

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ФІЗИКИ

На правах рукопису
УДК 533.9.004.14. 533.9.07.

Гончаров Олексій Антонович

**Інтенсивні іонні пучки в
плазмооптичних системах**

01.04.04. – фізична електроніка.

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня

доктора фізико-математичних наук

Київ–1995



00755368 (Y)

АВ 33. 818

Робота виконана в Інституті фізики Національної Академії наук України

Офіційні опоненти:

член-корреспондент НАНУ,
професор
доктор фізико-математичних наук,
професор
доктор фізико-математичних наук,
професор

Степанов Костянтин
Миколайович
Владимиров Вадим
Володимирович
Кириченко Георгій
Сергійович

Провідна організація: ІНЦ Харківський фізико-технічний інститут

Захист відбудеться " 18 " січня 1996р. на засіданні спеціалізованої
вченої ради Д.01.96.01 при Інституті фізики НАН України за адресою:
252650, Київ-39, проспект Науки, 46. 0 15 год.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці Інституту фізики НАН
України.

Автореферат розісланий " 12 " грудня 1995р.

Вчений секретар спеціалізованої
вченої ради,
канд. фіз.-мат наук

Іщук В.А.

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ.

АКТУАЛЬНІСТЬ ТЕМИ. Інтенсивні іонні пучки вперше привертають до себе пильну увагу фізики наприкінці сорокових років у зв'язку з необхідністю отримання великих кількостей ізотопів на потреби атомної промисловості. Створення промислових мас-сепараторів вимагало вирішення цілого ряду фундаментальних проблем, пов'язаних з отриманням, формуванням та транспортуванням таких інтенсивних іонних пучків, саме існування яких в специфічних умовах сепаратора виявилось неможливим без наявності компенсуючого їх об'ємний заряд плазмового середовища. Проблеми керуемого термоядерного синтезу, розвиток ідеї інерційного термояду, розробка колективних методів прискорення, вимагаючих інтенсивних слабкорозходячихся іонних пучків з прецезійними фазовими характеристиками, іонно-плазмові ресурсозберігаючі технології, які потребують високопотужних іонних пучків, обумовили створення цілого напрямку фізики компенсованих іонних пучків, і в більш загальному розумінні, фізики плазми та фізичної електроніки.

Серед ключових ідей плазмодинаміки важлива роль належить роботі (Морозов А.І., ДАН СРСР, 1965, 163, с. 1363), де на основі ідеї магнітної ізоляції електронів і еквіпотенціалізації магнітних силових ліній були сформульовані плазмооптичні принципи введення об'ємних електричних і магнітних полів в квазінейтральне плазмове середовище. Запропоновані і створені на протязі 70-х років ефективні плазмодинамічні пристрої (плазмові лінзи, прискорювачі, рекуператори і т.д.), призначені для генерації, формування і керування інтенсивними квазінейтральними іонними пучками в широкому діапазоні параметрів, як потім виявилось, добре описуються цією-основною плазмооптичною ідеєю.

Характерна особливість експериментів 70-х років - використання пучків зі струмами 10-100мА. Такі дослідження дозволили виявити основні механізми, що визначають транспортні властивості формуемого в об'ємі іонного пучка у вільному просторі квазінейтрального

плазмового середовища (іонно-пучкової плазми), для якої характерна умова, що кінцева різниця потенціалу істотно менше різниці потенціалу некомпенсованого пучка. Саме за даним параметром визначається інтенсивність іонного пучка в цих умовах. В той же час дослідження компенсованих пучків, які знаходяться в просторі, зайнятому електричними і магнітними полями, тобто поведінки іонно-пучкової плазми в зовнішніх полях (по суті в плазмооптичних системах) у більшості випадків провадилось в умовах, коли прикладені потенціали зовнішніх полів істотно перевищували потенціал некомпенсованого пучка. Це проявлялось в значній перекомпенсації об'ємного заряду пучка і відхиленні плазмового середовища від квазінейтральності. Створення на рубежі 80-х років іонних джерел, генеруючих квазістаціонарні імпульсно-періодичні пучки з амперними струмами, поставило проблему розробки плазмооптичних пристроїв нового покоління, здатних до ефективного керування пучками, для яких характерно те, що потенціал зовнішнього поля менше потенціалу некомпенсованого пучка. В той же час, це ще пучки власні магнітні поля яких менше зовнішніх магнітних полів.

МЕТОЮ РОБОТИ є експериментальне і теоретичне дослідження механізмів, що визначають процеси формування, керування і транспортування інтенсивних квазістаціонарних імпульсно-періодичних іонних пучків амперного масштабу в перспективних плазмооптичних системах.

НАУКОВА НОВИНА роботи полягає в тому, що вперше:

- встановлено, що статичні та динамічні характеристики квазінейтральної плазмової лінзи (ПЛ), визначаються силою струму іншого пучка що проходить, а виникаючі при відсутності сферичних аберацій дрібномасштабні турбулентні шуми пов'язані з градієнтом магнітного поля, який принципово неможливо усунути.
- показано, що наявність сферичних аберацій в ПЛ може мати позитивне значення. Варіюючи ними можна заданим чином

змінювати радіальний профіль пучка в заданому місті простору, зокрема робити його однорідним.

- експериментально реалізована розсіююча ПЛ.
- запропонована і досліджена експериментально та теоретично модель магнітоізолюваного діодного проміжку (МДП) в плазмо-оптичному режимі. Показано, що використання такого МДП може забезпечити отримання на виході із екстрактора унікальних параметрів пучка іонів водню (струм $I_b \sim 6A$, щільність струму $J_b \sim 6A/cm^2$ за тривалості імпульсу приблизно $100\mu s$ і енергії $\sim 20keV$).
- встановлено, що істотний вплив на стійкість стаціонарних станів МДП має дисипативна нестійкість короткохвильових коливань, пов'язана з наявністю кінцевої провідності замагнічених електронів в схрещених ЕН полях.
- виявлено, що введення позитивного потенціалу в простір дрейфу інтенсивного іонного пучка, обмежений заземленими стінками, викликає вирівнювання потенціалу простору і зняття електричного поля у каналі транспортування пучка.
- досліджена динаміка процесу посилення газової компенсації іонного пучка за рахунок включення електронів вторинної іонно-електронної емісії в механізм утворення плазмового середовища.
- продемонстровано, що замкнений дрейф електронів, вирівнюючий електричні потенціали, вздовж напрямку розповсюдження пучка, а також іонно-електронну нестійкість високочастотних електронних коливань необхідно враховувати при оптимізації технологічного процесу електромагнітного сепаратора ізотопів.
- проаналізовано теоретично і показано експериментально, що варіювання параметрами в межах розрахункових значень рівноважних орбіт, дозволяє здійснити введення інтенсивного іонного пучка на узгоджену квазібріллоєнівську орбіту і транспортування його в області однорідного магнітного поля в умовах,

коли конфігурація пучка відчуває мінімальні осциляції поблизу рівноважних орбіт.

НАУКОВА ТА ПРАКТИЧНА ЦІННІСТЬ РОБОТИ ПОКАЖЕ В ТОМУ, ЩО:

- результати проведених фундаментальних досліджень вносять істотний внесок в розуміння фізичних механізмів, визначаючих процеси формування і управління інтенсивних іонних пучків в плазмооптичних системах
- запропоновані нові сфери практичного застосування ПЛ - робота в розсіюючому режимі, керування радіальним профілем пучка на мішені; продемонстровано ефективність використання ПЛ для керування введенням пучка в об'єм з однорідним магнітним полем на рівноважну орбіту.
- продемонстрована можливість оптимізації плазмооптичної системи, яка являє собою імпульсний аксіально-симетричний розряд зі струмом і використання її як ефективного іонно-оптичного елемента при фокусуванні іонних пучків.
- запропоновано спосіб отримання іонного пучка в прискорюючому проміжку з замагніченим електронним фоном і спосіб іонно-плазмової обробки виробів, який поєднує в собі переваги інтенсивного іонного пучка і високовольтного тліючого розряду.

ОСОБИСТІЙ ВНЕСОК АВТОРА.

Автору належить визначальна ініціатива у постановці більшої частини експериментальних робіт і інтерпретації їх результатів; написання і апробація статей, обговорення їх з співавторами. Автор приймав активну участь в усіх експериментальних вимірюваннях, ставив теоретичні роботи і виконував розрахунки. Автор самостійно сформулював положення, що виносяться на захист, узагальнив і систематизував даний цикл досліджень.

НА ЗАХИСТ ВІНОСЯТЬСЯ НАСТУПНІ НАУКОВІ ПОЛОЖЕННЯ.

1. Сильнострумова плазмова лінза - плазмооптична система з квазінейтральним середовищем, що складається з електронного фону та швидких іонів пучка, особистий потенціал якого перевищує потенціал зовнішнього електричного поля. Величина струму пучка, що проходить, істотно впливає на статичні і динамічні характеристики такої системи. Змінюючи струм пучка, конфігурацію ліній магнітного поля, кількість фіксуючих електродів і розподілення зовнішнього потенціалу на них можна варіювати радіальний профіль електричного потенціалу в об'ємі ПЛ і, зокрема, робити його параболічним, позбавленим сферичних аберацій.

При відсутності сферичних аберацій наявні в ПЛ колективні процеси, що призводять до розхитування просторово-локалізованих на периферії дрібномасштабних турбулентних шумів, пов'язані з принципово неусуванним, скерованим від осі радіальним градієнтом магнітного поля. Виникаючі шумові коливання мають порогову залежність від струму пучка і різко зростають з його ростом. Неодновимірність руху електронів в збудженому електричному полі, через наявність магнітного поля, викликає обмеження амплітуди змінної складової швидкості електронів. Побудовані на цьому нелінійні оцінки максимального змінного потенціалу коливань і гранично досягаемого стаціонарного електричного поля, яке реалізується в ПЛ, прийнятно узгоджуються з експериментом.

