'єм (z = 0 мм);
- □ прискорений пучок з початковою енергією 4000 eB;
- - прискорений пучок з початковою енергією 4150 eB;
- о прискорений пучок з початковою енергією 3850 eB.

Як видно із рис. 4.4, зміна початкової енергії іонів у інтервалі 4000±150 eB суттєво не впливає на одномірний фазовий об'єм пучка після проходження всієї системи транспортування. Звідси слідує, що величина розкиду витягнутих іонів з ДБІ за енергіями  $\Delta E$  (згідно даним підрозділу 3.3), суттєво не буде впливати на фазовий об'єм прискореного пучка на виході із трубки ЕП «Сокіл». Також показано, що запропонована система інжекції дозволяє одержувати пучки іонів діаметром близьким до 4 мм на вході в діафрагму ММА (z = 3200 мм) з максимальним кутом розходження  $\approx 0,4$  мрад.

Має практичний інтерес вивчення залежності зміни кута нахилу траєкторій іонів dx/dz відносно осі (z) після проходження всієї системи транспортування. Диференціюючи дані, що представлені на рис. 4.4, було

отримано залежності зміни кута нахилу траєкторії одиночних іонів dx/dzвідносно осі z для всіх траєкторій іонів, які представлені на рис. 4.5 (а, б).



Рис. 4.5. Зміна кута нахилу траєкторій іонів *dx/dz* відносно осі (*z*). (а) – у системі інжекції, (б) – в трубці прискорювача.

Із рис.4.6 (а) видно наявність фокусуючого та дефокусуючого впливу електродів системи інжекції, а також фокусуючого впливу першого і другого електродів трубки на пучок іонів. Отримані дані є важливими при розробці систем інжекції іонів у трубку ЕП.

На рис. 4.5 (б) – показано динаміку зміни кута траєкторій іонів безпосередньо у трубці прискорювача. Наявність осциляцій по dx/dz вздовж трубки прискорювача пов'язано з розподілом електричного поля, який формується періодичною системою електродів конусної геометрії з постійним кроком [71]. На виході із трубки на прискорені іони вливає дефокусування, що відповідає раніше описаній моделі.

Необхідними розрахунковими даними з транспортування пучка іонів для розробки системи електроживлення інжектора також є положення вхідного кросовера пучка іонів у залежності від потенціалів на ВВЕ і енергії інжекції пучка іонів у трубку ЕП при фіксованому значенні положення вхідного кросовера  $p \approx 120$  мм. Під час моделювання було отримано залежності положення кросовера від потенціалу на електроді фокусування при потенціалах на ВВЕ: 1; 1,5 і 1,8 МВ (початкова енергія іонів дорівнює 4 кеВ). Результати моделювання представлені на рис. 4.6.

Виходячи із отриманих даних, було визначено, що положення кросовера при фіксованій напрузі витягування іонів для запропонованої системи інжекції змінюється в межах від 2 м до 5 м при зміні енергії інжекції від 4 кеВ до 16 кеВ. Звідси, необхідно мати в системі електроживлення інжектора високовольтне джерело живлення для регулювання потенціалу на електроді фокусування, що еквівалентне джерелу живлення електрода витягування іонів.

Таким чином, у результаті проведених розрахунків були отримані дані з робочого діапазону значень потенціалів на електроді фокусування іонів, які необхідні для розробки системи електроживлення і керування інжектором багатозарядних іонів.



Рис. 4.6. Залежність положення вихідного кросовера від потенціалу на електроді фокусування іонів для значень потенціалу на BBE

 $U_{BBE} = 1; 1,5; 1,8 \text{ MB}, U_{eum} = 12 \text{ \kappaB}.$ 

Враховуючи експериментальні дані із основних характеристик необхідних джерел живлення для забезпечення роботи ДБІ, а також розрахункові дані з діапазону значень потенціалів системи інжекції, була розроблена система електроживлення і керування інжектором (рис. 4.7.) [7], що складається з таких джерел електроживлення:

- джерело анодної напруги В1, призначено для одержання оптимального режиму роботи іонного джерела для різних робочих газів: вихідна напруга 0...5 кВ, струм навантаження до 5 мА;
- джерело напруги витягування іонів В2, призначено для регулювання величини струму пучка витягнутих іонів із іонного джерела: вихідна напруга 0...16 кВ, струм навантаження до 1 мА;
- джерело напруги фокусування іонів ВЗ, призначено для узгодження параметрів пучка із іонно-оптичними властивостями трубки прискорювача

при різних потенціалах на ВВЕ прискорювача: вихідна напруга 0...18 кВ, струм навантаження до 1 мА;

два ідентичні джерела електроживлення (Тр8 і Тр9) біметалічних натікачів газу N1 та N2, призначених для регулювання напуску робочого газу, що необхідно для одержання оптимального режиму роботи джерела: вихідна напруга 0...6 В, струм навантаження до 8 А.

Джерела живлення B1, B2, Tp8 і Tp9 мають високовольтну ізоляцію до 20 кВ і ізольовані від BBE.



Рис. 4.7. Принципова схема електроживлення та керування інжектором багатозарядних іонів для ЕП «СОКІЛ».

Джерела живлення B1, B2 і B3 побудовані на базі промислових трансформаторів типу ТВ1-43-115-400, для одержання високої напруги були використані множники напруги.

Джерела живлення натікачів газу N1 та N2 виконані на трансформаторах [7], виготовлених у електрофізичній лабораторії ІФТТМТ ННЦ ХФТІ.

Усі джерела живлення (B1, B2, Tp8 і Tp9) є дистанційно керованими з пульта керування прискорювача, туди ж виводиться інформація про режим роботи прискорювача. Крім того, з пульта керування здійснюється вибір одного із двох робочих газів, що напускають у джерело іонів.

Регулювання вихідних напруг джерел живлення здійснюється за допомогою промислових автотрансформаторів типу АРМ-6, а керування автотрансформаторами – механічно за допомогою ізолюючих штанг.

Оскільки вибір робочого газу й регулювання напуску газу, здійснюється однієї штангою, була застосована релейна схема Р1 і її джерело живлення В4, що дозволяють сполучити ці дві функції.

Електроживлення всього електроустаткування під ВВЕ (Тр1 і Тр2) забезпечується за допомогою вал-генератора [39], що обертається стрічковим транспортером зарядів. Вал-генератор містить два незалежні електрогенератори, кожний на 220 В, 150 Вт і 400 Гц. Повна споживана потужність устаткування, що установлено під ВВЕ, не перевищує 150 Вт.

На рис. 4.8 і 4.9 представлені фотографії інжектора багатозарядних іонів і системи електроживлення відповідно, що розміщені під ВВЕ ЕП «Сокіл».



Рис. 4.8. Інжектор багатозарядних іонів.



Рис. 4.9. Система електроживлення інжектора багатозарядних іонів.

### 4.3. Експериментальні дослідження основних характеристик інжектора багатозарядних іонів

Основними завданнями при випробуванні інжектора БІ газів на ЕП «Сокіл» є перевірка роботи його системи електроживлення та керування, оцінка розміру пучка на виході із трубки прискорювача залежно від потенціалу на ВВЕ прискорювача, а також одержання струму пучків багатозарядних іонів газів після ММА.

Під час випробувань були отримані фотографії світіння пучка іонів Ne<sup>+</sup> на кварцовій пластині у камері каналу опромінення [12]. На рис. 4.10 представлена фотографія зображення пучка на кварцовій пластині у камері каналу опромінення, розмір сітки 5х5 мм.



Рис. 4.10. Пучок Ne<sup>+</sup> у камері каналу опромінення, сітка 5х5 мм.

Як видно із отриманих даних, розмір пучка не перевищує 4 мм, що відповідає розрахунковим даним.

Під час випробувань на установці «Сокіл» після розподільного магніту були отримані струми багатозарядних іонів:  ${}^{3}\text{He}^{2+}$  і  ${}^{4}\text{He}^{2+}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}^{2+}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}^{3+}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}^{2+}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}^{3+}$ . Дані представлено в таблиці 4.1.

```
Таблиця 4.1.
```

| Струм іонів\газ | Ar     | Ne     | Не    |
|-----------------|--------|--------|-------|
| 1+              | 2 мкА  | 2 мкА  | 2 мкА |
| 2+              | 180 на | 200 на | 15 на |
| 3+              | 16 на  | 2 на   | -     |

Струм багатозарядних іонів, що отриманий на ЦФ після ММА.

Значення струму багатозарядних іонів на установці «Сокіл» відрізняється від результатів, отриманих при стендових випробуваннях, що можливо пояснити наявністю двох факторів. Першим є втрата частини іонів при проходженні через трубку прискорювача за рахунок перезарядки іонів на залишковому газі. Другим - частина пучка іонів після ММА обрізується щілинним приладом системи стабілізації за енергією ЕП «Сокіл». Отримання пучка іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> детально описано у підрозділі 4.4.

Досвід роботи з інжектором багатозарядних іонів ЕП «Сокіл» показав високу його надійність протягом тривалого проміжку часу (більш 200 годин).

## 4.4. Розділення прискорених іонів ${}^{4}\text{He}^{2+}$ і $\text{H}_{2}^{+}$ у пучку

Для аналітичних цілей використовуються в основному протони й одноабо двозарядні іони гелію. Так як у залишковому газі установки присутній водень і гази, що в своєму складі мають водень, то у джерелі поряд з іонами <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> утворюються також іони H<sub>2</sub><sup>+</sup> (рис. 3.10). Величина перерізу утворення (рис. 4.11) H<sub>2</sub><sup>+</sup> [87] в ~10<sup>3</sup> раз більше величини перерізу утворення <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> [94, 95]. У зв'язку з цим струми іонів H<sub>2</sub><sup>+</sup> і <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> можуть бути однакової величини, звідси виникає завдання із розділення цих пучків.

Існує два методи розділення іонів за масою, які можуть бути розглянуті як можливі для застосування у нашому випадку: магнітний мас-спектрометр і дисоціація іонів  $H_2^+$  при їх проходженні через тонкі плівки з вуглецю.



Рис. 4.11. Перерізи утворення іонів H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup>, He<sup>+</sup>, He<sup>2+</sup> у залежності від енергії електронів.

#### 4.4.1. Розрахунки розділення за допомогою мас-аналізатора

Для досліджень за допомогою методу ЗР використовується експериментальна камера №4 (рис. 2.6). Оскільки встановити додатковий ММА немає можливості, то необхідно було розглянути варіант розділення пучків іонів  $H_2^+$  і <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> за допомогою існуючого розподільного магніту.

Для початку необхідно з високою точністю одержати значення радіуса повороту іонів на каналі №4. Для калібрування була використана реакція  ${}^{27}Al(p,\gamma){}^{28}Si$ , яка має резонанс при енергії  $E_p = 992,0\pm0,5$  кеВ, ширина резонансу Г 0,08±0,04 кеВ [96, 97].

Напруженість магнітного поля вимірювалась за допомогою датчика ядерно-магнітного резонансу (ЯМР) і за умови проходження протонів на мішень по каналу №4, при B=0,245 Тл.

Таким чином, радіус повороту протонів *R*, що пройдуть по каналу №4, буде дорівнювати:

$$R = \frac{1}{B} \left(\frac{2mU_k}{q}\right)^{\frac{1}{2}} = 0,587723 \,\mathrm{M}.$$
(4.4)

Виходячи із цього, було розраховано співвідношення радіусів повороту для іонів  $H_2^+$  і <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> за умови, що іони <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> ідуть по радіусу 0,587723 м.

$$R_{{}^{4}He^{2+}} = \frac{1}{B} \left( \frac{2m_{{}^{4}He^{2+}}U_{k}}{q_{{}^{4}He^{2+}}} \right)^{\frac{1}{2}},$$
(4.5)

$$R_{H_2^+} = \frac{1}{B} \left( \frac{2m_{H_2^+} U_k}{q_{H_2^+}} \right)^{\frac{1}{2}}.$$
(4.6)

Таким чином  $\frac{R_{H_2^+}}{R_{^4He^{2+}}} = \left(\frac{2m_{H_2^+}}{m_{^4He^{2+}}}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2 \cdot 2,0153}{4,0015}\right)^{\frac{1}{2}} = 1,00363.$ 

Звідси  $R_{H_2^+} = 0,589856$  м, а різниця радіусів  $\Delta R \quad R_{H_2^{\pm}} - R_{^4He^{2+}} = 2,133 \cdot 10^{-3}$  м.

Так як умови розміщення устаткування не дозволяють встановити додатково ММА, то була розглянута можливість розділення іонів  $H_2^+$  і  ${}^4He^{2+}$  за допомогою існуючого розподільного магніту. Були виконані розрахунки [98] розходження траєкторій двох іонів ( $H_2^+$  і  ${}^4He^{2+}$ ) на певній відстані (*L*) від виходу з розподільного магніту.

Нехай у т. М (рис. 4.12) приходять іони з масою  $(m_1)$  й  $(m_2)$  із зарядом  $(q_1)$ і  $(q_2)$  зі швидкостями  $(v_1)$  і  $(v_2)$ , тоді  $\frac{m_1v_1^2}{2} = q_1U_{BBE}$  й  $\frac{m_2v_2^2}{2} = q_2U_{BBE}$ . До границі поля іони рухаються по прямій, а усередині зазору магніту по ділянкам кола з радіусами  $R_1 = \frac{m_1v_1}{q_1B}$  і  $R_2 = \frac{m_2v_2}{q_2B}$  відповідно. Якщо  $(U_{BBE})$  і (B) обрані такими, що  $R_1 = O_1 M = O_1 N_1$  і  $R_2 = O_2 M = O_2 N_2$ , то пролетівши по дугах кіл з радіусами  $(R_1)$  і  $(R_2)$ , іони вийдуть із поля по нормалі до границі поля. За межами поля їх траєкторіями будуть прямі  $N_1 A_1$  і  $N_2 A_2$  – дотичні до траєкторій у точках виходу  $(N_1)$  та  $(N_2)$ . Тоді відстань між траєкторіями іонів з масами  $(m_1)$  і  $(m_2)$  буде дорівнювати  $A_1 A_2 = N_1 N_2 + L \cdot \tan(b)$ , де L – відстань, що пройдена іонами по прямій за границею поля.



Рис. 4.12. Іонно-оптична схема ММА.

Із рис. 4.12 випливає, що 
$$a_2 = a_1 - b$$
,  $\angle O_2 M N_2 = \frac{\pi}{2} - \frac{a_2}{2}$  і  $\angle O_1 N_2 M = \frac{\pi}{2} - \frac{a_2}{2} - b$ .

Виходячи із цього, мають місце рівняння

$$\frac{O_1 M}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{a_2}{2} - b\right)} = \frac{O_1 N_2}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{a_2}{2}\right)} = \frac{M N_2}{\sin a_1}.$$
(4.7)

Скориставшись відомими у тригонометрії формулами перетворення [99], знаходимо, що

$$MN_{2} = 2O_{1}N_{2}\sin\left(\frac{a_{1}-b}{2}\right), \ b = \arcsin\left(\frac{\sin\left(a_{1}\right)\left(O_{2}N_{2}-O_{1}M\right)}{O_{2}N_{2}}\right), \ a \ O_{1}N_{2} = \frac{O_{2}N_{2}\sin\left(a_{1}-b\right)}{\sin\left(a_{1}\right)}.$$

Нехай  $O_1 M = R_{4_{He^{2+}}}$ , а  $O_2 N_2 = R_{H_2^+}$ , і знаючи, що кут  $a_1 = 26^0$  знаходимо значення кута *b*,

$$b = \arcsin\left(\frac{\sin\left(a_{1}\right)\left(R_{H_{2}^{+}}-R_{4_{He^{2+}}}\right)}{R_{H_{2}^{+}}}\right) = 1.585211 \cdot 10^{-3} \text{ радіан або 0,090826}^{0}.$$

Тоді $O_1N_2 = 0,587938$  м.

Знаючи величину  $O_1N_2$  і  $O_1M = R_{{}^4_{He^{2+}}}$ , знаходимо відстань між траєкторіями іонів  $H_2^+$  і  ${}^4He^{2+}$  на виході із магніту  $N_1N_2 = O_1N_2 - O_1M - 2.151312 \cdot 10^{-4}$  м.

Визначивши значення кута (*b*) й відстань між траєкторіями іонів  $H_2^+$  і <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> на виході із магніту, знаходимо відстань між траєкторіями ( $\Delta = A_1A_2$ ) залежно від відстані (*L*) між границею поля ММА і вузлами виходу №4.

Результати розрахунків відстані ( $\Delta$ ) між траєкторіями іонів  $H_2^+$  і  ${}^4He^{2+}$ , представлені у таблиці 4.2.

Таблиця 4.2.

| Результати розрахунків | відстані між | траєкторіями | іонів $H_2^+$ і <sup>4</sup> $He^{2+}$ |
|------------------------|--------------|--------------|--|
|                        |              |              |  |

| Вузли виходу №4 (рис. 4.13)      | <i>L</i> ,м | Δ, Μ                     |
|----------------------------------|-------------|--------------------------|
| щілинний прилад (3)              | 0,47        | 0,96189·10 <sup>-3</sup> |
| електростатичний аналізатор (5)  | 0,635       | 1,25265.10-3             |
| вхідна щілина камери мішеней (6) | 2,54        | 4,25084.10-3             |
| ЦФ або мішень (7)                | 2,8         | 4,66394·10 <sup>-3</sup> |

Таким чином, виходячи із проведених розрахунків, слідує, що очікуване значення відстані між піками пучків іонів  $H_2^+$  і <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> у камері №4 буде становити ≈ 4,6 мм.

## 4.4.2. Розділення іонів H<sub>2</sub><sup>+</sup> і <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> у пучку за допомогою масаналізатора і електростатичного аналізатора

Дослідження з розділення іонів гелію і водню проводилося за схемою, що показана на рис. 4.13. Пучок іонів після проходження через розподільний магніт (2), далі проходить через ЕА (5).



Рис. 4.13. Схема експерименту з розділення пучків <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> і H<sub>2</sub><sup>+</sup> на виході №4 (вимірювання струму пучка іонів у ЦФ):

1 – діафрагма (5 мм), 2 – ММА, 3 – щілинний прилад, 4 – експериментальна камера, 5 – ЕА, 6 – щілина 0,55х9мм, 7 – ЦФ.

Були використані два методи реєстрації струму іонів пучка:

- пряме вимірювання струму пучка іонів, що пройшли через щілину (6);
- реєстрація ЗР частинок Не й Н від мішені з Та.

У першому випадку пучок після ЕА проходить через щілинуколіматор (6) і потрапляє в ЦФ (7). Щілина (6) має розміри 0,55 х 9 мм. Струм на ЦФ реєструвався за допомогою приладу вимірювання струму пучка БВС [100] на шкалі 10 нА. Змінюючи напруженість поля EA, проводилося сканування пучка іонів по щілині (6).

У другому випадку (рис. 4.14) пучок іонів після ЕА проходив через щілину-коліматор (6) розміром 0,9х9 мм і потрапляв на мішень (7) з Та.



Рис. 4.14. Схема експерименту з розділення пучків  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$  на виході №4 за допомогою методики ЗР: 1 – діафрагма Ø5мм, 2 – ММА, 3 – щілинний прилад,

4 – експериментальна камера, 5 – ЕА, 6 – щілина 0,9х9мм, 7 – мішень Та,

8 – поверхнево-бар'єрний детектор, 9 – система контролю кількості іонів в

пучку.

Сканування пучка по щілині здійснюється за допомогою ЕА. ЗР частинки Не і Н реєструвалися поверхнево-бар'єрним детектором Ortec-DE-100 (8), кут реєстрації становив 170<sup>°</sup>. Характеристики детектора такі: роздільна здатність за енергіями 13 кеВ при енергії альфа-частинок 5,5 МеВ; площа 50 мм<sup>2</sup> і глибина чутливого шару – 100 мкм). Загальний струм іонів на мішень, контролювався за допомогою системи контролю кількості іонів у пучку (9), яка складається із обертаючої двопелюсткової мішені і поверхнево-бар'єрного детектора, який 3P цій мішені. якості матеріалу мішені реєструє частинки на У використовується вольфрам, як тугоплавкий елемент із великим атомним номером і відповідно з більшим перерізом розсіювання іонів. Мішень обертається із частотою 1 Гц і відносний час переривання пучка цією мішенню становить 7 %.

При необхідності система контролю кількості іонів у пучку може бути відкалібрована при заданій енергії пучка у абсолютних одиницях за інтегральним зарядом іонів у пучку, що падають на мішень. Експериментально визначено стабільність системи контролю кількості іонів у пучку складає  $\leq 0,3$  %.

На рис. 4.15 представлені профілі пучків  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$ , що були отримані на ЦФ. У таблиці 4.3 представлені результати 7-ми вимірювань профілів пучка іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$ .



Рис. 4.15. Профілі пучків  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$ .

Із таблиці 4.3 видно, що ширина пучків іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$  близька до значення 4 мм, а відстань між вершинами піків пучків – ~4,5 мм, тобто пучки розділяються.

| илів пучків ' $He^{2+}$ 1 $H_2^+$ , що отримані за допомогою Ц $\Phi$ . |                                  |                     |  |  |
|---|----------------------------------|---------------------|--|--|
| Ширина піку   | Ширина піку                      | Відстань між        |  |  |
| <sup>4</sup> Не <sup>2+</sup> , мм                                      | Н <sub>2</sub> <sup>+</sup> , мм | вершинами піків, мм |  |  |
| 4,32  | 4,19                             | 5,06                |  |  |
| 3,87  | 3,87                             | 4,33                |  |  |
| 3.87  | 4,19                             | 4,68                |  |  |

5.0

4.65

4,13

3,84

4.53

Дані профілів пучків  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2^{+}}$ -- -

3,94

5,16

3,74

3,48

4.08

№

1

2

3

4

5

6 7

Середнє

значення

3,87

3,74

3,74

2,97

3.77

#### 4.4.3. Використання методики зворотного розсіювання для оцінки вмісту іонів $H_2^+$ у пучку ${}^4He^{2+}$

Для більш точного визначення присутності іонів  $H_2^+$  у пучку  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  було використано метод однократного зворотного резерфордівського розсіювання. Дана методика раніше була використана авторами [101]. Схема експерименту показана на рис. 4.14.

Обробка результатів експериментів зі зворотного пружного розсіювання проводилася на базі моделі однократного розсіювання, що описана в багатьох роботах [102, 103]. У даній моделі передбачається, що іон, зареєстрований детектором після розсіювання на мішені, виконує лише один акт розсіювання на атомі речовини мішені на великий кут, а ймовірність двох і більш таких актів незначна, що підтверджується досвідом. Крім того, передбачається, що траєкторії іона у речовині до і після зіткнення з атомом речовини є практично прямолінійними, що також узгодиться з досвідом, якщо втрата енергії іоном при гальмуванні у речовині є незначною.

Відповідно до законів збереження імпульсу і енергії при пружнім зіткненні частинок, якщо іон з масою ( $M_i$ ) і енергією ( $E_i$ ) зустрічається з

Таблиця 4.3.

нерухливим атомом маси (M), то після розсіювання на атомі на кут ( $\theta$ ) відносно пучка (у лабораторній системі) енергія іона дорівнює  $k_i E_i$ , де

$$k_{i} = k_{i}(\theta) = \left(\frac{\mu_{i}\cos\theta + (1 - \mu_{i}^{2}\sin^{2}\theta)^{1/2}}{1 + \mu_{i}}\right)^{2}$$
(4.8)

так званий кінематичний фактор пружного розсіювання;  $\mu_i = M_i / M$ . При  $M_i < M$ ,  $\mu_i < 1$  кут ( $\theta$ ) може змінюватися в межах  $0 < \theta < 180^{\circ}$ , але у експериментах зі зворотного розсіювання детектор розсіяних іонів зазвичай встановлюється під кутами  $160^{\circ} \div 170^{\circ}$ . Як правило, параметр  $\mu_i$  виражається через співвідношення атомних мас ( $A_i$ ) іона і (A) атома, на якому відбувається розсіювання:

$$\mu_i = A_i / A \tag{4.9}$$

Величини атомних мас приведено у довідниках [104].

При розсіюванні легких іонів з енергією від 0,3 МеВ до 10 МеВ на середніх і важких ядрах у якості диференціального перерізу розсіювання зазвичай використовують значення класичного перерізу резерфордівського розсіювання, яке у системі центру мас (СЦМ) має такий вигляд:

$$\sigma_i^{cm}(E_i) = \sigma_{Ruth} = \left(\frac{Ze^2}{2}\right)^2 \frac{Z_i^2}{E_i^2 (1+\mu_i)^2 (1-\cos\theta_i^{cm})^2},$$
(4.10)

де e – заряд електрона,  $Z_i$  і Z – відповідно, атомні номери іона та атома, а кут розсіювання в СЦМ визначається виразом [106]

$$\cos\theta_i^{cm} = -\mu_i \sin^2\theta + \cos\theta \left(1 - \mu_i^2 \sin^2\theta\right)^{1/2}$$
(4.11)

Для розрахунку значення перерізу пружного розсіювання з СЦМ у лабораторну систему використовується формула [104]:

$$\sigma_{i} = \frac{\left(\mu_{i}\cos\theta + \left(1 - \mu_{i}^{2}\sin^{2}\theta\right)^{1/2}\right)^{2}}{\left(1 - \mu_{i}^{2}\sin^{2}\theta\right)^{1/2}}\sigma_{i}^{cm}.$$
(4.12)

Зазвичай експерименти зі ЗР проводяться у геометрії, коли площина розсіювання перпендикулярна площини мішені. Тоді геометрія експерименту визначається двома кутами: кутом ( $\varphi_1$ ) падіння пучка на мішень, що відкладений від нормалі до площини зовнішньої поверхні мішені у місці падіння пучка, і кутом ( $\varphi_2$ ), під яким розташовано детектор відносно нормалі ( $0 < \varphi_1 < \pi/2$ ;  $0 < \varphi_2 < \pi/2$ ). У такій геометрії число  $dN_i$  іонів, розсіяних на товстій мішені моноелементного складу і зареєстрованих спектрометром в інтервалі енергій між *E* і *E* + *dE*, визначається виразом [104]:

$$\frac{dN_i}{dE} = \frac{N_{0i}n\sigma_i(E_i)d\Omega}{S_i(E)(k_iS_i(E_i)/S_i(k_iE_i) + \cos\varphi_1/\cos\varphi_2)},$$
(4.13)

де  $N_{0i}$  – число іонів первинного пучка, що впали на мішень за час набору спектра; n – густина атомів у речовині мішені;  $d\Omega$  – тілесний кут детектора;  $S_i(\varepsilon)$  – гальмівна здатність речовини мішені як функція поточної енергії ( $\varepsilon$ ) іонів даного *i*-го сорту. У виразі (4.14) і наступних аналогічних виразах передбачається, що при будь-яких енергіях іонів ефективність їх реєстрації детектором дорівнює одиниці. Величини енергії  $E_i$  іона безпосередньо перед розсіюванням на глибині (z) і енергії E іона, зареєстрованого детектором, визначаються з виразів

$$\frac{z}{\cos\varphi_1} = \int_{E_i}^{E_{0i}} \frac{d\varepsilon}{S_i(\varepsilon)},$$
(4.14)

$$\frac{z}{\cos\varphi_2} = \int_{E}^{k_i E_i} \frac{d\varepsilon}{S_i(\varepsilon)},$$
(4.15)

де *E*<sub>0*i*</sub> – енергія іонів первинного пучка.