2. Особливості фокусування широкоапертурних слабзорозбіжних інтенсивних іонних пучків проявляються в значному впливі сферичних аберацій сильнострумової ПЛ, в той же час, сферичні аберації мають і позитивне значення, варіюючи ними можна заданим чином варіювати поперечний профіль іонного пучка у встановленому місці простору, і, зокрема, робити його однорідним на мішені.

3. Магнітоізолюваний діодний проміжок в плазмооптичному режимі являє собою, з однієї сторони, елементарну плазмооптичну чарунку (відкритий варіант плазмового прискорювача з анодним шаром, працюючого в імпульсному режимі), з другої - граничний випадок магнітоізолюваного діода, в якому ізолююче електрони магнітне поле істотно вище критичного, а релятивістські і діамагнітні ефекти відсутні. В умовах, коли іони, що утворюються на аноді, прискорюються в проміжку вільно, а рух стартуючих з катода компенсуючих електронів самоузгоджений з електричним полем, формування інтенсивного іонного пучка супроводжується утворенням подвійного шару всередині прискорюючого проміжку, а гранична щільність здобуваного іонного пучка лише в 3,24 рази перевищує щільність відповідної ленгмюрівської границі. Наявність визначеної початкової швидкості у іонного пучка на вході в МДП може забезпечувати квазінейтральні режими роботи без обмеження граничної щільності доприскорюючого пучка.
4. Особливу роль в сталості стаціонарних станів в умовах МДП має дисипативна нестійкість короткохвильових коливань, скерованих вздовж поширення пучка, обумовлена згасанням на електронах, що мають скінченну провідність в схрещених ЕН полях. Початкові збурення щільності струму іонного пучка зростають вздовж проміжку тим ефективніше, чим вищі початкові щільність і швидкість пучка, а зриви струму, що спостерігаються в експериментах, якісно пояснюються розхитуванням таких коливань.
5. Введення позитивного потенціалу в простір дрейфу інтенсивного іонного пучка, обмежений заземленими стінками, викликає при низькому тискові різке зменшення електричного поля в пучку та істотне покращення його транспортування завдяки виникненню в об'ємі додаткового плазмового середовища в результаті розвитку несамотійного газового розряду, який ініціюється самим пучком. Даний ефект має місце тільки в інтенсивних іонних пучках, коли значення позитивного потенціалу, що вводиться, менше потенціала

лу некомпенсованого просторового заряду пучка. Розвиток і підтримання газового розряду в просторі дрейфу пучка забезпечується тим, що електрони вторинної іонно-електронної емісії, що вибиваються іонним пучком з колектора і повільними іонами з усієї поверхні камери дрейфу, перед тим, як потрапити на невеликий позитивний електрод скоюють осциляції в усіх напрямках, тим самим різко посилюючи іонізаційний процес.

6. На формування і транспортування інтенсивних іонних пучків в специфічних умовах електромагнітного сепаратора ізотопів має істотний вплив замкнутий дрейф електронів, вирівнюючий потенціали низькочастотних шумових коливань вздовж розповсюдження пучка і стримуючий ефект посилення динамічної декомпенсації, а також іонно-електронна нестійкість, яка має найбільші інкременти наростання коливань що розповсюджуються вздовж пучка і здатна призводити як до додаткової декомпенсації, так і до розширення енергетичного спектра сепаруемого пучка.
7. Плазмооптична система, яка являє собою імпульсний розряд зі струмом, забезпечуючим введення азимутального магнітостатичного поля в об'єм пучка може бути оптимізована за параметрами і використана як ефективний іонно-оптичний елемент при фокусуванні інтенсивних іонних пучків.
8. Виведення інтенсивного іонного пучка на узгоджену квазібріле-нівську орбіту в об'єм поздовжнього однорідного магнітного поля можливо тільки при недокомпенсації пучка на величину яка визначається параметрами системи, забезпеченні лінійності радіальних кулонівських сил і виконанні граничних умов на кут вводу та початковий радіус пучка.
9. Отримано в явному вигляді дисперсійне рівняння лінійних коливань, яке описує як електростатичні, так і електромагнітні нестійкості плазми, що пронизується іонно-електронним пучком, і стверджується зокрема, що скомпенсований за струмом і зарядом супроводжуваними електронами інтенсивний іонний пучок нестій-

кий по відношенню до розвитку низькочастотних електромагнітних коливань, які розбивають пучок на тонкі нитки.

АПРОБАЦІЯ РОБОТИ.

Результати, отримані в роботі, були представлені і доповідались на XIII міжнародній конференції по явищах в іонізованих газах (Будапешт, 1985), XIV, XV, XVI міжнародних симпозіумах по розрядах та електричній ізоляції в вакуумі (Санта Фе, 1990, США, Дармштадт, 1992, ФРН, Москва-С-Петербург, 1994), V Міжнародній конференції по джерелах іонів (Пекин, 1993), VI Всесоюзній конференції по фізиці низькотемпературної плазми, IV, VIII, IX Всесоюзних симпозіумах по сильнотривовій електроніці, IV-VII Всесоюзних конференціях по плазмових прискорювачах і іонних інжекторах, на конференції по Плазмовій електроніці. Ці роботи систематично доповідались на щорічних Всесоюзних конференціях по фізиці плазми та УТС (Звенигород), на Всесоюзних семінарах по фізиці і техніці інтенсивних джерел іонів і іонних пучків (Київ), на Першій Всесоюзній нараді з питань Плазмової емісійної електроніки (1991).

Матеріали дисертації доповідались і систематично обговорювались на наукових семінарах в Інституті Атомної Енергії ім.І.В.Курчатова, у Московському радіотехнічному інституті АН СРСР, у Харківському фізико-технічному інституті АН УРСР, в Інституті ядерних досліджень АН УРСР, а також на Міському семінарі по фізиці плазми в м.Києві.

ПУБЛІКАЦІЇ. Основні результати дисертаційної роботи опубліковано в 42 друкованих працях, список яких наведено в кінці автореферату.

СТРУКТУРА ДИСЕРТАЦІЇ. До складу дисертації входять введення та 6 глав із загальним об'ємом 269 сторінок без урахування малюнків, містить 86 малюнків. Список цитуємої літератури містить 83 найменування.

ЗМІСТ РОБОТИ.

В дисертації перш за все обговорюються фізичні процеси, пов'язані з формуванням, керуванням і транспортуванням іонних пучків в плазмооптичних системах в умовах, коли потенціал некомпенсованого пучка перевищує потенціали зовнішніх полів, а компенсація пучка здійснюється електронами вторинної іонно-електронної емісії.

У ВВЕДЕННІ обгрунтовано важливість і актуальність проблеми, сформульовані мета і задачі досліджень, наукова новина і практична цінність отриманих результатів, викладається короткий зміст дисертації і формулюються головні положення, що відображають наукову новину подаваної роботи, наводиться вичерпна інформація щодо апробації роботи і особистого внеску автора.

У ПЕРШІЙ ГЛАВІ описано експериментальні і теоретичні дослідження статичних і динамічних характеристик широкоапертурної ПЛ, квазінейтральне плазмове середовище якої формується імпульсно-періодичним іонним пучком і вторинними електронами, обговорено особливості фокусування і керування інтенсивними іонними пучками амперного масштабу. Наприкінці 70-х р.р. стало зрозуміло, що під час роботи з відносно слабострумивими пучками - 10-100мА і енергіями $\geq 10\text{кеВ}$, запропонована О.Морозовим принципова конструкція ПЛ функціонує не в квазінейтральному плазмовому режимі, як припускалось, а в режимі з істотною перекомпенсацією об'ємного заряду пучка, по суті в режимі лінзи Габора. Разом з тим, квазінейтральна ПЛ має більш цікаві якості ніж лінза з електронною хмарою. В дисертації обгрунтовано і продемонстровано принципову перевагу ПЛ- простою зміною знака потенціалу на фіксуючих електродах- змінювати збираючий режим на розсіюючий, в умовах, коли перепад потенціалу пучка $I_b/V_b > \Phi_1$ (Φ_1 максимальний потенціал на електродах ПЛ, V_b - швидкість пучка). Використання в наведених дослідженнях імпульсно-періодичних пучків амперного масштабу дозволило практично автоматично вийти на квазінейтральний плазмовий режим. Цей якісно новий етап експериментальних досліджень дозволив виявити більш тонкі деталі процесів, відповідальних за характеристики ПЛ.

В експериментах використовувалися джерела іонів різноманітного типу:

- Джерело іонів типу обернений газомagnetрон і його модифікації. Таке джерело за допомогою діодної системи видобування забезпечувало отримання іонного пучка зі струмом до 1,5 А, енергією до 40 кеВ, початковим діаметром 1,5 см і $\tau \sim 100$ мкс.
- Джерело іонів типу ІБМ. Разом з трьохелектродною багатопертурною іонно-оптичною системою таке джерело дозволяло формувати слабзорозбіжний, малOSHумлячий пучок з параметрами: $I_b \leq 2$ А, $E_b \leq 25$ кеВ, \varnothing до 60 мм, $\tau \approx 100$ мкс.

Джерела розміщувалися на відстані 20-30 см від середньої площини ПЛ. Вхідна апертура $\varnothing 7$ см, довжина $L=12$ см. Експерименти проводилися з двома модифікаціями ПЛ з 5^{ма} та 9^{ма} циліндричними електродами. Центральний електрод мав найвищий постійний потенціал, а симетричні електроди закорочувалися попарно. Імпульсне магнітне поле ПЛ створювалося трьома одношаровими катушками. Заповнення ПЛ електронами здійснювалось за рахунок іонно-електронної емісії зі стінок електродів, на які потрапляли іони периферійної частини пучка. В експериментах використовувалися радіально і аксіально рухомі зонди, пояси Роговського, мініатюрні магнітні зонди і магнітні стрілки. Застосовувалися і інші стандартні методики імпульсної техніки.