У даній роботі була використана геометрія, при якій пучок іонів падав на мішень перпендикулярно її поверхні. У цьому випадку має місце

$$\varphi_1 = 0, \quad \varphi_2 = \pi - \theta. \tag{4.16}$$

Для області енергій зареєстрованих розсіяних іонів, що близька до  $k_i E_i$ , тобто що відповідно розсіяні у шарі речовини, що безпосередньо примикає до поверхні мішені, вирази (4.13-4.15) суттєво спрощуються. У цьому випадку з урахуванням (4.16) вираз (4.13) буде мати вид:

$$\left. \frac{dN_i}{dE} \right|_{E=k_i E_{0i}} \cong \frac{N_{0i} n \sigma_i(E_{0i}) d\Omega}{k_i S_i(E_{0i}) + S_i(k_i E_{0i}) / |\cos \theta|},$$

$$(4.17)$$

При проведенні досліджень було використано мішень із товстого танталу (0,2 мм), тобто матеріалу з великим атомним номером, що забезпечувало достатньо великий вихід розсіяних іонів при порівняно невеликих струмах іонного пучка (до 20 нА). Детектор розсіяних іонів було встановлено під кутом  $\theta = 170^{0}$  відносно пучка іонів. У цьому випадку величини кінематичних факторів при розсіюванні на атомах танталу становлять  $k_p = 0,978$  і  $k_a = 0,916$  для протонів і іонів гелію, відповідно.

Пучок падав на мішень уздовж нормалі до поверхні. Тому при обробці спектрів слід скористатися виразом (4.17).

На рис. 4.16 представлений спектр ЗР іонів пучка від танталової мішені.

Спектр отримано при потенціалі BBE 1,6 MB. В результаті, через MMA поряд з іонами  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  з енергією  $E_{0a}$ =3,2 MeB проходили іони  $H_{2}^{+}$  з енергією

1,6 MeB, які після входу у речовину мішені дисоціювали на протони з енергією  $E_{0p}=0.8$  MeB.



Рис. 4.16. Спектр зворотного розсіювання від мішені із товстого Та для пучка іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  з домішкою іонів  ${}^{H_{2}^{+}}$ .

Отриманий спектр являє собою суперпозицію відповідних парціальних спектрів у вигляді двох характерних «сходинок–континуумів». Краї «сходинок» трохи розмиті через кінцеву величину енергетичної роздільної здатності детектора. Для наступної обробки результатів експерименту визначалися виходи ( $Y_p$ ) і ( $Y_a$ ) ЗР протонів і іонів гелію на канал спектрометра (кожний з виходів визначався у області плато поблизу краю відповідної «сходинки»). Вихід ( $Y_p$ ) визначався за допомогою вирахування виходу ЗР іонів гелію шляхом екстраполяції цього виходу з області, що лежить правіше даної сходинки, в область менших енергій (див. пунктирну криву).

Із цього спектра, використовуючи вирази (4.8), (4.13) і (4.17), було визначено співвідношення потоків протонів і іонів гелію у первинному пучку:
$$\frac{N_{0p}}{N_{0\alpha}} = \frac{Y_p}{Y_{\alpha}} \cdot \frac{\Delta E_{\alpha}}{\Delta E_p} \cdot \frac{\sigma_{\alpha}(E_{0\alpha})}{\sigma_p(E_{0p})} \cdot \frac{k_p S_p(E_{0p}) + S_p(k_p E_{0p})/|\cos\theta|}{k_\alpha S_\alpha(E_{0\alpha}) + S_\alpha(k_\alpha E_{0\alpha})/|\cos\theta|},$$
(4.18)

де індексами (p) і  $(\alpha)$  позначені зміни, котрі відповідають протонам і іонам гелію. Перший дріб у правій частині виразу (4.18) являє собою співвідношення виходів ЗР (рис. 4.16). Стосовно до спектру, що представлено на цьому малюнку, дане співвідношення складає 2,75.

Другий дріб – співвідношення енергетичної ширини каналів у спектрах ЗР іонів гелію і протонів. У першім наближенні їх слід вважати рівними

$$\frac{\Delta E_{\alpha}}{\Delta E_{p}} = \frac{k_{\alpha} E_{0\alpha}}{k_{p} E_{0p}} \cdot \frac{L_{p}}{L_{\alpha}}, \qquad (4.19)$$

де  $L_p=34$  і  $L_{\alpha}=120$  – номера каналів, відповідних до країв «сходинок» для протонів і іонів гелію у спектрі ЗР. Як слід було сподіватися, отримана величина 1,06 співвідношення (4.19) трохи відрізняється від одиниці через різну ефективність збору заряду при іонізації матеріалу детектора іонами цих типів.

Третій дріб – співвідношення диференціальних перерізів розсіювання іонів гелію і протонів на атомах танталу при даних енергіях іонів у первинному пучку. Згідно з умовами реального експерименту величина цього співвідношення складає 0,252.

Четвертий дріб – співвідношення факторів, що обумовлені гальмівними властивостями іонів. Її розрахункове значення 0,27 помітно менше одиниці внаслідок великої відмінності між гальмівними властивостями протонів і іонів гелію. Гальмівні властивості іонів обчислювалися за допомогою коду SRIM [66].

У результаті, співвідношення потоків іонів для даного експерименту склало 0,2. Відповідно, співвідношення парціальних струмів пучка іонів  $H_2^+$  і пучка іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> склало 0,05. При такому порівняно низькому вмісті домішки

іонів  $H_2^+$  у пучку співвідношення виходів ЗР протонів і іонів гелію складає 2,75, як і було сказано вище. Таким чином, дана методика демонструє досить високу чутливість з визначення парціального струму  $H_2^+$  у загальному пучку.

Після обробки спектрів зворотного розсіювання (рис. 4.17) з урахуванням значень перерізів зворотного розсіювання і гальмівних втрат протонів і альфачастинок у танталі за формулою (4.18) було розраховано співвідношення потоків ЗР частинок Не і Н (рис. 4.18).

Із цих співвідношень було розраховано співвідношення струмів частинок  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$  (рис. 4.19), що падають на мішень. Як видно із графіку, у центрі пучка  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  струм іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  приблизно в 27 раз більше струму іонів  $\text{H}_{2}^{+}$ .



Рис. 4.17. Спектри ЗР протонів і альфа-частинок від мішені з танталу, отриманих при двох потенціалах на ЕА: 0 В та 700 В (відповідає максимуму розподілу альфа-частинок).



Рис. 4.18. Співвідношення потоків частинок Не і Н згідно з даними методики ЗР.



Рис. 4.19. Співвідношення струму  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$ .

Таким чином, проведені дослідження показують, що використання розподільного магніту і ЕА дозволяє розділити пучки іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$  і отримати пучок  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  з досить низьким вмістом іонів  $\text{H}_{2}^{+}$ .

# 4.4.4. Розділення прискорених іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> і H<sub>2</sub><sup>+</sup> за допомогою тонких вуглецевих плівок

При проходженні іонів через тонкі плівки можливо протікання процесів, що пов'язані із захопленням і втратою електронів (перезарядження, обдирання, нейтралізація), а також розвал молекулярних іонів. Таким чином, якщо перед розподільним магнітом на шляху пучка встановити тонку вуглецеву плівку, то слід чекати розвалу іонів  $H_2^+$  на  $H^+$  і  $H^0$ . Ці частинки не пройдуть через MMA і пучок іонів Не очиститься від іонів водню. Але при цьому може бути втрачена частина іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup>.

В експерименті з розділення пучків іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$  були використані вільні плівки з вуглецю виробництва ННЦ ХФТІ, які отримані за допомогою методу вакуумно-дугового осадження. Товщина плівок і їх склад було визначено за допомогою методу ЗР.

На рис. 4.20 представлено спектр ЗР  ${}^{4}$ Не ${}^{+}$  від вуглецевої плівки. За даними ЗР спектроскопії плівка має товщину 79 нм і складається із: С (98 % ат.), О (1,9 % ат.) та К (0,1 % ат.).

Із літературних даних відомо [105, 106], що при проходженні пучка іонів гелію через плівку встановлюється певний розподіл іонів за зарядовим станом. На рис. 4.21 представлено залежність розподілу іонів гелію за зарядовим станом від енергії частинок, що налітають, He<sup>+</sup> і He<sup>2+</sup> при фіксованій товщині плівки.



Рис. 4.20. Спектр ЗРР, отриманий від вуглецевої плівки, товщиною 79 нм на пучку <sup>4</sup>He<sup>+</sup> з енергією 1,8 MeB, кут реєстрації дорівнює 170<sup>0</sup>.



Рис. 4.21. Розподіл за зарядовим станом іонів Не при проходженні вуглецевої плівки товщиною 79 нм (18 мкг/см<sup>2</sup>) [105, 106].

Згідно з представленими даними, при використанні вуглецевої плівки товщиною 79 нм (18 мкг/см<sup>2</sup>) у експериментах з пучками He<sup>2+</sup> енергією від 2 до 3,5 MeB втрати струму пучка за рахунок перезарядження буде становити менше 5%. Розрахунки проходження пучка через таку плівку за допомогою коду SRIM [66] показали, що втрата іонами енергії становить 14,5 кеB і страглінг дорівнює 5,5 кеB (рис. 4.22).

Аналогічні розрахунки були виконані для вуглецевої плівки товщиною 300 нм, яка теж була використана у експериментах з розділення. Розрахунки показали, що втрата іонами енергії на цій плівці становить 75 кеВ, страглінг дорівнює  $\approx 10$  кеВ при початковій енергії іона <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> 3120 кеВ (рис. 4.23).

При проходженні іонів  $H_2^+$  через вуглецеві плівки, згідно даним роботи [107], основним процесом буде дисоціація молекули  $H_2^+$ . На рис. 4.24 показано залежність відносного виходу  $H_2^+output/H_2^+input$  від товщини вуглецевої плівки при енергії  $H_2^+$ , що дорівнює 1,6 МеВ.



Рис. 4.22. Розподіл за енергіями іонів гелію (початкова енергія - 3060 кеВ) після проходження вуглецевої плівки товщиною 79 нм: втрата енергії – 14,5 кеВ, страглінг – 5,5 кеВ.



Рис. 4.23. Розподіл іонів Не за енергіями після проходження вуглецевої плівки товщиною 300 нм (початкова енергія іонів 3120 кеВ), втрата енергії – 75 кеВ, страглінг – 10 кеВ.

Таким чином, використання вуглецевої плівки товщиною порядку 80 нм, встановлена перед ММА, повинно забезпечити незначні втрати пучка  $\text{He}^{2+}$  і повний розвал молекулярного іона  $\text{H}_2^+$ .



Рис. 4.24. Залежність співвідношення  $H_2^+$ *output*/ $H_2^+$ *input* від товщини вуглецевої плівки, енергія  $H_2^+$  - 1,6 MeB.

В результаті експериментів з розділення пучка іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  і  $\text{H}_{2}^{+}$  за допомогою вуглецевих плівок були отримані спектри ЗР від танталу, що представлені на рис. 4.25.



Рис. 4.25. Порівняння спектрів ЗР, отриманих від танталової мішені із застосуванням вуглецевих плівок товщиною 300 і 79 нм, що були встановлені перед ММА.

Із співвідношення виходів у кожному спектрі та з урахуванням перерізів розсіювання і гальмівних властивостей було розраховано співвідношення потоків розсіяних частинок (Не, Н). Отримано наступні результати: для плівки товщиною 300 нм співвідношення струмів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  до  $\text{H}_{2}^{+}$  склало 88, а для плівки товщиною 79 нм – 52.

Таким чином, ці результати показують, що використання вуглецевих плівок дозволяє досить добре очистити пучок  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  від іонів  $\text{H}_{2}^{+}$ . Однак слід зазначити, що застосування вуглецевої плівки товщиною більш ніж 100 нм у діапазоні енергій прискорених іонів до 3,6 МеВ призводить до небажаних

ефектів, які можуть погіршити аналітичні можливості методів ядернофізичного аналізу. До таких слід віднести: втрати частини пучка багатозарядних іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> за рахунок захоплення електрона при проходженні через вуглецеву плівку, збільшення втрат за енергією, а також збільшення страглінга (рис. 4.22 і 4.23).

Матеріали цього розділу були опубліковані у роботах [7, 9, 10] і представлені в матеріалах конференцій [12, 14, 19].

#### 4.5. Висновки

Розроблено і випробувано інжектор багатозарядних іонів. який задовольняє вимогам експлуатації ЕП «Сокіл». Інжектор складається із джерела типу Пеннінга, запропонованої конструкції, та двох електродів (витягування і фокусування іонів). Проведено траєкторний аналіз системи інжекції з трубкою прискорювача «Сокіл». Визначені значення потенціалів на електродах системи інжекції. Встановлено залежності положення кросовера пучка іонів на виході із трубки для потенціалів на BBE до 1,8 MB. Показано, що запропонована система інжекції дозволяє регулювати положення кросовера пучка іонів в межах 2 – 5 м на виході із трубки ЕП «Сокіл» у діапазоні енергій інжекції до 16 кВ. Розраховане значення діаметра пучка іонів на вхідній діафрагмі (3200 мм від отвору емісії ДБІ) становить 4 мм, що підтверджується експериментально. На підставі даних за розрахунками транспортування пучка розроблена система електроживлення і керування інжектором багатозарядних іонів, що задовольняє вимогам експлуатації.

Проведено випробування інжектора багатозарядних іонів. Отримано пучки багатозарядних іонів на виході із прискорювача після ММА:  ${}^{3}\text{He}^{2+}$ ,  ${}^{4}\text{He}^{2+}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}^{2+}$ ,  ${}^{40}\text{Ar}^{3+}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}^{2+}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}^{3+}$ . Виконано тестування всіх систем електроживлення і управління інжектора.

Теоретично обґрунтована і реалізована методика з розділення пучків <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> і H<sub>2</sub><sup>+</sup> на малогабаритній ядерно-фізичній установці, при використанні

існуючого ММА і ЕА, та вільних вуглецевих плівок, що дозволило одержати пучки іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> з низьким вмістом іонів H<sub>2</sub><sup>+</sup>. При використанні ММА і ЕА співвідношення струмів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup>/H<sub>2</sub><sup>+</sup> склало 27. При використанні вільних вуглецевих плівок, встановлених перед ММА, співвідношення струмів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup>/H<sub>2</sub><sup>+</sup>  $\approx$  88 і  $\approx$  52 для плівок товщиною 300 нм і 79 нм відповідно.

## РОЗДІЛ 5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗПОДІЛУ ЕЛЕМЕНТІВ У ТВЕРДОТІЛЬНИХ ШАРУВАТИХ СТРУКТУРАХ ЗА ДОПОМОГОЮ ПУЧКІВ ІОНІВ <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> TA <sup>3</sup>He<sup>2+</sup>

Дослідження розподілу елементів у твердотільних шаруватих структурах було виконано на ядерно-фізичній установці з прискорювачем «Сокіл» ННЦ ХФТІ. Для одержання двозарядних іонів гелію було використано новий інжектор багатозарядних іонів (розділі 4). Профілі розподілу елементів у зразках отримані за допомогою ядерно-фізичних методів аналізу: зворотного розсіювання і ядерних реакцій.

Показано переваги використання пучків двозарядних іонів гелію у проведенні контролю технології одержання тонких покриттів широкого спектра застосування.

### 5.1. Дослідження багатошарового покриття Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>/.../Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> на основі з SiO<sub>2</sub>

Актуальність даного дослідження пов'язана з необхідністю проведення контролю технології одержання багатошарових покриттів: оптичних фільтрів просвітлюючих, гіроскопів, (смугасті, дзеркал, лазерних розподільні...), поляризаторів, світлодільників і т.д. Виконання контролю товщини шарів у багатошаровому оптичному покритті є важливим завданням, оскільки значення товщини шарів визначають положення максимуму кривої пропускання, а від кількості шарів залежить ширина зони пропускання покриття й ступінь придушення непотрібної частини спектра оптичного випромінювання.

Досліджене покриття було отримано за допомогою почергового осадження оксидів  $Ta_2O_5$  і  $SiO_2$  на основі  $SiO_2$ . Такого роду покриття використовуються досить широко. Зокрема, вони знаходять застосування при створенні лазерних інтерферометрів і оптичних фільтрів [108, 109].

У нашому випадку шари наносилися за допомогою лазерного розпилення у високовакуумній камері [110]. Усього на досліджуваний зразок було поперемінно нанесено 7 шарів  $Ta_2O_5$  і 6 шарів SiO<sub>2</sub>. Нижче (у тому числі на рис. 5.1 б) у загальній нумерації нанесених шарів, починаючи із зовнішнього, до шарів  $Ta_2O_5$  відносяться непарні номери, а до шарів SiO<sub>2</sub> – парні. Таким чином, при осадженні першим наносився 13-й шар, а останнім – 1-й.

Даний зразок було досліджено за допомогою спектрометрії ЗР. На рис. 5.1 (а, б) представлені спектри ЗР іонів від даного зразка, отримані із застосуванням пучків однозарядних і двозарядних іонів гелію при приблизно однаковому значенні напруги на ВВЕ прискорювача – близько 1,5 МВ.



Рис. 5.1. Спектри ЗРР іонів гелію від багатошарового покриття  $Ta_2O_5/SiO_2/.../Ta_2O_5/SiO_2$ : (a) – E(<sup>4</sup>He<sup>+</sup>)=1,5 MeB, (б) – E(<sup>4</sup>He<sup>2+</sup>)=3,02 MeB.

Низькоенергетична частина експериментального спектра (б) (область каналів 30-170) являє собою суперпозицію спектрів ЗР іонів <sup>4</sup>He і іонів H<sup>+</sup>, оскільки очищення основного пучка <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> від домішки іонів H<sub>2</sub><sup>+</sup> за допомогою ЕА не дає стовідсоткового результату (якщо не зменшити інтенсивність струму основного пучка). Особливістю цієї частини спектра є група з 7 вузьких піків, відповідних до розсіювання іонів H<sup>+</sup> на танталі, що входить до складу речовини шарів Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (область каналів 80-170). Але в цьому випадку ця частина спектра практично не додає інформації відносно досліджуваного зразка, у порівнянні з добутою інформацією із високоенергетичної частини спектра (від 170 до 650 каналу), пов'язаної з розсіюванням винятково іонів гелію.

Спектр (б) вимірявся при енергії, трохи меншої енергії 3,037 МеВ резонансу пружного розсіювання іонів <sup>4</sup>Не на ядрах <sup>16</sup>О [111], щоб звести до мінімуму присутність нерегулярностей у спектрі.

Як видно із рис. 5.1 (а) спектр, отриманий при використанні пучка однозарядних іонів <sup>4</sup>Не, а спектр (б) – при використанні двозарядних іонів. В обох спектрах суцільна лінія являє собою результат підгонки за допомогою моделювання спектрів ЗР іонів гелію. Специфікою даного завдання є те, що кожен з піків у спектрах відповідає певному хімічному елементу з певного шару у покритті. Відповідно до цього дане маркування піків (цифри ставляться до номерів нанесених шарів у їхній загальній послідовності, починаючи із зовнішнього шару). У обох спектрах штрих-пунктирною лінією над піками виділена область, у якій реєструються іони гелію, розсіяні на ядрах атомів Та із шарів  $Ta_2O_5$ . Крім того, у спектрі (б) пунктирною лінією виділена область, у якій реєстровані іони гелію, розсіяні на Si із шарів SiO<sub>2</sub>.

У спектрі (а) і високоенергетичній частині спектра (б) (область каналів 180-600), що відноситься тільки до ЗР іонів гелію, шари  $Ta_2O_5$  покриття проявляються у вигляді відділених один від одного піків, кожен з яких відповідає певному діапазону енергій зареєстрованих іонів <sup>4</sup>He, розсіяних на ядрах атомів <sup>181</sup>Ta. Шар, який знаходяться ближче до зовнішньої поверхні зразка, відповідає у спектрах розсіяні іони з більшою енергією. Проміжки з мінімальним виходом ЗР між цими піками пов'язані із втратою енергії іонів первинного пучка і розсіяних іонів у шарах SiO<sub>2</sub>, у яких тантал відсутній.

Також видно, що в спектрі (б) проявляються всі 7 шарів нанесеного  $Ta_2O_5$ , у той час як у спектрі (а) проявляються лише 5 «верхніх» шарів  $Ta_2O_5$ , що в останньому випадку пов'язано з недостатньою глибиною аналізу при використанні пучка однозарядних іонів гелію з енергією 1,5 MeB.

Крім того, у спектрі (а) шари SiO<sub>2</sub> взагалі безпосередньо не проявляються, а у експериментальному спектрі (б) (див. область 170-250 кан.) ряд таких шарів (8-й і б-й у загальній нумерації шарів) проявляються у вигляді невеликих піків, відповідно до розсіювання іонів гелію на ядрах атомів Si, що входять до складу речовини цих шарів. Мала величина цих піків у порівнянні з піками розсіювання на Та пов'язана з набагато меншою величиною перерізу розсіювання іонів гелію на ядрах атомів Ta.

У зв'язку з тим, що величина перерізу розсіювання іонів гелію на ядрах атомів кисню ще менша за величиною, то у спектрі (б) зовсім не проявляються варіації виходу розсіювання, пов'язані з різним вмістом кисню у шарах  $Ta_2O_5$  і SiO<sub>2</sub>.

При обробці спектрів (a) і (б) у якості зовнішнього стандарту використовувався зразок із чистого Та. Обробка проводилася по звичайній процедурі шляхом порівняння експериментального спектру з модельним.

Моделювання спектрів ЗР іонів гелію проводилося у припущенні, що переріз розсіювання описуються формулою Резерфорда з урахуванням поправки на екранування ядра електронами оболонки атома [112], а траєкторії іона до розсіювання на ядрі якого-небудь атома й після розсіювання є прямолінійними. Як зазвичай, при моделюванні було враховано кінцеву енергетичну розподільну здатність спектрометра і ефект енергетичного страглінга іонів, який підсилюється по мірі просування іонів крізь речовину.

Згідно з завданням дослідження багатошарового покриття, при моделюванні спектрів передбачалося, що кожний шар покриття складається з

оксиду, стехіометрія якого  $Ta_2O_5$  або  $SiO_2$ . Це дозволило зменшити число підгінних параметрів моделі, оскільки у цьому випадку такими були тільки шукані товщини шарів.

На рис. 5.1 (б) модельний спектр розсіяних іонів гелію представлено на всю область енергій. Звідси видно, що 12-й і 10-й шари, що містять SiO<sub>2</sub>, проявляються тільки у модельному спектрі. В експериментальному ж спектрі вони не проявляються через інтенсивний вихід розсіювання іонів  $H^+$  у цій частині спектра. Крім того, як у експериментальному, так і в модельному спектрах не проявляються 4-й і 2-й шари SiO<sub>2</sub>, що пов'язано з накладенням відповідних піків малої інтенсивності на інтенсивні піки, що безпосередньо пов'язані з розсіюванням на Та, які входять до складу 13-го й 11-го шарів.

У спектрах, представлених на рис. 5.1, видно, що у міру зменшення енергії зареєстрованих іонів гелію (тобто в міру заглиблення пучка у речовину мішені), ступінь відповідності між експериментальним і модельним спектрами трохи погіршується. Так, у спектрі (б) якість підгонки піку, що відповідає шару 13, трохи гірший з якості підгонки, що відповідає шару 1. Аналогічно, у спектрі (а) якість підгонки піку, що відповідає шару 9, гірше якості підгонки, що відповідає шару 1. Цей ефект € звичайним алгоритмів, для шо використовуються при моделюванні спектрів ЗР, і, в основному, пов'язаний з тим, що у таких алгоритмах передбачається прямолінійність траєкторій іонів при їхньому проходженні у речовині. В реальності ж, траєкторії іонів не є строго прямолінійними, а відхиляються від прямої траєкторії у результаті впливу такого статистичного процесу, як багаторазове розсіювання.

У таблиці 5.1 представлені результати обробки спектрів (а) і (б). У дужках зазначені товщини шарів у (мкм), розраховані, виходячи із густини SiO<sub>2</sub>, що був одержаний термічним шляхом (2,3 г/см<sup>3</sup>) і густини β-фази Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, яка є рівноважною при кімнатній температурі (8,2 г/см<sup>3</sup>).

Із таблиці видно, що величини експериментально визначеної товщини шарів Та<sub>2</sub>O<sub>5</sub> є близькими, хоча товщина 1-го (зовнішнього) шару трохи більше

товщини інших шарів [це проявляється й у трохи більшій півширині 1-го піку в спектрі (a)].

#### Таблиця 5.1.

Товщина окремих шарів багатошарового покриття Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>/... /Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>, що отримані за допомогою спектрометрії ЗР іонів гелію.

|       |                                | Енергія іонів                       | Енергія іонів                       |
|-------|--------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| Номер | Стехіометрія                   | $E(^{4}He^{+})=1,5$ MeB.            | $E(^{4}He^{2+})=3,02$ MeB.          |
| шару  | сполуки                        | Товщина шару,                       | Товщина шару,                       |
|       |                                | $10^{18}$ ат./см <sup>2</sup> (мкм) | $10^{18}$ ат./см <sup>2</sup> (мкм) |
| 1     | $Ta_2O_5$                      | 1,3 (0,17)                          | 1,2 (0,13)                          |
| 2     | SiO <sub>2</sub>               | 1,7 (0,25)                          | 1,7 (0,25)                          |
| 3     | $Ta_2O_5$                      | 1,0 (0,11)                          | 1,0 (0,11)                          |
| 4     | SiO <sub>2</sub>               | 1,5 (0,22)                          | 1,6 (0,23)                          |
| 5     | $Ta_2O_5$                      | 1,1 (0,12)                          | 1,0 (0,11)                          |
| 6     | SiO <sub>2</sub>               | 1,5 (0,22)                          | 1,6 (0,23)                          |
| 7     | $Ta_2O_5$                      | 1,0 (0,11)                          | 1,0 (0,11)                          |
| 8     | SiO <sub>2</sub>               | 1,3 (0,19)                          | 1,8 (0,26)                          |
| 9     | $Ta_2O_5$                      | 1,2 (0,13)                          | 1,0 (0,11)                          |
| 10    | SiO <sub>2</sub>               | _                                   | 1,7 (0,25)                          |
| 11    | Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> | _                                   | 1,0 (0,11)                          |
| 12    | SiO <sub>2</sub>               | _                                   | 1,8 (0,26)                          |
| 13    | Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> | _                                   | 1,0 (0,11)                          |

Для перших семи шарів результати виміру товщини шарів  $Ta_2O_5$  і SiO<sub>2</sub>, що були отримані при різних енергіях пучка іонів також є близькими. При цьому величини товщини 8-го й 9-го шарів, отримані при енергії іонів 1,5 MeB, слід вважати менш достовірними, оскільки їм відповідають істотні втрати енергії іонів пучка і зростаюча при цьому невизначеність щодо величини гальмівних властивостей іонів [це проявляється і у якості підгонки піка, що відноситься до 9-го шару, у спектрі (а)].

Зі спектра (б) видно, що на відміну від підгонки піків, що відповідають шарам  $Ta_2O_5$  від 1-го по 11-й, й на пікові, що відповідає 13-му шару, спостерігається помітна розбіжність між експериментальним і модельним спектрами. Причина цього не ясна (можливо, це пов'язане із впливом

шорсткості вихідної поверхні основи), але слід вважати, що отримане значення товщини 13-го шару (див. табл. 5.1) є найменш точним.