Експерименти показали, що наявність ПЛ істотно поліпшує проходження пучка амперного масштабу в просторі дрейфу. Встановлено також, що для виходу на стаціонарні стани за напругою, великі струми вимагають великих магнітних полів. Від конфігурації силових ліній в ПЛ істотно залежить характер розподілу потенціалу в приосьовій області. Вибрана експериментально оптимальна топографія силових ліній дозволяла підтримувати плаваючий потенціал на осі лінзи на рівні 10-15 В в широкому діапазоні умов. Досліджено характер розподілу статичного (середньоарифметичного за час ≥ 20 мкс) потенціалу в об'ємі ПЛ від різних параметрів. Розглядалися три типи розподілу зовнішнього потенціалу ϕ за фіксаторами -П, Л, О, тобто П-подібне, коли окрім двох крайніх всі електроди мають однаковий по-

тенціал, L -лінійне, O -оптимальне. Останнє добиралось у відповідності з функціональним зв'язком потенціалу в об'ємі $\varphi(\Psi)$ (Ψ -функція магнітного потоку) при якій знімається сферична аберація. Вимірювання радіального профілю φ в середній площині ПЛ, де різниця потенціалів підтримувалась незмінною, показали, що вигляд $\varphi(r)$ дуже чутливий до розподілу $\varphi(z)_R$, струму I_b і кількості фіксаторів. Встановлено, що змінюючи струм пучка можливо варіювати профілем потенціалу, тобто усувати сферичні аберації не тільки варіаціями потенціалу на фіксаторах, але і струмом пучка. Прямі вимірювання просторового розподілення $\varphi(r, z)$ підтверджує збереження принципу еквіпотенціалізації магнітних силових ліній в умовах, коли пучок, що проходить, витискує електричне поле із об'єму ПЛ. Це пов'язано з тим, що з ростом I_b зростають електронні втрати на електроди лінзи. Зростання електронних втрат пов'язано з виникненням інтенсивних дрібно-масштабних шумів. Ці шуми збільшують модуляцію як іонної, так і електронної складової зондового струму. Максимальна амплітуда шумів зосереджується на периферії ПЛ, має порогову залежність від I_b і різко зростає з струмом іонного пучка. Характер залежності шумів від напруги на ПЛ близький до параболічного. Аналіз причин, які можуть викликати турбулізацію плазмового середовища в статично безабераційній ПЛ показує, що до розгойдування дрібномасштабних коливань може призводити градієнт H -поля, який принципово не можна усунути. З цією нестійкістю вперше зіткнулися при формуванні іонних потоків в плазмових прискорювачах. Стосовно до ПЛ розглянута гідродинамічна нестійкість лінійних дрейфових коливань, обумовлених просторовою неоднорідністю H -поля і зроблені нелінійні оцінки, що якісно узгоджуються з експериментом. Зазначено, що розглянута нестійкість є аналогом "sleeping" нестійкості дрейфуючих навколо магнітного поля електронних шарів зі зворотнім зв'язком, який здійснюється через іони пучка. Така нестійкість можлива, якщо інкремент $\gamma > \omega_{HI}$ (ω_{HI} - циклотронна частота пучка), а це можливо для достатньо щільного пучка, коли $\omega_{bi} > \omega_{HI}$ (ω_{bi} - ленгмюрівська частота). Рух електронів у виникаючих електричних полях, через викривлення

траекторій в Н-полі, неодновимірний. Це дозволяє зробити оцінку величини максимального потенціалу усталених коливань φ_m , яка виявляється квадратично залежною від стаціонарного Е-поля. Зроблена також оцінка граничних статичних електричних полів, що досягаються в квазінейтральній ПЛ. Оцінка базується на припущенні, що утворювані іонним пучком вторинні електрони виходять поперк Н-поля за рахунок рухомості, обумовленої збоєм кореляцій в турбулентному середовищі при наростанні потенціалу до φ_m .

Досліджено особливості фокусування широкоапертурного, слабо-розбіжного іонного пучка. Проаналізовано фактори, впливаючі на величину максимального стиснення пучка в фокусі при відсутності сферичних аберацій. Зазначено, що на характер фокусування істотний вплив мають сферичні аберації, які можуть грати і позитивну роль. Продемонстровано, що регулюючи розподіл потенціалу в ПЛ можна в принципі керувати профілем пучка на мішені і, зокрема, робити його однорідним. Цьому фактові дається теоретичне пояснення. Наведено експериментальні дані по реалізації розсіюючого режиму ПЛ, який встановлюється при зростанні струму пучка до зазначеної величини.

У ДРУГІЙ ГЛАВІ викладено теоретичні і експериментальні дослідження стаціонарних станів інтенсивного іонного пучка в МДП, який знаходиться в плазмооптичному режимі. Аналізується стійкість таких станів. Уявлення про одновимірний діодний проміжок (ДП) з магнітною ізоляцією електронів і вільними іонами покладено в основу найпростіших фізичних моделей багатьох пристроїв таких, як прискорювач з замкнутим дрейфом електронів (ПЗД), іонний магнетрон, магнітоізолювальний імпульсний діод (МІД), рекуператор та ін. Стисло обговорюються одновимірні моделі стаціонарного ПЗД і МІД. Запропонована модель МДП в плазмооптичному режимі це не ПЗД, оскільки зіткненнями в об'ємі знехтувано, тобто не розглядаються процеси, що відбуваються за проміжки часу, менші іонізаційних, і не МІД, оскільки релятивістські і діамагнітні ефекти не враховуються і система квазістаціонарна, тобто розглядаються процеси, які встановлюються після

заповнення ДП двокомпонентним плазмовим середовищем. Якщо при цьому ізолююче магнітне поле $H \gg H^*$ ($H^* = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2m_e \varphi_0 c^2}{e}}$, критичне поле для електрона в ДП довжиною d і напругою φ_0), то прискорюючий, або доприскорюючий МДП стає аналогом частини плазмооптичної системи (елементарної плазмооптичної чарунки, де прикладена до зовнішніх електродів різниця потенціалів φ_0 фіксується силовими лініями H -поля з відстанню між ними $x=d$). Принциповим є знання стаціонарних розподілів потенціалу, величини досягаємих електричних полів, максимальних струмів, що пропускаються, в функції динаміки електронної і іонної компонент, які утворюють квазінейтральне плазмове середовище МДП. Завдяки наявності аномальної поперечної рухомості природним є припущення про справедливість закону Ома для електронної компоненти, що забезпечує поведінку електронів самоузгоджену з E -полем. Вважається, що прикладене H -поле не збурює рух іонів в ДП. Знайдені з розв'язків рівняння Пуасона стаціонарні розподіли свідчать, що формування прискорюваного іонного пучка (швидкість на вході в ДП $V_b=0$) супроводжується утворенням подвійного шару, в якому максимальне E -поле перевищує в 1,24 рази вакуумне, а гранична щільність пропускаемого пучка в 3,24 рази більше щільності, що відповідає лентгюрівській границі. В той же час, наявність початкової швидкості ($V_b > (2e\varphi_0/M)^{1/2}$) на вході в МДП (доприскорюючий режим) може забезпечувати квазінейтральні плазмооптичні режими без обмеження струму іонного пучка.

В умовах МДП вирішальне значення у відхиленні від стаціонарних станів має дисипативна нестійкість короткохвильових коливань ($kd \gg 1$, k -хвильовий вектор, $k \parallel V_b$), обумовлена згасанням на електронах, маючих скінченну рухомість в схрещених EH полях. Отримано дисперсійне рівняння малих коливань у наближенні однорідного пучка (стаціонарна швидкість не змінюється вздовж ДП $\frac{dV_b^0}{dx} \approx 0$). Знайдено максимальні просторові інкременти коливань, оптимальні частоти. Стаціонарне E -поле грає істотну роль в динаміці збуреної

компоненти іонного пучка. Досліджено вплив зміни незбурених параметрів $n_b^0(x)$, $V_b^0(x)$, $p_e^0(x)$ в стаціонарному полі $E^0(x)$ на просторову еволюцію збуреної щільності струму пучка. Розгляд проведено для випадків, коли $E^0 = \text{const}$ і $E^0(x)$ - лінійна функція, достатньо точно відбиваючих стаціонарні розподілення в МДП. У першому випадку аналіз призводить до рішень, які відбивають еволюцію початкових збурень щільності струму пучка через функції Бесселя. Показано, що в прискорюючому ДП чим вища початкова щільність і швидкість, тим ефективніше наростають початкові збурення. Це може призводити до деформації стаціонарного розподілення потенціалу. На відміну від цього, в режимі гальмування (рекуперації) наростання щільності і зменшення швидкості призводять до розвитку збурень більш стрімко-му ніж експоненціальне. Оскільки точний розподіл стаціонарного потенціалу в МДП досить близький до параболічного, то диференціальне рівняння, яке описує еволюцію змінної щільності струму можна звести до рівняння гіпергеометричного типу. Аналіз показує, що в такому випадку обмеження амплітуди лінійних коливань і спектр максималь-но відслідкованих частот є функціями неоднорідності системи.