Таким чином, застосування пучка двозарядних іонів гелію дозволило одержати більше інформації при дослідженні даної багатошарової структури, ніж при використанні «штатного» пучка однозарядних іонів гелію.

#### 5.2. Дослідження покриття із пористого VN

Зразок являв собою плівку з нітриду ванадію, нанесену за допомогою розпилення ванадію на основу із графіту з одночасним опроміненням іонами азоту (метод IBAD [113-114]). Товщина плівки склала 0,12 мкм. Особливістю матеріалу плівки є високий рівень пористості, що забезпечується за рахунок домішки інертного газу у іоннім джерелі у процесі формування плівки. Такого роду плівки є перспективними для створення матеріалів, здатних утримувати значні кількості водню [115]. У цьому випадку у якості інертного газу було використано неон, який поряд з азотом потрапляв з системи напуску в об'єм іонного джерела. Пористість речовини плівки вимірялася за методикою, що поєднує вимірювання лінійної товщини плівки за допомогою профілометра і масової товщини за допомогою спектрометрії ЗР [11]. Експериментально визначена величина пористості склала 27 %.

Вуглець у якості основи покриття забезпечував найменший ступінь впливу на високоенергетичну частину спектрів ЗР, пов'язану із самим матеріалом плівки, аналіз якого і був метою дослідження.

На рис. 5.2 представлені спектри ЗР іонів гелію від даного зразка, що були отримані при різних енергіях пучка.

В обох спектрах суцільна лінія являє собою результат підгонки за допомогою моделювання спектрів ЗР іонів гелію. Результати обробки (товщина плівки (h) і відносні атомні співвідношення між компонентами речовини плівки) представлені в коментарях до другого спектру.



Рис. 5.2. Спектри ЗР іонів гелію від плівки з пористого нітриду ванадію: (a) –  $E({}^{4}He^{+})=1,5$  MeB, (б) –  $E({}^{4}He^{2+})=3,05$  MeB.

Також видно, що у другому спектрі, що було отримано на пучку двозарядних іонів гелію при більшій енергії, досягається повне розділення піків ЗР, що відповідає азоту і кисню в плівці.

Імплантований неон практично не виявився в спектрах ЗР. Це означає, що його вміст в плівці незначний.

Звертає на себе увагу надзвичайно високий вміст кисню в плівці. Можливо, це є наслідком високого ступеня пористості плівки й окиснення поверхні пор, що проник у плівку із зовнішньої атмосфери дифузійним шляхом.

#### 5.3. Дослідження покриття Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> на основі SiO<sub>2</sub>

Завданням цього дослідження було визначити вміст кисню в оптичнім покритті  $Nb_2O_5$  на основі з SiO<sub>2</sub>, оскільки при нанесенні покриття існує ймовірність порушення його стехіометрії, а саме вмісту кисню.

Покриття осаджувалося на основу за допомогою лазерного розпилення оксиду ніобію у високовакуумній камері. Такого роду покриття широко використовуються у оптичному устаткуванні [116].

Для дослідження була обрана методика, що базується на використанні резонансу  $E_{res}$ =3,037 МеВ (ширина резонансу Г=15 кеВ) пружного розсіювання іонів <sup>4</sup>Не на ядрах <sup>16</sup>О [20]. У роботі [111] диференціальний переріз розсіювання в області даного резонансу був отриманий для кута 170,5<sup>0</sup> у лабораторній системі координат і показано, що у максимумі перерізу його величина приблизно у 23 рази перевершує резерфордівське значення перерізу (рис. 5.3) [117].



Рис. 5.3. Залежність диференціального перерізу пружного розсіювання іонів <sup>4</sup>Не на ядрах <sup>16</sup>О від енергії іонів.

Ширина резонансу становить близько 15 кеВ. Ця методика неодноразово застосовувалася для вимірювання концентраційних профілів кисню [118, 119].

На малогабаритному прискорювачі «Сокіл» енергії, необхідної для даної методики, можливо досягти тільки при використанні пучка двозарядних іонів <sup>4</sup>Не. Для того, щоб вибрати енергію іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$ , оптимальну для аналізу кисню у плівці Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, попередньо вимірювався спектр ЗР при енергії іонів 3,00 MeB, тобто трохи нижче резонансу 3,037 MeB пружного розсіювання  $^{16}O(\alpha,\alpha)$ . Величина товщини плівки, що була визначена зі спектра, складає 1,0·10<sup>18</sup> ат./см<sup>2</sup>. Виходячи із цього значення, розрахована величина втрати енергії пучка іонів гелію у даній плівці при енергії іонів, рівної або близької до  $E_{res}$  складає  $\Delta E=43$  кеВ, що приблизно відповідає ширині даного резонансу. Вимірювання вмісту кисню у плівці Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> буде коректним, якщо максимум виходу ЗР іонів гелію на ядрах <sup>16</sup>О буде відповідати шару плівки, який достатньо віддалений від обох її поверхонь. Простіше всього енергію пучка вибрати близькою до значення  $E_{res} + \Delta E/2$ . У нашому випадку було використано пучок іонів гелію з енергією 3,050 МеВ.

На рис. 5.4 представлено відповідний спектр ЗР іонів гелію. На малюнку не показана «неінформативна» для нашого завдання низькоенергетична частина спектра, у якій відбувається накладення спектрів ЗР іонів гелію й водню.

Оскільки вимірювання спектрів ЗР проводилися не при абсолютно однакових енергіях первинного пучка, спектри трохи зрушені відносно один одного. У високоенергетичній області спектрів присутній пік, що відповідає розсіюванню на ядрах атомів Nb, що входять до складу плівки. Крім того, у спектрах спостерігається сходинка-континуум, що відповідає розсіюванню на ядрах атомів Si, що входить до складу основи покриття. Другий спектр відрізняється від першого присутністю інтенсивного піка, що відповідає резонансному розсіюванню іонів гелію на ядрах атомів <sup>16</sup>O, що входять до складу плівки.



Рис. 5.4. Спектри зворотного розсіювання іонів гелію від плівки Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> на основі SiO<sub>2</sub>. У якості первинного пучка було використано пучок <sup>4</sup>He<sup>2+</sup>.

Як зразок-стандарт для аналізу кисню було використано оксид кремнію SiO<sub>2</sub>, вміст кисню в якому становить c<sub>st</sub> = 53,26 мас.%.

Для геометрії системи пучок – зразок – детектор, що була використана у роботі, вираз для визначення масового вмісту кисню у покритті зразка, при проведенні аналізу за допомогою даної методики, має вигляд:

$$c = c^{st} \frac{kS_m(E_{res}) + \frac{1}{|\cos\theta|} S_m(kE_{res})}{kS_m^{st}(E_{res}) + \frac{1}{|\cos\theta|} S_m^{st}(kE_{res})} \frac{Q}{Q^{st}}$$
(5.1)

де  $k=k(\theta)$  – кінематичний фактор пружного розсіювання іона <sup>4</sup>Не на ядрі атома <sup>16</sup>О з кутом розсіювання ( $\theta$ );  $S_m(E)$  і  $S_{mst}(E)$  – відповідно, величини масових гальмівних властивостей (MeB·cm<sup>2</sup>/мг) іонів гелію у речовині зразка і стандарту, як функції енергії *E* іонів; *Q* і  $Q^{st}$  – площі піків, що відповідають використаному резонансу <sup>16</sup>O( $\alpha, \alpha$ )<sup>16</sup>O у спектрах ЗР, які були отримані із зразка і стандарту при однакових експозиціях та енергіях пучка іонів.

У результаті обробки спектрометричної інформації отримано наступне співвідношення атомних концентрацій ніобію і кисню: Nb(2)O(5,1), що близьке до теоретичного стехіометричного співвідношення.

Таким чином, використання пучка двозарядних іонів <sup>4</sup>Не з енергією до 3,6 МеВ на ЕП «Сокіл» дозволяє одержувати профілі розподілу <sup>16</sup>О з кроком по енергії 2 кеВ, що є важливим і необхідним доповненням при проведенні контролю товщини та стехіометрії оксидних шарів.

Розроблена методика з використанням методу пружного резонансного розсіювання <sup>4</sup>Не з енергією іонів до 3,6 МеВ дозволяє на малогабаритній ядерно-фізичній установці ЕП «Сокіл» отримати також профілі азоту, неону, магнію в тонких покриттях, з використанням відповідних резонансів пружного розсіювання [120].

## 5.4. Дослідження розподілу дейтерію у покритті з дейтерида титану на основі з молібдену

Наведені вище приклади використання пучків іонів <sup>4</sup>Не відносяться до спектрометрії ЗР. Але для деяких прикладних завдань виникає необхідність і у використанні пучка іонів <sup>3</sup>Не. Наприклад, для знаходження розподілу дейтерію в приповерхньому шарі зразків застосовується резонанс ядерної реакції  $D({}^{3}\text{He},p){}^{4}\text{He}$  з максимумом енергії  $E_{res} = 0,69$  МеВ [74]. Ширина резонансу на його напіввисоті становить 0,72 МеВ. Резонанс є суттєво несиметричним щодо максимуму: зменшення перерізу реакції вдвічі відносно максимуму досягається при енергії 0,69-0,26 МеВ з низькоенергетичної частини резонансу й при енергії 0,69+0,46 МеВ – з високоенергетичної частини.

Зокрема, дана методика з використанням цього резонансу була застосована для знаходження розподілу дейтерію в першій стінці термоядерних установок [121]. Предметом даного дослідження була спеціальна мішень, виконана на основі покриття з дейтерида титану  $TiD_x$  на основі з молібдену. Такі мішені використовуються для одержання потоків нейтронів за допомогою реакції  $D(d,n)^3$ He. Зазвичай параметр (x) змінюється в межах від 0,8 до 1,8, оскільки при x=2, тобто при переході до дигідриду титану, властива значна крихкість даного покриття.

Попередньо за допомогою спектрометрії ядер віддачі на пучку іонів <sup>4</sup>He<sup>+</sup> було визначено, що у досліджуваному покритті немає домішки ізотопу <sup>1</sup>H у помітній кількості, а за допомогою спектрометрії ЗР протонів була знайдена товщина покриття, що становить 4,28 мкм.

Основною метою даного дослідження було отримання розподілу концентрації дейтерію по глибині покриття. Розрахунки показали, якщо для цієї мети використовувати пучок однозарядних іонів <sup>3</sup>Не з енергією до 2-х MeB, то глибина аналізу не перевищить 3,7 мкм, що менше визначеної товщини покриття. Тому для вимірювання даного розподілу було використано пучок двозарядних іонів <sup>3</sup>He. У даному експерименті струм пучка становив 3-7 нА.

Для визначення концентрації дейтерію в покритті в якості стандарту було використано зразок з відомою стехіометрією ТіD<sub>1.7</sub>.

При вимірюванні концентраційного профілю дейтерію проводилося сканування за енергією  $E_0$  аналізуючого пучка іонів <sup>3</sup>He<sup>2+</sup> у межах від 1,0 до 3,4 MeB і вимірювання виходу протонів з реакції D(<sup>3</sup>He, p)<sup>4</sup>He як на зразку, так і на стандарті.

У кожній точці профілю масова концентрація дейтерію визначалася згідно виразу:

$$c = c^{st} \frac{Y}{Y^{st}} \frac{S_m(E_{res})}{S_m^{st}(E_{res})},$$
(5.2)

де  $c_{st}$  – масова концентрація дейтерію у речовині стандарту; Y і  $Y_{st}$  – відповідно, вихід протонів, що було отримано від зразку і стандарту;  $S_m(E_{res})$  і  $S_{mst}(E_{res})$  – масові гальмівні властивості іонів <sup>3</sup>Не у речовині зразку на даній глибині і у речовині стандарту. Через те, що величина  $S_m(E_{res})$  залежить від елементного складу аналізованої речовини, тобто від тієї ж шуканої концентрації (*c*), то для коректного обчислення концентрації дейтерію за допомогою виразу (5.2) було використано метод послідовних наближень. Надалі масовий вміст дейтерію перераховувалося у параметр (x), що характеризує аналізовану речовину покриття TiD<sub>x</sub>.

Оскільки у експерименті пучок падав по нормалі до поверхні мішені, то глибина, що відповідає максимуму виходу реакції для даної енергії  $E_0$  іонів і шуканої концентрації дейтерію, визначалася як різниця проекційних пробігів іонів  $R_p(E_0)$ - $R_p(E_{res})$ .

Для розрахунку гальмівних властивостей і проекційних пробігів використовувався код SRIM [66].

Для розрахунку масового значення глибини у лінійне значення використовувалася експериментальна величина густини TiH<sub>2</sub> 3,76 г/см<sup>3</sup> [122], яка у нашому випадку з доданим дейтерієм була скоректована до величини 3,91 г/см<sup>3</sup>; у припущенні, що параметри кристалічної решітки речовини не змінюються при заміні одного ізотопу водню на інший, і з урахуванням відомого співвідношення між масами ізотопів <sup>1</sup>H і D.

Проведені розрахунки показали, що при обчисленні похибки з визначення глибини у покритті слід не враховувати енергетичний страглінг іонів, оскільки в усьому діапазоні енергій пучка і відповідних глибин величина страглінга значно менше енергетичної ширини самого резонансу. Таким чином, величини даної похибки визначаються лише параметрами використаного резонансу реакції. Загальна роздільна здатність по глибині у покритті TiD<sub>x</sub> складає приблизно 1,5 мкм і обумовлена енергетичною шириною резонансу.

На рис. 5.5 представлено отриманий концентраційний профіль дейтерію.

Горизонтальні вуса, що демонструють похибку визначення глибини, несиметричні, оскільки, як зазначено було вище, резонанс є суттєво несиметричним щодо максимуму.