З метою послідовного порівняння результатів аналізу стаціонарних і нестаціонарних станів МДП були проведені відповідні експерименти. Як емітер іонів водню використовувалося ефективне джерело типу ПЗД (величина прискорюваного іонного пучка в ДП становила більше половини струму розряду). Ізолююче Н-поле в об'ємі прискорюючого ДП створювалось за допомогою плоскої катушки (екстрактора). Експерименти показали, що накладення Н-поля на ДП збільшує його пропускну здатність і покращує електричну міцність на протязі часу, меншого за час розвитку самостійного розряду в схрещених ЕН-полях. Максимальна амплітуда імпульсів іонного струму на колекторі $I_{и}$ ($\tau \leq 30 \text{ нс}$) визначається співвідношенням значень імпульсів високої напруги $U_0 \leq 20 \text{ кВ}$, магнітного поля $H \leq 3 \text{ кЭ}$, довжини $d \leq 1 \text{ см}$, а також наявністю термоемісії з площини екстрактора. Максимальна амплітуда імпульсу некомпенсованого електронного струму спадає при $H = H^*$ і

плавню прямує до нуля при $H \gg H^*$. При цьому різко (до 100%) зростає шумова модуляція струмового сигналу, яка свідчить про наявність механізму аномальної поперечної рухомості електронів. Послідовно міркувати про пропускну здатність МДП з замагніченими електронами можна, співставляючи залежності I_k від розрядного струму в джерелі з аналогічною залежністю, коли електронів у проміжку нема. Такі експерименти показали, що наявність достатньої кількості компенсуючих електронів призводить до збільшення електричного поля МДП, утриманню емісійної межі з більш щільною плазмою, і, як наслідок, формування пучка в три рази більшої щільності. В доприскорюючому МДП, де стаціонарні стани не накладають обмежень на граничну щільність пучка що проходить, обмеження можуть виникати внаслідок розвитку колективних процесів. Експериментальне дослідження іонного пучка в доприскорюючому МДП з замагніченими електронами проводилось з використанням однієї з модифікацій джерела типу обернений газоманетрон. Імпульс прискорюючої напруги ($\tau \approx 100 \mu\text{с}$, $U_a \leq 24 \text{кВ}$) прикладався між екстрактором, який є рамкою розміром $1 \times 1 \text{см}$ і катодним блоком джерела, крізь щілину в якому інjektувався в ДП ($d \leq 1 \text{см}$) іонний пучок (аргон або водень). Для магнітної ізоляції ДП використовувалося Н-поле джерела ($H \leq 2,5 \text{кЭ}$), яке створювалось імпульсом струму, що протікає по витку катодного блоку. Струм пройшовшого пучка та його щільність вимірювалися колектором, розміщеним на відстані 1см за екстрактором. Експерименти показали важливу роль вторинних електронів з екстрактора в підвищенні іонної емісії джерела і покращенні проходження іонного пучка в проміжку. Додавання термоелектронів з екстрактора приводило до збільшення іонного струму, що проходить, в 3-5 разів. Виміряні мініатюрним зондом розподіли потенціалу вздовж ДП показують, що є режими, коли іонний пучок прискорюється переважно у вузьких приелектродних шарах ($\leq 1 \text{мм}$). Це створює сприятливі умови для розвитку в об'ємі ДП дисипативної нестійкості іонного пучка на електронах. Експерименти демонструють, що проходження пучка може бути нестійким (форма імпульсу струму пучка та його

щільності відчуває істотні деформації, які можуть повторюватися на протязі імпульсу). Із збільшенням струму розряда струм на колекторі спочатку зростає, потім відбувається зрив. Аналогічні зриви спостерігаються також при зменшенні U_b . При цьому деформації імпульсу струму колектора корелюють зі змінами струму екстрактора. Спостерігаєма нестационарність струму пучка якісно пояснюється на основі проведеного теоретичного аналізу. Слід зазначити також, що доприскорюючий МДП у повній відповідності з проведеними розрахунками, здатний пропускати струми істотно перевищуючі ленгмюрівську границю. Досягнута в експериментах щільність струму іонів водню на екстракторі (приблизно $6A/cm^2$) більше ніж на порядок перевищує ленгмюрівську щільність струму некомпенсованого пучка.

ТРЕТЯ ГЛАВА дисертації присвячена особливостям компенсації інтенсивних іонних пучків у просторі транспортування, що чітко проявляються в типових лабораторних дослідах з пучками амперного масштабу. Суть у тому, що метод газової компенсації для імпульсних пучків з тривалістю менше $100\mu s$ в умовах низького тиску виявляється мало прийнятний. Проведений в роботі пошук шляхів посилення ефекту газової компенсації виявив доцільність введення позитивного потенціалу в простір дрейфу пучка. Це дозволило використовувати енергію електронів вторинної іонно-електронної емісії для запалювання несамостійного газового розряду низького тиску і, тим самим, створення плазмового середовища для ефективного транспортування пучка. Проведені експерименти показали, що введення за допомогою кільцевого електрода невеликої площі S_a позитивного потенціалу в простір дрейфу пучка, прив'язує потенціал простору до потенціалу, що вводиться в усьому об'ємі системи і витискує електричне поле у вузькі шари поблизу заземлених стінок вакуумної камери. При цьому суттєво зменшується розбіжність пучка в каналі транспортування. Встановлено, що існує деякий критичний струм пучка, вище якого ефект позитивний і з ростом останнього швидко збільшується.

Одержані інтегральні закономірності посилення ефекту газової компенсації пучка свідчать, що введення позитивного потенціалу викликає зняття електричного поля в каналі транспортування пучка в наслідок розвитку несамостійного тліючого розряду. Для дослідження часової динаміки процесу формування плазмового середовища в просторі дрейфу пучка, на кільцевий електрод подавався імпульс $U_{ке}(t)$, що має форму сходинки з фронтом зростання приблизно 1-2 мкс. Момент подання $U_{ке}$ міг варіюватися на протязі всього часу проходження пучка. Ці дослідження виявили два характерних етапи еволюції іонно-пучкової плазми. Тривалість першого могла сягати, в залежності від умов, ~ 50 мкс і визначалась різким зростанням часу утримання швидких вторинних електронів в системі при поданні позитивного потенціалу. Другий пов'язаний з процесами накопичення повільних заряджених часток з іонізаційних актів, витискання електричного поля в пристіночні шари і пов'язування потенціалу простору з потенціалом, що вводиться.

Головними вимірюваними параметрами в експерименті були амплітуда і момент прикладення імпульсу $U_{ке}(t)$, тиск у камері дрейфу, площа кільцевого електроду S_a , повний струм пучка, що проходить на колектор і його енергія. Наявність двох етапів в еволюції плазмового середовища під час подання імпульсної напруги на кільцевий електрод проявляється в характерній двоступеневій формі імпульсів струму пучка, сигналу конденсаторного зонда, струму на кільцевий електрод і ін. Були проведені також вимірювання динаміки утворення повільних іонів. Якщо у випадку розвинутої іонно-пучкової плазми, коли $U_{ке}=0$, миттєві (усереднені на протязі 5 мкс) радіальні розподілення повільних іонів мають вигляд кривої з максимумом біля $r=0$, то за наявності $U_{ке}$ таке розподілення стає суттєво немонотонним з абсолютним максимумом, що зсувається до перефірії системи. Зазначимо також, що зроблені в роботі серії миттєвих зондових вимірів дозволили визначити наявність характерного максимуму на іонній гілці зондової характеристики, чітко проявляючогося за достатньо високого потенціалу

простору. Отримані експериментальні факти пояснюються за наступними уявленнями: 1). Введення позитивного потенціалу в простір дрейфу іонного пучка виявляється ефективним коли величина цього потенціалу менше потенціалу некомпенсованого пучка; 2). Вторинні електрони, що утворюються іонним пучком на колекторі та вибиваються повільними іонами з поверхні камери об'ємом V , осцилюють в усіх напрямках до попадання на кільцевий електрод. За аналогією з порожнистим катодом середню довжину пробігу цих електронів можна подати у вигляді $l=4V/S_a$. 3) Швидкість установлення стаціонарного стану газового розряду та його характер визначаються ступінню розвинутості іонно-пучкової плазми та величиною S_a . Деформації іонної частини зондових характеристик природно пояснюються тим, що швидкі просторово-ізотроповані електрони мають коефіцієнт вторинної електрон-електронної емісії більше одиниці. Приводяться якісні оцінки ефекту підсилення газової компенсації в системі та визначені умови, коли високовольтний тліючий розряд, ініційований пучком, може переходити в самостійний. Підкреслюється, що гарне утримання електронів вторинної іонно-електронної емісії шляхом введення позитивного потенціалу $\varphi < I_b/V_b$ призводить до плазмооптичного ефекту еквіпотенціалізації простору та зняття електричного поля в каналі транспортування пучка.

Розглянуті в попередніх розділах методи введення об'ємних електростатичних полів в плазмове середовище іонного пучка в четвертому розділі дисертації доповнюються методом введення магнітостатичного поля, яке дозволяє ефективно фокусувати іонний пучок. Цей метод полягає у використанні імпульсної плазмооптичної системи зі струмом, який створює азимутальне магнітне поле, достатнє для впливу на динаміку іонного пучка, що проходить. Складності реалізації таких систем визначаються перш за все необхідністю створення однорідного та стійкого циліндричного плазмового шнура з високою щільністю струму та великим повним струмом. Вперше ідея використання згаданої системи в якості елемента іонної оптики була запро-

понована в роботі (W.Panofsky, W.Baker Rev. Sci. Instr., 1950, 21, p. 445), де було виявлено стискання пучка протонів з енергією 350 меВ при проходженні через сильнострумовий газовий розряд. Предметом та задачею даних експериментів було вивчення динаміки проходження іонного пучка через плазму зі струмом, фокусуючих властивостей такої системи та можливостей їх оптимізації. Експерименти проводились на установках, де стаціонарний пучок іонів водню з енергією до 15 кеВ проходив у кварцеву розрядну камеру, в якій можна було при розряді конденсаторної батареї створювати плазмовий шнур довжиною до 40 см з максимальним струмом 1-6 кА, щільністю $(1-5) \times 10^{12}$ см⁻³ та температурою електронів 15-40еВ. Пробій газового проміжку в Ag, Kt та повітрі здійснювався при тисках $(1-2) \times 10^{-3}$ Тор, коли втрати пучка не дуже позначалися. Вживалися заходи для полегшення пробивання та запобігання попадання плазми як в область джерела іонів, так і на зонд-приймач іонів пучка, змонтований разом з рухомим катодом розряду та заходи для захисту від імпульсних електромагнітних перешкод. Контроль за параметрами плазми та станом плазмового шнура здійснювався за допомогою легмюрових та магнітних зондів, які вводились в плазму, а також магнітних зондів, які розташовувались симетрично на поверхні кварцевої труби. Виявлено, що просторово-часові особливості проходження іонного пучка через щільну плазму зі струмом суттєво залежать від макроскопічного стану плазмового шнура. Аналіз великої кількості осцилограм, отриманих при одному й тому ж розрядному струмі, який має напрям, що співпадає з рухом пучка в плазмі, показує, що реалізуються в основному три найбільш характерних режими проходження пучка. Як правило, ці режими тісно пов'язані та в чистому вигляді існують дуже рідко. Перший режим виникає, коли пучок та розрядний струм в плазмі коаксіальні. Цей режим характеризується різким збільшенням струму пучка на осі системи. В другому випадку осі іонного пучка та плазмового шнура не співпадають. Третій режим характерний тим, що в середньому струм пучка не змінюється, але зазнає нерегулярних коливань з частотою ≤ 1 кГц через динамічні неоднорідності розрядного струму, які виника-

ють внаслідок хаотичних переміщень катодної плями. Найбільшу цікавість для плазмооптики являє випадок, коли пучок та розрядний струм зберігають коаксіальність на протязі часу, необхідного для ефективного фокусування та стискування іонного пучка. При цьому плазмовий шнур зі струмом відіграє роль лінзи, яка фокусує (чи розфокусовує) іонний пучок за рахунок енергії азимутального магнітного поля. Теоретичне значення фокусної відстані такої лінзи співпадає з експериментальним. Доведено, що найбільш суттєво ефекти стискування пучка проявляються при умовах, коли фокусна відстань ПЛ співпадає з довжиною міжелектродного проміжку в моменти часу, які відповідають максимуму кривої розрядного струму. При цьому пучок фокусується на катод та бере участь у формуванні каналу струму на початковій стадії розвитку розряду і тим самим в процесі стиснення забезпечується коаксіальність пучка та плазмового шнура. В інших випадках, коли пучок рухається в розвинутому плазмовому стовпі, ефекти стиснення проявляються набагато слабше. З ціллю удосконалення та оптимізації іонно-оптичних властивостей плазмової системи зі струмом експериментальні умови були модернізовані так, щоб підвищити макроскопічну стійкість та симетрію плазмового стовпа. Тому були проведені експерименти з прямокутним імпульсом струму з $\tau \approx 2,5$ мс. Експерименти показали, що сформований плазмовий стовп через дифузійні процеси починає радіально розширюватись, внаслідок чого щільність розрядного струму та величина азимутального магнітного поля, яке впливає на пучок, зменшуються. Були проведені експерименти при тривалості імпульсу розрядного струму $\tau \approx 0,6$ мс, коли ефекти дифузійного розширення можна не враховувати. Експерименти показали, що залежність міри стиснення пучка K від величини розрядного струму мають чітко виражений резонансний характер. Імпульси струму іонного пучка практично повторюють форму імпульсів розрядного струму, достатньо точно повторюючись від імпульсу до імпульсу в широкому діапазоні умов експерименту. При варіації I_p в межах 0,8-2кА струм пучка з гарною відтворюваністю збільшується в 20-50 раз. При струмі 1,1кА фокусна відстань ПЛ з

азимутальним магнітним полем співпадає з довжиною міжелектродного проміжку. При цих умовах спостерігаються регулярні збільшення іонного струму на колекторі до 800 раз, що припадають в середньому на 2-5 імпульсів I_p . В умовах експериментів ступінь стиснення повністю компенсованого іонного пучка обмежується наявністю аксиального магнітного поля H . Розрахована міра стиснення пучка K_p при $R_0/R_m \gg 1$ (R_m - мінімальний радіус пучка в кроссовері) $\approx 2,5 V_{bjp} M c / e H^2$. В експериментах $V_b \approx 1,5 \cdot 10^8$ см/с, $j_p \approx 250$ А/см², $H = 2400$ Ое $K \approx 150$, за цих умов $R_m < 1$ мм та розмір пучка зрівнюється з розміром отвору коліатора. За умови можливого провалювання всього пучка в отвір спостерігаються значення $K > K_p$.

П'ятий розділ дисертації присвячений аналізу багаторічних експериментальних досліджень транспортних характеристик іонного пучка, який знаходиться в поперечному магнітному полі промислового массепаратора ізотопів. Цей аналіз здійснюється на основі сучасних уявлень про транспортні властивості іонно-пучкової плазми. В потужному промислового сепараторі головним фізичним об'єктом є інтенсивний іонний пучок ізотопів амперного масштабу, які діляться. Саме з моменту створення такого обладнання фізика іонних пучків починає усвідомлювати себе самостійною наукою. Експерименти в умовах, наближених до промислових, визначили принципову роль процесу компенсації об'ємного заряду поліізотопного іонного пучка в підвищенні якості ізотопної продукції та продуктивності сепаратора. Явища, які визначають компенсацію просторового заряду пучків у цих умовах були детально вивчені та проаналізовані в роботі (Незлін М. ЖТФ, 1960, 30, с. 168). Розроблені на основі цих досліджень практичні рекомендації на довгі роки визначили технологічний сценарій процесу поділу ізотопів. Однак в процесі промислової експлуатації та експериментальних апробацій були накопичені нові факти, які не впливають у звичну схему уявлень. Наприклад, було переконливо продемонстровано, що встановлена раніше кореляція між поперечними профілями постійної та змінної складової щільності струму, а також потенціалу простору спостерігається лише в діапазоні порівняно ма-

лих повних струмів пучка $\leq 150 \text{ mA}$. В області оптимальних для промислової сепарації струмів $150\text{-}250 \text{ mA}$ спостерігається тенденція устанавлення П-подібного профілю поперечного розподілу щільності струму пучка та до зміщення максимума змінної складової щільності струму з центру до периферії. При цьому найбільше посилення динамічної декомпенсації, пов'язаної з пучком, що виноситься з джерела низькочастотними шумами спостерігається не в центрі, а на межах пучка в місцях максимального градієнту постійної складової щільності струму. Також з'ясувалось, що посилення динамічної декомпенсації вздовж напрямку поширення пучка не відбувається, потенціал простору на всій довжині зберігається незмінним. Це свідчить про наявність еквіпотенціальних ліній вздовж траєкторій частинок пучка.

Аналіз процитованих експериментальних фактів показав, що їх можна зрозуміти, вивчивши стаціонарні стани іонно-пучкової плазми електромагнітного сепаратора та їх стійкість відносно збудження різних колективних коливань. Стаціонарні стани швидких іонів пучка визначаються наявністю специфічного магнітного фокусування. ізотопних Протяжність пучків в промисловому сепараторі досить велика - середня довжина півкола сягає приблизно 280 cm . На цьому проміжку поперечний прямокутний профіль пучка двічі трансформується: на виході з джерела іонів та біля приймача ізотопів пучок має форму вузької стрічки ($0,4 \times 20 \text{ cm}^2$), яка орієнтована вздовж H -поля, в той же час, в великій ($\sim 140 \text{ cm}$) середній частині пучок являє собою достатньо широку стрічку, яка орієнтована поперек H -поля. Характер функціональної залежності щільності струму пучка від поздовжньої координати свідчить, що на протязі першої чверті шляху ($\leq 70 \text{ cm}$) щільність пучка різко зменшується, потім, на протязі другої чверті, починає збільшуватись. Електрони в стаціонарі народжуються пучком за рахунок іонізації залишкового газу. За умов низького тиску середній час їх життя в пучках $\tau_k \approx 1/n_a \sigma_e V_a$. Наявність квазістаціонарного електричного поля E_y незкомпенсованого об'ємного заряду, обумовленого динамічною декомпенсацією, призводить до виносу електронів з області народження зі швидкістю дрейфу $v_d \sim c E_y/H$. В

умовах сепаратора такий дрейф може замикатися в об'ємі пучка протягом середнього часу τ_d , порівнюваного з τ_k . Це означає, що електронний дрейф, який проходить вздовж еквіпотенціальних поверхонь повинен суттєво впливати на стаціонарні стани іонно-пучкової плазми сепаратора. Завдяки цьому стають зрозумілими результати експериментів та відсутність підсилення динамічної декомпенсації вздовж пучка. В стаціонарних умовах повільні іони народжуються завдяки процесам іонізації та перезарядки іонним пучком та вільно виносяться з об'єму пучка полем позитивного просторового заряду. На початку шляху пучка виробництво повільних іонів з концентрацією n_m збільшене завдяки резонансній перезарядці частинок пучка на інтенсивному потоці нейтралей з джерела іонів ($n_a \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Оцінки показують, що в цій області концентрації швидких та повільних іонів приблизно однакові (відношення $n_m/n_b \approx 0,5$). В середній частині пучка повільні іони з'являються в плазмі завдяки іонізації та перезарядці залишкового газу. Тут, як показують оцінки, $n_m/n_b \approx 10^3$. Аналіз експериментальних фактів свідчить, що змінний перепад потенціалу в пучку (приблизно до 100В), який виникає внаслідок динамічної декомпенсації, пов'язаний з пульсуючою складовою повного струму пучка, а не зі змінною щільністю струму, як це вважалося раніше. Локальні максимуми пульсуючої складової щільності струму значної амплітуди, які спостерігаються в ході експерименту та виникають в області максимальних градієнтів стаціонарної щільності пучка з чіткими межами пояснюються тим, що коефіцієнт підсилення динамічної декомпенсації пучка K з П-подібним профілем щільності швидко збільшується з наближенням до межі пучка. Це різко відрізняється від поведінки K для пучка з гауссовським профілем (такий профіль характерний для пучків з малими повними струмами), де K максимальне в центрі пучка.