Експериментальна залежність демонструє досить однорідний розподіл дейтерію по глибині покриття. Середнє значення стехіометричного параметра (х) в області плато становить 1,6.



Рис. 5.5. Розподіл дейтерію по глибині покриття TiD<sub>x</sub> на основі з Мо. У якості ординати обрано стехіометричний параметр (**x**). Вертикальні «вуса» демонструють тільки статистичну середньоквадратичну похибку.

Глибина, що відповідає перегину у розподілі дейтерію, близька до значення 4,3 мкм товщини даного покриття, що було визначено незалежно за допомогою спектрометрії ЗР протонів.

Із даної залежності не слід робити висновок, що дейтерій проникає у речовину основи покриття, оскільки розчинність водню і дейтерію у молібдені вкрай низька [122]. Гадане «розмиття» розподілу дейтерію на границі розділу покриття/основа обумовлено кінцевою розподільною здатністю по глибині використаної методики.

Матеріали цього розділу були опубліковані у роботах [8, 10, 11] і представлені в матеріалах конференцій [13, 20].

#### 5.5. Висновки

Отримано дані з товщини шарів у багатошаровім покритті  $Ta_2O_5/SiO_2/.../Ta_2O_5/SiO_2$  на основі із кварцу. Використання пучка <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> у методиці ЗР дозволило одержати інформацію про всі 13 шарів, що раніше було неможливим при використанні прискореного пучка іонів <sup>4</sup>He<sup>+</sup>, отриманого за допомогою інжектора з ВЧ-джерелом.

Підвищення енергії іонів <sup>4</sup>Не за рахунок збільшення їх зарядності дозволило використати у дослідженнях резонанс пружного розсіювання <sup>16</sup>O( $\alpha, \alpha$ )<sup>16</sup>O,  $E_{res}$ =3,037 MeB. Під час експериментів із застосування пучків іонів <sup>4</sup>He, було визначено вміст кисню у пористих VN покриттях, що є важливим доповненням у методиці ЗР з контролю технології одержання даного типу покриттів і оцінці пористості. Резонанс також було використано для визначення стехіометрії тонкого покриття Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> на основі з SiO<sub>2</sub>. Показано, що проведення аналізу за допомогою методики ЗР даного типу покриттів не дозволяє визначити, з достатньою точністю, вміст кисню по глибині зразка, оскільки кисень присутній як у основі, так і у покритті, а використання резонансу пружного розсіювання (<sup>16</sup>O( $\alpha, \alpha$ )<sup>16</sup>O,  $E_{res}$ =3,037 MeB, Г=15 кеB) дозволяє одержати інформацію безпосередньо про стехіометрію покриття;

Реалізована методика одержання профілю розподілу дейтерію з використанням реакції  $D({}^{3}\text{He,p}){}^{4}\text{He}$ , енергія іонів  ${}^{3}\text{He}{}^{2+} \leq 3,4$  MeB. Дана методика дозволяє отримати профіль розподілу дейтерію у матеріалах атомних реакторів і першої стінки термоядерних установок на більшій глибині.

Таким чином, застосування пучка двозарядних іонів гелію на малогабаритних електростатичних прискорювачах розширює можливості методик ЯФМА за рахунок дворазового збільшення енергії іонів і, відповідно, збільшення глибини аналізу (~2,5 рази). Зокрема, це стосується досліджень

покриттів за допомогою зворотного розсіювання іонів і ядерних реакцій. Крім того, у спектрометрії зворотного розсіювання це дозволяє збільшити роздільну здатність за масами. Усе це було продемонстровано у даній роботі на ряді прикладів дослідження шаруватих структур.

Використані методики можуть бути корисними при аналізі подібних структур, особливо на стадії відпрацьовування технології їх нанесення.

#### ВИСНОВОКИ

У дисертаційній роботі розв'язано важливе наукове завдання з отримання багатозарядних іонів газів на ядерно-фізичній установці на базі малогабаритного ЕП «Сокіл» горизонтального типу, що використовується для ЯФМА та іонного опромінення. Зокрема, виконано фізичне обґрунтування вибору системи отримання та транспортування пучків багатозарядних іонів для ЕП «Сокіл», яка дозволяє одержувати пучки прискорених багатозарядних іонів газів з енергією більше 2 MeB, а також розроблено, виготовлено, випробувано та використано зазначену систему для розв'язання низки прикладних задач.

Основні **результати** та **висновки**, що їх отримано в дисертаційній роботі, полягають в наступному.

1. Розроблено конструкцію компактного інжектора багатозарядних іонів на базі джерела типу Пеннінга з холодними катодами та аксіальною системою витягування іонів, що відповідає вимогам експлуатації на ЕП «Сокіл». При випробуванні інжектора на ЕП «Сокіл» вперше отримано прискорені пучки багатозарядних іонів на виході з прискорювача після мас-аналізатора: <sup>3</sup>He<sup>2+</sup>, <sup>4</sup>He<sup>2+</sup>, <sup>40</sup>Ar<sup>2+</sup>, <sup>40</sup>Ar<sup>3+</sup>, <sup>20</sup>Ne<sup>2+</sup>, <sup>20</sup>Ne<sup>3+</sup>. Діаметр пучка іонів на вхідній діафрагмі розподільного магніту складає  $\approx 4$  мм.

2. Експериментально досліджено залежність виходу багатозарядних іонів газів з джерела типу Пеннінга запропонованої конструкції від напуску робочих газів (He, Ne, Ar,  $<10^{-4}$  м<sup>3</sup>Па/с) та розрядної напруги (до 4,3 кВ). Розрахунковим методом та експериментально підтверджено, що основним процесом утворення багатозарядних іонів газів в джерелі даного типу є одноступінчатий процес іонізації електронним ударом.

3. Вперше експериментально отримано залежність розподілу іонів за енергією в високовольтному розряді розробленого джерела типу Пеннінга від напуску робочого газу для Не та Ne ( $<10^{-4}$  м<sup>3</sup> Па/с) та розрядної напруги до 4,3 кВ. Максимальне значення розкиду за енергією для іонів неону (ширина на половині висоти) складає ≈ 94 еВ, а для іонів гелію ≈ 125 еВ. Показано, що для

первинної системи формування пучка іонів (близької до системи Пірса) максимальний кут розходження пучка іонів складає 0,12 рад, а середнє значення нормалізованої яскравості пучка іонів складає  $\approx 3 \text{ мA} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{pag}^{-2} \cdot \text{eB}^{-1}$ .

4. Вперше теоретично обгрунтована та реалізована комплексна методика розділення пучків  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  та  $\text{H}_{2}^{+}$  на малогабаритній ядерно-фізичній установці на базі ЕΠ «Сокіл», використанні існуючого мас-аналізатора при та електростатичного аналізатора, a також вільних вуглецевих плівок. встановлених перед мас-аналізатором, що дозволило отримати пучки іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> з низьким вмістом іонів H<sub>2</sub><sup>+</sup>. При використанні мас-аналізатора відношення струмів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> до H<sub>2</sub><sup>+</sup> складає 27, а при використанні вільних вуглецевих плівок: 88 для плівки товщиною 300 нм, а для плівки товщиною 79 нм – 52.

Запропонована методика дозволяє розділити прискорені пучки  $D_2^+$  та <sup>4</sup>He<sup>+</sup>, D<sup>+</sup> та H<sub>2</sub><sup>+</sup> на установках для ядерно-фізичних методів аналізу.

5. Розширено можливості малогабаритної установки на базі ЕП «Сокіл», як приладу для іонного опромінення за рахунок отримання багатозарядних іонів газів. Показано переваги використання ядерно-фізичних методів аналізу на пучку двозарядних іонів гелію для ядерно-фізичної установки з електростатичним прискорювачем «Сокіл» при визначенні товщини, стехіометрії та вмісту домішок в тонких покриттях широкого спектру використання.

Вперше на ЕП «Сокіл» реалізовано можливості експериментальних методик ЯФМА з використанням пучків іонів  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  та  ${}^{3}\text{He}^{2+}$ . Проведено аналіз покриттів широкого спектру застосування з визначення їх товщини, стехіометрії та складу, а саме:

отримано дані товщині шарів багатошаровому покритті ПО В фільтри).  $Ta_2O_5/SiO_2/.../Ta_2O_5/SiO_2$ на основі 3 кварцу (оптичні Використання пучка іонів <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> (E=3 MeB) в методиці ЗРР дозволило отримати дані по товщині всіх 13 шарів, що необхідно для проведення контролю в технології отримання даного типу покриттів;

- використання резонансу пружного розсіювання <sup>16</sup>O(α,α)<sup>16</sup>O, E<sub>pes</sub>=3,037 MeB дозволило визначити вміст кисню в пористих VN покриттях та оптичному покритті Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> на основі з SiO<sub>2</sub>. Дана методика забезпечує проведення аналізу вмісту кисню при контролі технології отримання покриттів широкого спектру застосування;
- реалізовано методику отримання профілю розподілу дейтерію в TiD<sub>x</sub> на Мо з використанням реакції D(<sup>3</sup>He,p)<sup>4</sup>He (енергія іонів <sup>3</sup>He<sup>2+</sup> до 3,4 MeB). Дана методика дає змогу визначити профіль розподілу дейтерію в матеріалах атомних реакторів та першої стінки термоядерних установок.

На даний час прискорювачі серії «Сокіл», що розроблена в ХФТІ, успішно використовуються і в інших науково-дослідних центрах, а саме, в НДІ прикладної фізики ТашДУ, Узбекистан (м. Ташкент); в Інституті проблем технології мікроелектроніки та особливо чистих матеріалів РАН (м. Чорноголовка); в Інституті прикладної фізики НАН України (м. Суми) та в Високотехнологічному науково-дослідному інституті неорганічних матеріалів імені А.А. Бочвара, (м. Москва). Отриманий досвід модернізації ядернофізичної установки «Сокіл» ННЦ ХФТІ з прискорення та використання пучків багатозарядних іонів може бути також корисним і для вищезгаданих центрів.

здобуті дисертаційній Результати, В роботі, дають можливість більш ефективні системи проектувати та виготовляти отримання та транспортування іонів малогабаритних ЕП, що використовуються для ЯФМА та іонного опромінення.

Висловлюю щиру подяку своєму науковому керівникові к. ф.-м. н., с.н.с., нач. лаб. В.М. Пістряку, д. ф.-м. н., проф. В.В. Левенцю за сприянні в роботі, а також співробітникам відділу А.В. Зацу, В.В. Кузьменку, Л.С. Глазунову, В.М. Бондаренку, О.В. Гончарову, В.І. Сухоставцю за допомогу у підготовці і проведенні випробувань ДБІ й експериментів з застосування двозарядних іонів отриманих гелію, обробці обговоренні а також i результатів. В Д. т. н. Гуглі О.Г. і Ph. D. A. Plukis за надані зразки покриттів, д. ф.-м. н. Толстолуцькій Г.Д. і к. ф.-м. н. Мануйленку О. В. за участь в обговоренні результатів експериментів.

#### ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Nastasi M., Mayer J.W., Wang Y. Ion beam analysis: fundamentals and applications. CRC Press, 2014. 472 P.

2. Bartha L. Positive-Ion Sources // Electrostatic accelerators: Fundamentals and Application / Ed. R. Hellborg. Springer, 2005. P.192-221.

3. Карпусь С.Г. Источник многозарядных ионов для установки «СОКОЛ» (*стендовые испытания*) // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (93). 2009, № 2(60). С.198–201.

4. Baumann H., Bethge K. PIG ion source with end extraction for multiply charged ions // Nuclear Instruments and Methods. 1974. Vol. 122. P. 517-525.

5. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Первичные характеристики пучка источника многозарядных ионов для ЭСУ «Сокол» // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (96). 2010. № 5 (69). С. 130–134.

6. Glazunov L.S., Zats A.V., Karpus S.G., Kuz'menko V.V., Pistryak V.M. Multi–charged ion source // Problems of atomic science and technology. Ser.: Nuclear Physics Investigations (55). 2011. № 3(73). P.68–74.

7. Карпусь С.Г. Система питания и управления инжектора многозарядных ионов ЭСУ «СОКОЛ» // Вісник НТУ «ХПІ». Сер.: Техніка та електрофізика високих напруг. 2014. № 50 (1092). С. 85–90.

8. Karpus S.G., Bondarenko V.N., Goncharov A.V. et al. Application of  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  and  ${}^{3}\text{He}^{2+}$  beams of the compact accelerator «SOKOL» for ion beam analysis // East European Journal of Physics. 2015. Vol. 2, No 2. P.90–98.

9. Karpus S.G., Goncharov A.V., Pistryak V.M. et al.  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  and  $\text{H}_{2}^{+}$  ion beam separation on "SOKOL" IBA facility // Problems of atomic science and technology. Ser.: Nuclear Physics Investigations (64). 2015. Vol, No 3 (97). P.95–98.

10. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Получение пучков двухзарядных ионов <sup>4</sup>Не на малогабаритном электростатическом ускорителе «СОКОЛ» // Вестник БГУ. Сер. 1: Физика, Математика, Информатика. 2015. № 3. С. 58–62.

11. Василенко Р.Л., Гончаров А.В., Гугля А.Г., Карпусь С.Г., Литвиненко М.Л. О механизме формирования V–N покрытий в условиях бомбардировки ионами азота // Поверхность. Рентгеновские синхротронные исследования. 2008. № 11. С. 81–87.

12. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Инжектор многозарядных ионов аналитической ядерно-физической установки «Сокол» // IEФ'2015. Конференція молодих вчених та аспірантів, 18-22 травня 2015р., Ужгород: Матеріали конференції / IEФ НАНУ, 2015. С.137.

13. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Применение двухзарядных пучков ионов гелия на ускорителе «Сокол» // XIII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 16-20 марта 2015г.: тезисы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2015. С. 101-102.