В роботі здійснений аналіз стійкості малих збуджень стаціонарних станів іонно-пучкової плазми промислового сепаратора ізотопів та зроблені нелінійні оцінки. Аналіз показує, що в умовах сепаратора ($\omega_{pe} \ll \omega_{He}, \omega_{pe} \gg \omega_{Ni}, \omega_{pe}, \omega_{He}$ -легмюровські та циклотронні частоти

електронів та повільних іонів), частини пучка, що рухаються під різними кутами θ до магнітного поля, можуть розгойдувати високо-частотні "косі" електронні ленгмюрівські хвилі на частоті $\omega = \omega_{pe} \cos\theta$, низькочастотні коливання на частоті $\omega = \omega_{pi}$ практично перпендикулярні Н-полю, а також "косі" іонні хвилі, які поширюються майже вздовж Н-поля. Детальний розгляд показує, що там, де $\cos\theta$ великий, але згасання Ландау ще мале, іонно-електронна нестійкість електронних плазмових хвиль, які поширюються вздовж напрямку руху пучка, має максимальний просторовий інкремент Γ_{\max} . Особливу увагу в мас-сепараторі привертає початковий проміжок пучка, де концентрації заряджених часток досить великі ($\sim 10^{10} \text{см}^{-3}$). За типових умов ($n_e \approx 2 \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$, $M_b = 100$, $V_b = 2,4 \cdot 10^7 \text{см/с}$, $T_e \sim 25 \text{eV}$), максимальний просторовий інкремент $\Gamma_{\max} \approx 1 \text{см}^{-1}$, так що вже на відстані декількох сантиметрів, коли ефекти неоднорідності ще не важливі, коливання можуть набути нелінійного режиму, який визначається захопленням хвилею потенціалу плазмових електронів. Для "косих" плазмових хвиль в сепараторі, які ми розглядаємо, це дає $\varphi \geq 30\text{В}$. Наявність такого потенціалу може призводити до підвищеного виносу електронів з пучка та додаткової декомпенсації, що непрямо підтверджується експериментами. Іони пучка в полі нелінійної плазмової хвилі набувають також розкид швидкостей $\Delta v \approx e\Delta\varphi / M_b V_b \Gamma_{\max}$. В типових умовах сепаратора це призводить до розширення енергетичного спектра пучка $\Delta E \geq 400\text{В}$. Це другий принциповий фактор, який може помітно обмежувати якість ізотопної продукції. В центральній частині пучка траєкторії швидких часток практично перпендикулярні магнітному полю ($\cos\theta \leq (m_e / M_b)^{1/2}$). Тут нестійкість, яка збуджується іонним пучком набуває іон-іонний характер на частоті $\omega = \omega_{pi}$. Найбільший інкремент ($\Gamma_{\max} \approx 1/2 \text{см}^{-1}$) мають коливання на важких повільних іонах, які утворюються біля джерела внаслідок резонансної перезарядки пучка. В той же час сильна неоднорідність пучково-плазмової системи вздовж поширення пучка суттєво стабілізує цей небезпечний колективний процес. В цій системі з такими ж інкрементами та частотами можуть розгойдуватись "косі" іонні ко-

ливання, які поширюються майже вздовж Н-поля та повинні призводити, перед усім, до кутового розкиду часток пучка та погіршення його фазових характеристик. Проте неоднорідність пучка під час транспортування відіграє стабілізуючу роль також і для цієї нестійкості. З точки зору коливань в сепараторі привертає увагу велика ($L \approx 120 \text{ см}$) ділянка шляху пучка, яка розміщена по обидві частини траєкторії. На цій ділянці система достатньо однорідна та середня концентрація заряджених часток зберігається в межах 10^9 см^{-3} . За цих умов $\Gamma_{\text{макс}} > 10 \Gamma_{\text{макс}}$, так що в умовах промислового мас-сепаратора ізотопів необхідно враховувати передусім вплив іонно-електронної нестійкості на якість процесу розділу.

Центральна тема шостого розділу – розгляд можливості введення компенсованого іонного пучка в область однорідного магнітного поля на рівновагову квазібриллюєнівську орбіту. Введення пучків заряджених часток в однорідне магнітне поле часто має ціль забезпечення таких умов транспортування пучка, при яких рівноважний радіус пучка і, таким чином, його конфігурація в процесі транспортування мають мінімальні осциляції біля рівновагомих орбіт. Найпростішею ідеалізацією подібної системи є аксиально-симетричний однокомпонентний потік Бриллюєна. У випадку іонних пучків реалізація такої системи побільшується перш за все тому, що інтенсивні пучки принципово компенсовані, а ця обставина, навіть якщо пучки однорідні та холодні може призводити до порушення лінійності кулонівських сил, відхиленню від ідеалізованих умов Бриллюєна. В роботі за допомогою аналітико-чисельних методів та експериментального моделювання досліджені можливості реалізації квазібриллюєнівських конфігурацій інтенсивного іонного пучка. Найпростішу модель бриллюєнівського потоку компенсованого іонного пучка можна побудувати, якщо допустити, що холодний пучок з однорідною по перерізу щільністю n_b , та швидкістю V_b вибиває з колектора вторинні електрони з коефіцієнтом γ , поширення яких в об'ємі забезпечує постійну по перерізу щільність заряду $e n_e = \gamma j_b / v_e$. Регулюючи швидкість виходу вторинних елек-

тронів вздовж силових ліній H -поля можна вар'ювати поле зкомпенсованого об'ємного заряду зберігаючи його лінійність. Це дозволяє ввести параметр компенсації $\alpha = 1 - \gamma V_b / v_e = \text{const}$ та визначити перепад потенціалу зкомпенсованого пучка як $\Delta\varphi_k = \alpha I_b / V_b$. Внаслідок рух часток в радіальному кулонівському полі некомпенсованого заряду буде самоподібним. Інтегруючи рівняння граничних часток пучка, що рухаються в лінійному полі об'ємного заряду та неоднорідному H -полі у площині r та z , та нехтуючи квадратичними членами, які за типових умов лабораторного експерименту малі, можна одержати нелінійне диференційне рівняння другого порядку для огинаючої, що описує введення пучка на квазібриллюєнівську орбіту в області однорідного магнітного поля. Вирішуючи чисельними методами це рівняння з граничними умовами для бриллюєнівської огинаючої $R(\infty) = \alpha^{1/2}$, $dR/dz(\infty) = 0$ та різними параметрами, що визначають кут входження часток пучка до H -поля, ступінь компенсації об'ємного заряду, характер неоднорідності магнітного поля вздовж вісі z , емітанс іонного пучка, можна знаходити огинаючі пучка в ситуаціях, що адекватно описують експериментальні та визначати оптимальні умови для введення пучка на рівновагову орбіту. Так, аналіз свідчить, що чим краща компенсація (менша α) тим менше вимагається H -поле для введення іонного пучка на задану траєкторію. З іншого боку, радіус Бриллюєна компенсованого пучка $R = R_B \alpha^{1/2}$ (тут R_B - радіус Бриллюєна однокомпонентного пучка). Видно, що це можливо, коли $\alpha > 0$, тобто пучок повинен бути недокомпенсованим. Також аналіз свідчить, що з погіршенням компенсації пучка (ростом параметра α) кут входу пучка в H -поле стає крутішим. Пучок має набути в H -полі більшу азимутальну складову швидкості, щоб сила Лоренца змогла скомпенсувати зрослу кулонівську силу. З формули для рівновагового квазібриллюєнівського радіуса, що враховує наявність кінцевого теплового розкиду в пучку виходить що особливий вплив емітансу ϵ при добрій компенсації, коли $\alpha \ll 1$, з ростом α цей вплив помітно нівелюється. Аналіз свідчить, що пульсації магнітного поля в області однорідності несуть небезпеку для пучка, призводячи до небажаних відхилень

траєкторії від рівновагових у тих випадках, коли довжини пульсації поля та пучка виявляються порівняльними. Для експериментального дослідження та ідентифікації рівновагових орбіт важливо визначити яким чином ці траєкторії деформуються при незначному вар'юванні таких легко регульованих параметрів як кут входу, магнітне поле та енергія пучка. З цією метою знаходяться рівновагові рішення диференційного рівняння огинаючої, а отже і значення $R(0)$ та $R'(0)$. Потім, вирішуючи рівняння з цими граничними умовами та вар'юючи параметрами можна знайти вид огинаючих, що відзначаються в той чи інший бік від рівновагової. Аналіз свідчить, що навіть малі варіації параметрів призводять до суттєвих відхилень від рівновагового контура пучка і виявляються передусім у протифазних коливаннях.

В експериментах, що моделюють введення іонного пучка до магнітного поля, використовувалися вже описані іонні джерела типу обернений газомігнетрон та ІБМ. Застосування ПЛ великої оптичної сили забезпечувало в широких межах вар'ювання кута входження пучка в Н-поле як у збиральному, так і в розсіюючому режимі, значно скорочуючи відстань транспортування пучка від зрізу лінзи до області дії магнітного поля соленоїда. Соленоїд забезпечував в камері дрейфу створення імпульсного поля $H \leq 140 \text{e}$ з $\tau \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{c}$ та ступенем неоднорідності $\leq 5\%$ на довжині 60 см при характерному розмірі пульсації приблизно 12,5 см та масштабі неоднорідності на вході пучка в канал транспортування - 18 см. Для визначення інтегральних параметрів іонного пучка (повного перепаду потенціала у пучку, прозорості області однорідного Н-поля для проходження пучка) використовувався циліндричний конденсатор довжиною 10 см та $\varnothing 5$ см. Вимірювання локальних параметрів здійснювалося рухомими зондами. Потенціал простору і ступінь компенсації пучка вторинними електронами регулювалися подачею відповідного потенціалу на рухомих колектор. Електрони з колектора мали можливість виходити вздовж силових ліній Н-поля на стінки камери, або ж утримуватися на колекторі при відповідному позитивному потенціалі. Показано, що при позитивному

потенціалі колектора потенціал простору стежить за потенціалом колектора і практично йому відповідає. В умовах експерименту мінімальне значення (4В) плаваючий потенціал простору досягає при $U_k=20\text{В}$ і в подальшому із зростанням негативного потенціалу колектора набуває невелике, але зростаюче позитивне значення ($\sim 10\text{В}$). Вимірні радіальні профілі іонного та електронного струму на зонд практично повторюють форму одне одного, а час встановлення квазістаціонарного стану іоно-пучкової плазми (час компенсації пучка вторинними електронами) $\sim 1\text{-}2\text{мкс}$. Експерименти показали, що коли не забезпечувати відповідно до теоретичного аналізу відповідний кут входу пучка заданого радіуса в області Н-поля, ступінь компенсації об'ємного заряду, величину магнітного поля соленоїда, то огинаюча пучка на деякому ефективному радіусі, що охоплює приблизно 90 відсотків струму буде осцилювати з довжиною хвилі 50-70 см, задовільно співпадаючої з довжиною хвилі нерівновагового пучка $\lambda \approx 2^{1/2} 2\pi V_b / \omega_{\text{Ні}}$. Досліджені залежності інтегрального проходження пучка від напруги на лінзі, потенціалу колектора, величини Н-поля, повного струму пучка та його енергії. Знайдені оптимальні, для умов експерименту, параметри $I_b=300\text{мА}$, $U_b=30\text{кеВ}$, $H=4,1\text{кОе}$, $U_l=3\text{кВ}$, $U_k=-40\text{В}$, при яких огинаюча пучка іонів водню на протязі майже 40см зберігається в межах рівновагової орбіти. Показано також, що задаючи на колектор позитивний потенціал $U_k \geq I_b / V_b$, можна ефективно відбирати з пучка компенсуючі електрони, забезпечуючи високий ступінь декомпенсації пучка з $\alpha \sim 1$ і в такий спосіб реалізувати введення на квазібрил'єнівську орбіту однокомпонентного іонного пучка.

У розділі 6.2 теоретично досліджується електромагнітна нестійкість іонно-електронного пучка в плазмі, стійкого по відношенню до розвитку електростатичної нестійкості, оскільки передбачається, що транспортні швидкості обох компонентів рівні ($V_i=V_e$). Як було показано в роботі (Блиох Ю., Онищенко И., Файнберг Я. Фізика плазми, 1984, 10, стр. 638) для розвитку електростатичних коливань така система має значний запас стійкості. У зв'язку з цим виник інтерес до аналізу стійкості такої системи з точки зору можливості розгойдуван-

ня непотенційних філаментацийних коливань. Послідовний облік зарядової і струмової компенсації іонного пучка супроводжуючими електронами здійснений згідно загального дисперсійного рівняння малих електромагнітних коливань плазми. У явному вигляді одержано дисперсійне рівняння, що описує як електростатичну пучкову нестійкість, так і електромагнітну філаментацийну, яка не є резонансною та має інкремент $\gamma_0 = (V_i/c)\omega_{bi}$. Відзначено, що облік непотенційності коливань позначається лише на нерезонансній гілці пучкової нестійкості, призводячи до збільшення інкременту. Детально досліджена стійкість низькочастотних ($k v_{pi} \ll \omega \ll k v_{pe}$) поперечних ($k_z = 0$) коливань безіткненої щільної ($n_p \gg n_b$) плазми, пронизаної скомпенсованим по струму ($V_i = V_e$) і заряду ($n_{bi} = n_{be}$) пучком. Розгляд проведено в припущенні, що іони пучка холодні, а електрони - гарячі ($\omega \ll k v_{be}$). Одержане дисперсійне рівняння таких коливань, Показано, що в області довжин хвиль $k g_{Db} > V_i/c$ (g_{Db} - дебайвський радіус електронів пучка) в щільній плазмі, пронизуваній іонно-електронним пучком, що має однакові швидкості компонент, може розвиватися аперіодична електромагнітна нестійкість. Ця нестійкість є відносно короткохвильовою та має резонансний характер. Максимальний інкремент досягається при $k g_{Db} = V_i/c$ і може суттєво перевищувати значення γ_0 . В області довгих хвиль нестійкість набуває дисипативного характеру за рахунок згасання на гарячих електронах плазми з максимальним інкрементом, який також досягається при $k g_{Db} = V_i/c$. Проаналізовані умови при виконанні яких нестійкість може носити або гідродинамічний, або дисипативний характер. Для прикладу, оцінені значення максимальних інкрементів при параметрах типових в устроях інерційного термоядерного синтезу.

В заключенні дисертації коротко сформульовані основні результати експериментальних і теоретичних досліджень динаміки інтенсивних пучків позитивних іонів в перспективних плазмооптичних системах.

1. Установлено експериментально і теоретично, що статичні та динамічні характеристики сильнострумової ПЛ плазмове середовище якої формується іонним пучком амперного масштабу та електронами

вторинної емісії, суттєвим чином визначається силою струму пучка, що проходить, конфігурацією силових ліній магнітного поля і розподілом зовнішнього потенціалу на фіксуючих електродах. В відсутність сферичних аберацій, що мають місце в ПЛ, колективні коливання пов'язані з принципово невідстороненим радіальним градієнтом магнітного поля.

Вперше звернено увагу на те, що наявність сферичних аберацій в ПЛ може мати і позитивне значення, варіюючи ними можна заданим чином змінювати радіальний профіль пучка в заданому місці простору, зокрема, робити його однорідним.

2. Запропонована і досліджена експериментально і теоретично модель магнітоізованого діодного проміжка в плазмооптичному режимі. Показано, що використання МДП може забезпечити на виході з екстрактора унікальних параметрів пучка (струм 6А, щільність струму 6 А/см^2 при тривалості імпульса близько 100 нс і енергії 20кВ).

Встановлено, що суттєвий вплив на стійкість стаціонарних станів МДП що розглядається, визначає дисипативна нестійкість короткохвильових коливань, пов'язана з наявністю кінцевої провідності замагнічених електронів у схрещених ЕН полях.

3. Вперше показано, що введення позитивного потенціалу в простір дрейфу інтенсивного іонного пучка, обмеженого заземленими стінками, приводить до подавлення електричного поля об'ємного заряду і поліпшенню транспортних властивостей іонно-плазмового середовища. Дана якісна картина процесу підсилення газової компенсації пучка за рахунок включення електронів вторинної іонно-електронної емісії в механізм утворення плазмового середовища.

4. Експериментально встановлено, що плазмооптична система, яка являє собою імпульсний аксіально-симетричний розряд з струмом, що забезпечує введення магнітостатичного поля в об'єм пучка, може бути оптимізована за параметрами та використана, як ефективний іонно-оптичний елемент при фокусуванні інтенсивних іонних пучків.

5. Згідно сучасних уявлень про транспортні властивості іонно-пучкової плазми проаналізовані результати багаточисельних експери-

ментальних досліджень процесів формування і транспортування поліізотопних пучків у специфічних умовах промислового електромагнітного сепаратора ізотопів. Показано, що замкнений дрейф електронів, який вирівнює електричні потенціали вздовж напрямку поширення пучків і подавляє ефект посилення динамічної декомпенсації, а також іонно-електронну пучкову нестійкість, що має найбільші просторові інкременти розкачування високочастотних електронних коливань, необхідно враховувати при оптимізації технологічного процесу розділу ізотопів.

6. Показана можливість створення несуперечливої фізичної моделі квазібрилюєнівського компенсованого іонного потоку в одорідному магнітному полі. Проаналізований вплив різних параметрів на вид і стійкість рівновагових огинаючих пучка в області транспортування. Експериментально досліджено і показано, що варіювання параметрами в області розрахункових значень рівновагових орбіт, дозволяє здійснювати введення інтенсивного іонного пучка на погоджену орбіту і транспортування його в області однорідного магнітного поля за умов, коли конфігурація пучка відчуває мінімальні осциляції біля рівновагових орбіт. Продемонстрована висока ефективність використання ПЛ для цих цілей.

Згідно проведених у дисертації фундаментальних досліджень запропоновані деякі способи вдосконалення іонно-плазмових технологій, захищених авторськими свідоцтвами.

ОСНОВНІ ПУБЛІКАЦІЇ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.

1. Гончаров А.А., Толопа А.М. Получение ионных пучков в диодах с замкнутым дрейфом электронов // в кн. "Ионные инжекторы и плазменные ускорители" под ред. Морозова А.И. и Семашко Н.Н.-М. Энергоатомиздат-1990-С. 33-42.
2. Goncharov A. Plasmaoptical Devices//in book "Handbook on Ion Sources" B.H. Wolf Edit. CRC-Press. Boca Raton. USA, 1995, p.p. 379-380.

3. Гончаров А.А., Проценко И.М., Циолко В.В. Экспериментальное исследование ионно-оптических свойств импульсной плазменной системы с током // -ЖТФ-1980-№12, С.2556-2559.
4. Гончаров А.А., Маринченко А.В., Проценко И.М., Самков М.П. О величине электрического поля магнитоизолированного диодного промежутка и предельных токах ионных пучков // -УФЖ-1985-30, №9-С. 1339-1344.
5. Гончаров А.А., Проценко И.М., Самков М.П. Усиление эффекта газовой компенсации ионного пучка при низком давлении // -УФЖ-1986-56, №5-С. 931-935.
6. Гончаров А.А., Павленко В.Н., Ревенчук С.М. Электромагнитная неустойчивость системы плазма-скомпенсированный по току ионный пучок // -ДАН УССР, Сер. А. Физ.-мат. и тех. науки-1986-№3-С. 60-63.
7. Гончаров А.А. О возможности автомоделных состояний компенсированных пучков ионов // -УФЖ-1988-33, №3-С. 371-373.
8. Гончаров А.А., Затыган А.В., Проценко И.М. Экспериментальное исследование магнитоизолированного промежутка в плазмооптическом режиме // -ЖТФ-1988-58, №12-С. 2310-2314.
9. Гончаров А.А., Проценко И.М. Компенсация ионного пучка в независимо создаваемой плазме // Новости термоядерных исследований. ГКАЭ СССР, Москва-1986-4(42)-С. 6.
10. Гончаров А.А., Проценко И.М. Магнитоизолированный диодный промежуток в плазмооптическом режиме // Новости термоядерных исследований. ГКАЭ СССР, Москва-1986-4(42)-С. 9-10.
11. Гончаров А.А., Затыган А.В., Проценко И.М. Рассеивающая плазменная линза // -Письма в ЖТФ-1989-15, №6-С. 1-4.
12. Гехтман М.И., Гончаров А.А. Об устойчивости ионного пучка в слое со скрещенными ЕН полями и замагниченным электронным фоном // -ЖТФ-1990-60, №4-С. 72-76.
13. Гончаров А.А., Затыган А.В., Проценко И.М. Динамика формирования ионно-пучковой плазмы в пространстве дрейфа с положительным потенциалом // -ЖТФ-1991-61, №10-С. 64-69.