14. Карпусь С.Г., Гончаров А.В., Пистряк В.М. и др. Разделение пучков ионов <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> и H<sup>2+</sup> на АЯФК «Сокол» // XIII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 16-20 марта 2015г.: тезисы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2015. С. 101.

15. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Источник многозарядных ионов // IX Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 21-25 февраля 2011г.: тезисы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2011. С. 44.

16. Карпусь С.Г., Глазунов Л.С., Зац А.В., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Стендовые испытания источника многозарядных ионов для установки «Сокол» (предварительные результаты) // XVII Международная конференция «Электростатические ускорители и пучковые технологии», 21-23 октября 2008г., Обнинск / ГНЦ ФЭИ. Обнинск, 2008. С. 102-107.

17. Карпусь С.Г. Источник многозарядных ионов для установки «СОКОЛ» (*стендовые испытания*) // XVIII Международная конференция «Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение», 8-13 сентября 2008г., Алушта / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2008. С. 371.

18. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Первичные характеристики пучка источника многозарядных ионов для ЭСУ «Сокол» // XIX Международная конференция «Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение», 6-11 сентября 2010г., Алушта / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2010. С. 460-461.

19. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Инжектор многозарядных ионов аналитической ядерно-физической установки «Сокол» // IEP-2015 International Conference of young scientists and post-graduates, 18-22 May 2015: Proceeding of conference. Uzhhorod, 2015. P. 137.

20. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Определение содержания кислорода в тонких оксидных слоях методом резонансного упругого рассеяния альфа-частиц // III Международная конференция «Высокочистые материалы: получение, применение, свойства»: Материалы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2015. С. 36.

21. Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Система ионного облучения материалов аналитической установки «Сокол» // Международное совещание микро и нанотехнологии с использованием пучков ионов, ускоренных до малых и средних энергий, 16-18 октября 2007г., Обнинск: Тезисы докладов / ГНЦ ФЭИ. Обнинск, 2007. С.60-62.

22. Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Левенец В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Канал ионного облучения материалов на ускорителе «Сокол» // XIX Международный семинар

по ускорителям заряженных частиц, 12-18 сентября 2005г., Алушта: Тезисы / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2005. С.153-154.

23. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Левенец В.В., Омельник А.П., Пистряк В.М., Сухоставец В.И., Усиков Н.П., Щур А.А. Аналитический ядерно-физический комплекс ННЦ ХФТИ «Сокол» // Международная конференция «Актуальные проблемы ядерной физики и атомной энергетики», 29 мая – 3 июня 2006г., Киев: Тезисы докладов / ИЯИ НАНУ. Киев, 2006. С. 163.

24. Zhang H. Ion sources. Berlin, Beijing: Springer, Science Press, 1999.476 P.

25. Справочник химика / Под ред. Б.П. Никольского. М.-Л.: Химия, 1982. Т.1. С. 325-327.

26. Almeida D.P., Fontes A.C., Godinho C.F.L. Electron-impact ionization cross section of neon (sigma n+, n= 1-5) // Journal of Physics. B. 1995. Vol. 28,  $N_{2}$  15. P. 3335.

27. Chen C.Y., Yan S.X., Teng Z.X. et al. Electron-impact ionization cross sections and rates for ions of neon // Journal of Physics. B. 1998. Vol. 31, № 24. P. 5403-5403.

28. Bannister M.E. Absolute cross sections for electron-impact single ionization of Ne q+ (q = 2, 4–6) ions // Physical Review. A. 1996. Vol. 54,  $N_{2}$  2. P. 1435.

29. Gregory D.C., Dittner P.F., Crandall D.H. Absolute cross-section measurements for electron-impact ionization of triply charged inert-gas ions:  $Ne^{3+}$ ,  $Ar^{3+}$ ,  $Kr^{3+}$ , and  $Xe^{3+}$ // Physical Review. A. 1983. Vol. 27, No 2. P. 724.

30. Winter H., Wolf B. Proceedings of the Second Symposium on ion Sources and Formation of Ion Beam. Berkeley, Lawrence Berkeley Laboratory. Report LBL-3399, CA, October 1974.

31. 10-Cryebis II: Report / SFEC of Laboratoire National Saturne, Center for Nuclear Studies, Saclay, France, 1981.

32. Донец Е.Д. Ускорители заряженных частиц // 5-я Всесоюзная конференция: материалы. М.: Наука, 1977. № 1. С.346.

 Федоренко Н.В. Ионизация при столкновениях ионов с атомами // Украинский физический журнал. 1959. № 68. С. 481.

34. Muller A., Salzborn E. Scaling of Cross-Sections for Multiple Electron Transfer to Highly Charged Ions Colliding with Atom and Molecules // Physical Letters A. 1977. Vol. 62, № 6. P. 391.

35. Физика и технология ионных источников / Под ред. Я. Брауна; Пер. с англ. М.: Мир, 1998. 496 С.

36. Zatsarinny O., Gorczyca T.W., Fu J. et al. Dielectronic recombination data for dynamic finete-density plasmas IX. The fluorine isoelectronic sequence // Astronomy & Astrophysics. 2006. Vol. 447. P. 379-387.

37. Zatsarinny O., Gorczyca T.W., Badnell N.R. et al. Dielectronic recombination data for dynamic finete-density plasmas. II. The oxygen isoelectronic sequence // Astronomy & Astrophysics. 2003. Vol. 412. P. 587-595.

38. Zatsarinny O., Gorczyca T.W., Korista K.T. et al. Dielectronic recombination data for dynamic finete-density plasmas. IV. The carbon isoelectronic sequence // Astronomy & Astrophysics. 2004. Vol. 417. P. 1173-1181.

39. Вербовский В.В., Чеканов С.Я., Солоница В.М., Левченко Ю.З., Вергунов А.Д. Устройство питания источника заряженных частиц электростатического ускорителя. Авт. свид.1974625 по заявке на изобретение № 3293455/2 (082295) от 29.05.1981.

40. Электростатические ускорители заряженных частиц / Под ред. А.К. Вальтера. М.: Госатомиздат, 1963. 302 С.

41. Пистряк В.М., Кузьменко В.В., Богдалин В.Г. и др. Высокочастотный источник ионов для малогабаритного ускорителя. Отчет по ОКР / ХФТИ. Харьков, 1984, № гос. Реестра Г46590, Инв. № 1621.

42. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
43. Korschinek G., Sellmair J. Acceleration of laser produced ions in a small Van de Graaff // Review of Scientific Instruments. 1986. Vol. 57, № 5. P. 745-747.

44. Korschinek G., Sellmair J. On the acceleration of laser produced ions // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A. 1986. Vol. 243, № 2. P. 260-262.

45. Sellmair J., Sellmair J., Korschinek G. Operation of the Munich laser ion source in a Van de Graaff // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A. 1989. Vol. 278, № 3. P. 651-654.

46. Bigelow A.W., Randers-Pehrson G., Brenner D.J. Laser ion source development for the Columbia University microbeam // Review of scientific instruments. 2002. Vol. 73, № 2. P. 770-772.

47. Werner T., Zschornack G., Grossmann F., Ovsyannikov V.P., Ullmann F. The Dresden EBIT: An ion source for materials research and technological applications of low-energy highle charged ions // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 2001. Vol. 178. P. 260-264.

48. Kusakabe T., Sano T., Yura Y. et al. Development of a small and versatile electron beam ion source using a permanent magnet // Physica Scripta. 1997. Vol. 73. P. 378.

49. Moak C.D., Banta H.E., Thurston J.N. et al. Duo plasmatron ion source for use in accelerators // Review of Scientific Instruments. 1959. Vol. 30, № 8. P. 694-699.

50. Winter H., Wolf B.H. Analysis of the duoplasmatron-type discharge as a source of multiply charged ions // Plasma Physics. 1974. Vol. 16. P. 791-811.

51. Braams C.M., Zieske P., Kofoid M.J. Composition of Noble Gas Ion Beams Produced with Duo Plasmatron // Revew Scientific Instruments. 1965. Vol. 36, № 10. P. 1411-1414.

52. Roberson N.R., Tilley D.R., Weller H.R. The acceleration of doublyionized He<sup>3</sup> // Nuclear Instruments and Methods. 1965. Vol. 33,  $N_{2}$  1. P. 84-86.

53. Valyi L. Investigation of a source of He<sup>++</sup> ions // Nuclear Instruments and Methods. 1970. Vol. 79, № 2. P. 315-319.

54. Orihara H., Hiratate Y., Morita S. Production of the <sup>3</sup>He<sup>++</sup>- Ion by an RF Ion Source // Japanese Journal of Applied Physics. 1967. Vol. 6, № 12. P. 1434.

55. Urbanus W.H., Bannenberg J.G., Doorn S. et al. A microwave ion source and injector system for a Van de Graaff accelerator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A. 1988. Vol. 267, № 2. P. 237-241.

56. Gaubert G., Bieth C., Bougy W. et al. Microgan electron cyclotron resonance ion source in a Van de Graaff accelerator terminal // Review of Scientific Instruments. 2012. Vol. 83, № 2. P. 02A340.

57. Arndt P., Golovanivski N., Homeyer H., Martin M. BECRIS – a 5 GHz ECR source for a CN Van de Graaff // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 1994. Vol. 89, № 1-4. P. 14-16.

58. Heinicke E., Helleboid J.M., Weber A. Preliminary results with a Penning ion source on a 5,5 MV Van de Graaff accelerator // Nuclear Instruments and Methods. 1975. Vol. 124, № 1. P. 301-303.

59. Arndt P., Jenter W., Mahnke H.E. et al. A Penning Ion Source in a 7-MV Van de Graaff // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1975. Vol. 3, № 22. P. 1715-1717.

60. Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Симоненко А.В., Левченко Ю.З. Инжектор многозарядных ионов для электростатических ускорителей // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общая и ядерная физика. 1983, № 3(24). С. 35-38.

61. Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Симоненко А.В., Зац А.В., Левченко Ю.З. Инжектор многозарядных ионов для электростатических ускорителей (ресурсные испытания) // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента. 1985, № 1(22). С. 45-47.

62. Arndt P., Bertschat H., Jenter W. et al. The New Van de Graaff Terminal for VICKSI // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1977. Vol. 24, № 3. P. 1162-1164.

63. Arai E., Hayashi K., Oguri Y. et al. A heavy-ion acceleration system using a low energy Van de Graaff // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 1984. Vol. 5, № 1. P. 58-64.

64. Arai E., Oguri Y., Ogawa M. IBA using a small tandem and a singleended Van de Graaff // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 1990. Vol. 45, № 1-4. P. 234-238.

65. Фелдман Л., Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок. М.: Мир, 1989. 342 с.

66. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Diersack J.P. SRIM – The stopping and range of ions in matter // Nuclear Instruments and Methods. Section B. Beam Interactions with Materials and Atoms. B. 2010. Vol. 268, № 11/12. P. 1818–1823.

67. Leavitt J.A., McIntyre L.C. Non-Rutherford <sup>4</sup>He cross sections for ion beam analysis // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 1991. Vol. 56. P. 734-739.

68. O'connor D.J., Chunyu T. Application of heavy ions to high depth resolution RBS // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 1989. Vol. 36, № 2. P. 178-188.

69. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В. и др. Аналитический ядерно-физический комплекс ННЦ ХФТИ «Сокол» (опыт эксплуатации и модернизация) // Труды XVI Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям / ГНЦ ФЭИ. Обнинск, 2006. С. 98-107.

70. Масс-спектрометр МИ-1305. Инструкция. М.: Машприборинторг.

71. Вергунов А.Д., Левченко Ю.З., Новиков М.Т., Пистряк В.М., Сторижко В.Е., Чеканов С.Я. Малогабаритный электростатический ускоритель на 2 МэВ горизонтального типа (проект) // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общая и ядерная физика. 1983. № 3(24). С. 13-15.

72. Батвинов Л.П., Вергунов А.Д., Глазунов Л.С. и др. Малогабаритный электростатический ускоритель на 2 МэВ горизонтального типа

(предварительные испытания) // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента. 1985. № 1(22). С. 26-28.

73. Глазунов Л.С., Зац А.В., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Совершенствование технических и эксплуатационных характеристик аналитической установки «Сокол» // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1998. №1(67). С. 165-167.

74. Tesmer J.R., Nastasi M. Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis. Pittsburgh, 1995. 704 P. (MRS-Materials research Society).

75. Malmqvist K.G. Accelerator-based ion beam analysis – an overview and prospects // Radiation Physics and Chemistry. 2004. Vol. 71. P. 817-827.

76. Пистряк В.М., Кузьменко В.В., Левченко Ю.З. Источник многозарядных ионов газов для электростатических ускорителей // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общая и ядерная физика. 1980, №2(12). С. 12.

77. Valyi L. Atom and Ion Sources. London: Wiley, 1977. 249 P.

78. Baumann H., Bethge K., Wirth H. Lifetime increase of a PIG ion source // Nuclear Instruments and Methods. 1980. Vol. 171, № 3. P. 621-622.

79. Baumann H., Bethge K. The Frankfurt PIG ion source // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1981. Vol. 189, № 1. P. 107-110.

80. Schulte H., Wolf B.H., Winter H. Ion and electron flow in hot-catode PIG sources for multiply charged heavy ions // IEEE Transaction on Nuclear Science. 1976. Vol. 23, № 2. P. 1053-1060.

81. Schram B.L., De Heer F.J., Van der Wiel M.J., Kistemaker J. Ionization cross sections for electrons (0.6–20 keV) in noble and diatomic gases // Physica. 1965. Vol. 31, №1. P. 94-112.

82. Schram B.L. Partial ionization cross sections of noble gases for electrons with energy 0.5–18 keV: II. Argon, Krypton and Xenon // Physica. 1966. Vol. 32, № 1. P. 197-208.