14. Гончаров А.А., Проценко И.М. Формирование и транспортировка компенсированных ионных пучков плазмооптическими системами // -УФЖ-1991-36, №11-С. 1659-1683.
15. Габович М.Д., Гончаров А.А., Проценко И.М., Харитонов С.В. Фокусировка ионного пучка в плотной плазме с током // -УФЖ-1976-№10, С. 1746-1748.
16. Goncharov A.A., Dobrovolsky A.N., Zatuagan A.V., Protsenko I.M. High-current plasma lens // IEEE Transactions on Plasma Science-1993-21, №5-p. 40/
17. Goncharov A.A., Zatuagan A.V., Protsenko I.M. Focusing and Control of Multiaperture Ion Beams by Plasma lens // IEEE Transactions on Plasma Science-1993-21, №5-p. 2-5.
18. Goncharov A.A., Dobrovolsky A.N., Kotsarenko A.N., Protsenko I.M. High-current plasma lens and focusing of intense ion beams // Rev. Sci. Inst.-1994-65, №4-p. 1428-1430.
19. Гончаров А.А., Добровольский А.Н., Коцаренко А.Н., Морозов А.И., Проценко И.М. Статические и динамические свойства сильноточной плазменной линзы // Физика плазмы-1994-20, №5, стр. 499-505.
20. A. Goncharov, N. Datsko, I. Soloshenko "Intensive ion beams in the transverse magnetic field of an electromagnetic separator" in XVI Int. Symp. on Disch. & Elect. Ins. in Vac., G.A.Mesyats, Editor, Proc. SPIE 2259. 1994. P.412-415.
21. Gabovich M.D., Goncharov A.A., Protsenko I.M., Kharitonov S.V. Dynamics of the ion beam in a plasma system with the current // XIIIth Intern. Conf. on Phenomen. in Ioniz. Gases-1977, X, Berlin.
22. Goncharov A.A., Protsenko I.M., Samkov M.P. Dense ion beam stability in the E1H accelerating layer with magnetized electrons // XVII Intern. Conf. on Phenomen. in Ioniz. Gases. Budapest.-1985.VII.-vol. I-p. 234-236.
23. Goncharov A.A., Pavlenko V.N., Revenchuk S.M. Electromagnetic instability of ion-electron beam in plasma // Intern. Conf. on Plasma Physics. Kiev.-1987.IV-3-p. 211-213.

24. Гончаров А.А., Затыган А.В., Проценко И.М. Процесс формирования интенсивного ионного пучка в пространстве дрейфа с положительным потенциалом // VIII Всес. симп. по сильн. эл. Свердловск-1990-1-С. 218-220.
25. Goncharov A.A., Dobrovolsky A.N., Zatuagan A.V., Protsenko I.M. High-current plasma lens // XVth Intern. Sump. on Disch. & Elect. Ins. in Vac. (ISDEIV). Darmstadt. Germany-1992, September-p. 698-702.
26. Goncharov A.A., Zatuagan A.V., Protsenko I.M. Focusing and Control of Plasma lens Multiaperture Ion Beams // XVth Intern. Sump. on Disch. & Elect. Ins. in Vac. (ISDEIV). Darmstadt. Germany-1992, September- p.703-706.
27. Goncharov A.A., Dobrovolsky A.N., Kotsarenko A.N., Protsenko I.M. High-current plasma lens and focusing of intense ion beams // 5th Intern. Confer. on Ion Sources. Beijing, China-31.08-4.08, 1993-p.
28. Гончаров А.А., Дацко Н.И., Солошенко И.А. Некоторые вопросы формирования и транспортировки полиизотопных ионных пучков в промышленном электромагнитном сепараторе // II конф. "Модификация свойств констр. материалов пучками заряженных частиц". Томск-8-10.02.1994-3 стр. 50-52
29. Гончаров А.А., Проценко И.М. Способ получения ионного пучка // А.С. №1433321 от 22.06.1988 г.
30. Гончаров А.А., Затыган А.В., Проценко И.М. Способ ионной обработки изделий // А.С. №1743243 от 23.06.92.
31. Гончаров А.А., Дацко Н.И., Солошенко И.А. Формирование и транспортировка интенсивных ионных пучков в промышленном электромагнитном сепараторе изотопов // Препринт ИФ АН Украины, Киев-1994
32. Гасанов И.С., Гончаров А.А., Проценко И.М. Плазмооптические системы формирования и фокусировки ионных пучков // Препринт ИФ АН УССР, Киев-1990, №4-39 стр.

33. Гончаров А.А., Добровольский А.Н., Затыган А.В., Морозов А.И., Проценко И.М. Исследование сильноточной плазменной линзы // Препринт ИФ АН Украины, Киев-1992, №2- 25 стр.
34. Гончаров А.А., Проценко И.М., Самков М.П. Устойчивость плотного ком-пенсированного ионного пучка в ЕЛН ускоряющем слое // VI Всес. конф. по физике низкотем. плазмы. Ленинград.- Тез. докл.-1983-Т.1-С. 326-328.
35. Гончаров А.А., Проценко И.М. Усиление газовой компенсации импульсного ионного пучка при низком давлении // IV Всес. симп. по сильноточной электронике. Томск.- Тез. докл.-1986-1-С. 211-213.
36. Гончаров А.А., Маринченко А.В., Проценко И.М., О предельном ионном токе магнитоизолированного диодного промежутка // IV Всес. симп. по сильноточной электронике. Томск.- Тез. докл.- 1986-1- С. 214-216.
37. Гончаров А.А., Затыган А.В., Проценко И.М. Исследование магнитоизолированного диодного промежутка в плазмооптическом режиме // IV Всес. конф. по плазм. ускор. и ион. инжект. Днепр.- Тез. докл.-1986-С. 110-111.
38. Гончаров А.А., Проценко И.М. Компенсация ионного пучка в независимо создаваемой плазме // IV Всес. конф. по плазм. ускор. и ион. инжект. Днепр.-Тез. докл.-1986-С. 112-113.
39. Гехтман М.И., Гончаров А.А., Устойчивость ионного пучка в слое со скрещенными полями и замагниченным электронным фоном // Всес. семинар по плазменной электронике. Харьков.- Тез. докл.- 1988-С. 158-159.
40. Гончаров А.А., Затыган А.В., Проценко И.М. Динамика усиления компенсации ионного пучка в условиях ионизированного им газового разряда при низком давлении // VII Всес. конф. по плазм. ускор. и мон. инжект. Харьков.- Тез. докл.-1989-С. 149-150.
41. Гончаров А.А., Литовко И.В. О диссипативной неустойчивости ионного пучка в однородном Е-поле с замагниченным электронным фоном // VII Всес. конф. по плазм. уск. и мон. инж. Хар.- Тез. докл.-1989-С. 155-156.

42. Гончаров А.А., Затыган А.В., Литовко И.В. Проценко И.М. О реализации квазибриллюэновского компенсированного ионного пучка // VII Всес. конф. по плазм. уск. и мон. инжект. Харьков.- Тез. докл.-1989-С. 161-162.



Гончаров А.А.

“Интенсивные ионные пучки в плазмооптических системах”

Вид диссертации- рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.

Специальность 01.04.04- физическая электроника.

Защита состоится в Институте физики НАН Украины, г.Киев, 1995г.

Защищается 42 научных работы. Установлены механизмы, определяющие процессы формирования, управления и транспортировки интенсивных квазистационарных ионных пучков амперного масштаба в перспективных плазмооптических системах. Исследования проведены в условиях, когда потенциалы нескомпенсированного пучка превышают потенциалы внешних полей, а компенсация объемного заряда осуществляется электронами вторичной ионно-электронной эмиссии. Основное внимание уделено таким системам: сильноточной плазменной линзе, магнитоизолированному диодному промежутку, плазме с током и магнитному сепаратору изотопов. Обнаружен эффект усиления газовой компенсации интенсивного ионного пучка при низком давлении за счет включения вторичных электронов в механизм образования плазменной среды. Исследована динамика компенсированного ионного пучка, вводимого на квазибриллюэновскую орбиту в однородное магнитное поле и продемонстрирована эффективность использования сильноточной ПЛ для этих целей.

Goncharov A.A.

“Intense ion beams in plasmaoptical systems”

Type of thesis- manuscript.

Doctor of Phys.-Math. Science Thesis.

Speciality-01.04.04- physical electronics.

Defence will be held in the Institute of physics of NASU, Kiev, 1995.

42 scientific publications are to be defended. Mechanisms of formation, control and transport of intense quasistationary ampere scale ion beams in the perspective plasmaoptical systems are determined. Investigations are carried out under conditions when uncompensated beam potential exceeds those of external fields and space charge compensation is provided by electrons of secondary ion-electron emission. First of all following systems are considered: high-current plasma lens, magnetically insulated diode gap, plasma with a current and magnetic separator of isotopes. The phenomena of enhancement of intense ion beam compensation by residual gas under low pressure caused by secondary electrons introduction to the mechanism of plasma formation is discovered. Dynamics of compensated ion beam which is set on quasibrillouin orbit in homogeneous magnetic field is investigated and high current PL efficiency for these purposes is demonstrated.

Ключові слова: інтенсивний іонний пучок, плазмооптична система, сильнострумова плазмова линза, магнітоізолюваний діодний проміжок, замагнічені електрони, квазінейтральність, простір дрейфу, електромагнітний сепаратор, нестійкість, іонно-оптичний елемент, квазібриллюєнівська орбіта.

ГОНЧАРОВ ОЛЕКСИЙ АНТОНОВИЧ
ІНТЕНСИВНІ ІОННІ ПУЧКИ В ПЛАЗМООПТИЧНИХ
СИСТЕМАХ

Підписано до друку 27.10.95, Формат паперу 60x84/16.
Папір офсетний 72 гр/м². Офсетний друк. Ум.-друк.
аркушів 2,45. Об.-вид. аркушів 21. Тираж 100. Зам. 41
Безкоштовно

Інститут фізики НАН України, ВІПІ.
252022, КИЇВ-23, ДСП, пр. Науки, 46

452909

Ав 33.818

АВ 33.818

БЕЗКОШТОВНО