83. Schram B.L., Boerboom A.J.H., Kistemaker J. Partial ionization cross sections of noble gases for electrons with energy 0.5–16 keV: I. Helium and neon // Physica. 1966. Vol. 32, № 1. P. 185-196.

84. Peabody Scientific. Penning Ion Source System for Gas and Metal Ions Model PS-230. URL: <u>http://www.peabody-scientific.com/page31.html</u> (дата звернення: 01.11.2016).

85. High Voltage Engineering Europa B.V. Model SO-60 Cold Cathode Penning Ion Source. URL: <u>http://www.highvolteng.com/ media/Leaflets/model\_so-</u> 60\_\_cold\_cathode\_penning\_ion\_source.pdf (дата звернення: 01.11.2016)

86. Хирный Ю.М., Кочемасова Л.Н. Источник двухзарядных ионов гелия для электростатического ускорителя // Приборы и техника эксперимента. 1974, № 5. С. 28-30.

87. Straub H.C., Renault P., Smith K.A., Stabbings R.F. Absolute partial cross section for electron-impact ionization of  $H_2$ ,  $N_2$  and  $O_2$  from threshold to 1000 eV // Physical Review. 1996. Vol. 5, No. 2. 2146-2153.

88. Gaus A.D., Htwe W.T., Brand J.A. et al. Energy spread and ion current measurements of several ion sources // Review of scientific instruments. 1994.
Vol. 65, № 12. P. 3739-3745.

89. Nagy J.L. The energy spectrum of ion beam emitted by a penning-type ion source // Nuclear Instruments and Methods. 1965. Vol. 32. № 2. P. 229-234.

90. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергия, 1972. 272 с.

91. Kalvas T., Tarvainen O., Ropponen T. et al. IBSIMU: A threedimensional simulation software for charged particle optics // Review of Scientific Instruments. 2010. Vol. 81, № 2. P. 02B703.

92. Elkind M. M. Ion optics in long, high voltage accelerator tubes // Review of Scientific Instruments. 1953. Vol. 24, № 2. P. 129-137.

93. Larson J.D. Ion Optics and Beam Transport // Electrostatic accelerators: Fundamentals and Application / Ed. R. Hellborg. Springer, 2005. P. 278-298. 94. Rejoub R., Lindsay B.G., Stebbings R.F. Determination of the absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of the rare gases // Physical Review. A. 2002. Vol. 65. P. 042713.

95. Shah M.B., Elliott D.S., McCallion P., Gilbody H.B. Single and double ionization of helium by electron impact // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 1988. Vol. 21. P. 2751-2761.

96. Lyons P.B., Toevs J.W., Sargood D.G. Total yield measurements in  $^{27}$ Al (p,  $\gamma$ )  $^{28}$ Si // Nuclear Physics. A. 1969. Vol. 130, No 1. P. 1-24.

97. Marion J.B. Accelerator calibration energies // Reviews of modern physics. 1966. Vol. 38, № 4. P. 660-668.

98. Кузема А.С., Савин О.Р., Чертков И.Я. Анализирующие системы магнитных масс-спектрометров. К: Наук. думка, 1987. 478 с.

99. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1978. 478 с.

100. Мищенко В.М., Попов А.И., Сторижко В.Е. Универсальный интегратор тока: Препринт ХФТИ 71-7. Харьков, 1971. 17 с.

101. Backscattering analysis of impurities in the ion beams / Y.C. Liu, C.F. Chou, W.S. Hsu, J.S. Maa // Nuclear Instruments and methods. 1978. Vol. 152, № 2. P. 349-352.

102. Chu W.K., Mayer J.W., Nicolet M.-A. et al. Principles and applications of ion beam techniques for the analysis of solids and thin films // Thin Solid Films. 1973. Vol. 17. P. 1-41.

103. Сиротинин Е.И., Тулинов А.Ф., Фидеркевич А., Шишкин К.С. Форма спектра частиц, рассеянных на толстой мишени, и определение его с помощью энергетических потерь // Вестник Московского университета. Сер.: физика, астрономия. 1971, № 5. С. 541-546.

104. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. К.: Наук. думка, 1975. 415 с. 105. Armstrong J.C., Mullendore J.V., Harris W.R., Marion J.B. Equilibrium charge-state fractions of 0.2 to 6.5 MeV helium ions in carbon // Proceeding of Physical Society. 1965. Vol. 86. P. 1283.

106. Скоромный Г.М., Ревуцкий Е.И. Исследование характеристик ионного пучка Не, прошедшего тонкую углеродную мишень // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика высоких энергий и атомного ядра. 1973. № 3(5). С. 55-60.

107. Cue N., de Castro Faria N.V. et al. Electron loss and capture cross sections of 800 KeV amu<sup>-1</sup> H and He species in carbon foils // Nuclear Instruments and methods. 1980. Vol. 170,  $N_{2}$  1-3. P. 67-72.

108. Parmentier R., Lemarchand F., Cathelinaud M. et al. Piezoelectric tantalum pentoxide studied for optical tunable applications // Applied Optics. 2002. Vol. 41, № 16. P. 3270-3276.

109. Yoon S.G., Kang S.M., Yoon D.H. Residual stress and optical properties in a past-annealed  $Ta_2O_5/SiO_2$  multilayer prepared by using dual-ion-beam sputtering // Journal of Korean Physical Society. 2006. Vol. 49, No 1. P. 237-240.

110. Cheung J.T., Cheung J.T., Sankur H. Growth of thin films by laserinduced evaporation // Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences. 1988. Vol. 15, № 1. P. 63-109.

111. Leavitt J.A., McIntyre L.C., Ashbaugh M.D. et al. Cross sections for  $170.5^{\circ}$  backscattering of <sup>4</sup>He from oxygen for <sup>4</sup>He energies between 1.8 and 5.0 MeV // Nuclear Instruments and Methods. 1990. Vol. B44. P. 260-265.

112. Andersen H.H., Besenbacher F., Loftager P., Moller W. Large-angle scattering of light ions in the weakly screened Rutherford region // Physical Review. 1980. Vol. 21. P. 1891-1901.

113. Cuomo J.J., Rossnagel S.M. Property modification and synthesis by low energy particle bombardment concurrent with film growth // Nuclear Instruments and Methods. 1987. Vol. B 19/20. P. 963-974.

114. Smidt F.A. Use of ion beam assisted deposition to modify the microstructure and properties of thin films // International Materials Reviews. 1990. Vol. 35, № 2. P. 61-128.

115. Goncharov A., Guglya A., Melnikova E. On the feasibility of developing hydrogen storage capable of adsorption hydrogen both in its molecular and atomic states // International journal of hydrogen energy. 2012. Vol. 37, №. 23. P. 18061-18073.

116. Tolenis T., Gaspariunas M., Lelis M. et al. Assessment of effectivemedium theories of ion-beam sputtered Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-SiO<sub>2</sub> and ZrO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub> mixtures // Lithuanian Journal of Physics. 2014. Vol. 54, No 2. P. 99-105.

117. Gurbich A.F. Evaluation of non-Rutherford cross sections for IBA:
Theory and results // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2007.
Vol. B 261, № 1. P. 401-404.

118. Mezey G., Kotal E., Revesz P. et al. Enhanced sensitivity of oxygen detection of 3.045 MeV ( $\alpha$ , $\alpha$ ) elastic scattering and its applications // Acta Physica Hungarica. 1985. Vol. 58. P. 39-55.

119. Chernenko L.P., Kobzev A.P., Korneev D.A., Shirokov D.M. Backscattering method possibilities for precise determination of the oxygen profile in oxide films by the use of the elastic resonance in reaction  ${}^{16}O({}^{4}He, {}^{4}He){}^{16}O$  at 3.045 MeV of  ${}^{4}He$  // Surface and interface analysis. 1992. Vol. 18. P. 585-588.

120. Leavitt J.A., McIntyre L.C. Jr. Non-Rutherford <sup>4</sup>He cross sections for ion beam analysis // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 1991. Vol. 56/57. P. 734-739.

121. Rubel M. Wienhold P., Hildebrandt D. Ion beam analysis methods in the studies of plasma facing materials in controlled fusion devices // Vacuum. 2003. Vol. 70. P. 423-428.

122. Антонова М.М. Свойства гидридов металлов. К.,: Наук. думка, 1975. 128 с.

## ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Список публікацій, у яких опубліковано основні результати дисертації:

1. Карпусь С.Г. Источник многозарядных ионов для установки «СОКОЛ» (*стендовые испытания*) // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (93). 2009. № 2(60). С.198–201.

2. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Первичные характеристики пучка источника многозарядных ионов для ЭСУ «Сокол» // Вопросы атомной науки и техники, Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (96). 2010. № 5(69). С. 130–134.

3. Glazunov L.S., Zats A.V., Karpus S.G., Kuz'menko V.V., Pistryak V.M. Multi–charged ion source // Problems of atomic science and technology. Ser.: Nuclear Physics Investigations (55). 2011. № 3(73). P.68–74.

4. Karpus S.G., Goncharov A.V., Pistryak V.M. et al.  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  and  $\text{H}_{2}^{+}$  ion beam separation on "SOKOL" IBA facility // Problems of atomic science and technology. Ser.: Nuclear Physics Investigations (64). 2015. No 3 (97). P.95–98.

5. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Получение пучков двухзарядных ионов <sup>4</sup>Не на малогабаритном электростатическом ускорителе «СОКОЛ» // Вестник БГУ. Сер. 1: Физика, Математика, Информатика. 2015. № 3. С. 58–62.

6. Василенко Р.Л., Гончаров А.В., Гугля А.Г., Карпусь С.Г., Литвиненко М.Л. О механизме формирования V–N покрытий в условиях бомбардировки ионами азота // Поверхность. Рентгеновские синхротронные исследования. 2008. № 11. С. 81–87. Список публікацій, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

7. Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Левенец В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Канал ионного облучения материалов на ускорителе «Сокол» // XIX Международный семинар по ускорителям заряженных частиц, 12-18 сентября 2005г., г. Алушта: тезисы докдадов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2005. С.153-154, (доповідач).

8. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Левенец В.В., Омельник А.П., Пистряк В.М., Сухоставец В.И., Усиков Н.П., Щур А.А. Аналитический ядерно-физический комплекс ННЦ ХФТИ «Сокол» // Международная конференция «Актуальные проблемы ядерной физики и атомной энергетики», 29 мая - 29 июня 2006г.: тезисы докладов / ИЯИ НАН Украины. Киев, 2006. С. 163, (участь в обговоренні).

9. Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И.. Система ионного облучения материалов аналитической установки «Сокол» // Международное совещание микро- и нанотехнологии с использованием пучков ионов, ускоренных до малых и средних энергий, 16-18 октября 2007г.: тезисы докладов / ГНЦ ФЭИ. Обнинск, 2007. С.60-62, (участь в обговоренні).

10. Карпусь С.Г. Источник многозарядных ионов для установки «СОКОЛ» (*стендовые испытания*) // XVIII Международная конференция «Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение», 8-13 сентября 2008г., г. Алушта: труды / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2008. С. 371, (участь в обговоренні).

11. Карпусь С.Г., Глазунов Л.С., Зац А.В., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Стендовые испытания источника многозарядных ионов для установки «Сокол» (предварительные результаты) // XVII Международная конференция «Электростатические ускорители и пучковые технологии», 21-23 октября 2008г., г. Обнинск: труды / ГНЦ ФЭИ. Обнинск, 2008. С. 102-107, (доповідач).

12. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Первичные характеристики пучка источника многозарядных ионов для ЭСУ

«Сокол» // XIX Международная конференция «Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение», 6-11 сенября 2010г., г. Алушта: труды / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2010. С. 460-461, (участь в обговоренні).

13. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Источник многозарядных ионов // IX Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 21-25 февраля 2011г., г. Харьков: тезисы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2011. С. 44, (доповідач).

14. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Компактный источник многозарядных ионов // IEP-2011 International Conference of young scientists and post-graduates, 24-27 May 2011: Programme and abstracts, Uzhhorod, 2011. P. 60, (заочно).

15. Глазунов Л.С., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М. Инжектор многозарядных ионов аналитической ядерно-физической установки «Сокол»// IEP-2015 International Conference of young scientists and post-graduates, 18-22 May 2015: Proceeding of conference. Uzhhorod, 2015. P. 137, (заочно).

16. Карпусь С.Г., Гончаров А.В., Пистряк В.М. и др. Разделение пучков ионов <sup>4</sup>He<sup>2+</sup> и H<sup>2+</sup> на АЯФК «Сокол» // XIII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 16-20 марта 2015г.: тезисы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2015. С. 101, (доповідач).

17. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Применение двухзарядных пучков ионов гелия на ускорителе «Сокол» // XIII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 16-20 марта 2015г.: тезисы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2015. С. 101-102, (доповідач).

18. Бондаренко В.Н., Глазунов Л.С., Гончаров А.В., Зац А.В., Карпусь С.Г., Кузьменко В.В., Пистряк В.М., Сухоставец В.И. Определение содержания кислорода в тонких оксидных слоях методом резонансного упругого рассеяния альфа-частиц // Ш Международная конференция «Высокочистые материалы: получение, применение, свойства», 15-18 сентября 2015г.: материалы докладов / ННЦ ХФТИ. Харьков, 2015. С. 36, (доповідач). Список публікацій, які додатково відображають наукові результати дисертації:

19. Карпусь С.Г. Система питания и управления инжектора многозарядных ионов ЭСУ «СОКОЛ» // Вісник НТУ «ХПІ». Сер.: Техніка та електрофізика високих напруг (1092). 2014. № 50. С. 85–90.

20. Karpus S.G., Bondarenko V.N., Goncharov A.V. et al. Application of  ${}^{4}\text{He}^{2+}$  and  ${}^{3}\text{He}^{2+}$  beams of the compact accelerator «SOKOL» for ion beam analysis // East European Journal of Physics. 2015. Vol. 2, No 2. P.90–98.