

**Національна академія наук України
Інститут ядерних досліджень НАН України
Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова
НАН України**

**Українська конференція з фізики
плазми та керованого термоядерного
синтезу - 2013**

Київ, 24-25 вересня 2013 р.

**Програма
Збірник анотацій
Список учасників**

Київ – 2013

Зміст

Вступ.....	iii
Програмний та організаційний комітети.....	iv
Розклад конференції	
Вівторок, 24 вересня.....	vi
Середа, 25 вересня.....	ix
Анотації	
Вівторок, 24 вересня.....	1
Середа, 25 вересня.....	32
Попередній список учасників.....	xiii

Вступ

Метою цієї конференції є підбиття підсумків досліджень в Україні в галузі фізики плазми та керованого термоядерного синтезу за рік, а також координація цих досліджень. Конференцію буде проведено на базі Інституту ядерних досліджень НАНУ (ІЯД) при сприянні Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАНУ (ІТФ). Нею буде продовжено серію конференцій, започатковану в Києві [Інститут ядерних досліджень (ІЯД) - 1992 р.] і продовжену в Харкові, Алушті та Києві на базі ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» (ХФТІ) та ІЯД при сприянні ІТФ.

До програми конференції включено 83 доповіді. Програмний комітет відібрав 25 доповідей для усного представлення на п'яти секціях. Решту, 58 доповідей, прийнято для стендового представлення на трьох секціях.

Програмний та організаційний комітети

М.О. Азаренков (ХНУ)
І.О. Анісімов (КНУ)
І.М. Вишневський (ІЯД)
І.Є. Гаркуша (ХФТІ)
І.О. Гірка (ХНУ)
О.А. Гончаров (ІФ)
О.М. Єгоров (ХФТІ)
В.А. Жовтянський (ІГ)
А.Г. Загородній (ІТФ)
Я.І. Колесниченко (ІЯД), голова
В.В. Луценко (ІЯД), науковий секретар
В.І. Мірошніченко (ІПФ)
І.М. Онищенко (ХФТІ)
К.П. Шамрай (ІЯД)
К.А. Ющенко (ІЕ)
Ю.В. Яковенко (ІЯД)

Локальний організаційний комітет

Я.І. Колесниченко, голова
В.В. Луценко
О.С. Бурдо
Ю.В. Яковенко

Інтернет-сторінка конференції: <http://www.kinr.kiev.ua/UCPPCF/2013.html>

Розклад конференції

Вівторок, 24 вересня 2013 р.		Середа, 25 вересня 2013 р.	
9:00	РЕЄСТРАЦІЯ, КАВА	9:15	У.Ср.1 І.Є. Гаркуша (огляд, ХФТІ)
10:00	Відкриття конференції І.М. Вишневський (ІЯД)	9:45	У.Ср.2 Д.Г. Соляков (ХФТІ)
10:10	У.Вт.1 Ю.В. Яковенко (огляд, ІЯД)	10:10	У.Ср.3 В.О. Махлай (ХФТІ)
10:40	У.Вт.2 А.А. Касілов (ХФТІ)	10:35	У.Ср.4 В.Ф. Вірко (ІЯД)
11:05	У.Вт.3 Я.І. Колесниченко (ІЯД)	11:00	КАВА
11:30	У.Вт.4 О.В. Лозін (ХФТІ)	11:30	У.Ср.5 В.А. Жовтянський (ІГ)
11:50	У.Вт.5 В. О. Яворський (ІЯД)	11:55	У.Ср.6 В.Я. Черняк (КНУ)
12:10	У.Вт.6 І.М. Панкратов (ХФТІ)	12:20	У.Ср.7 О.І. Кельник (КНУ)
12:30	ОБІД	12:40	У.Ср.8 Р.Ю. Чаплинський (КПШ)
13:30	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ – 1 С.1-С.18	13:00	ОБІД
14:50	КАВА	13:50	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ – 2 С.19-С.37
15:20	У.Вт.7 І.М. Онищенко (огляд, ХФТІ)	15:10	КАВА
15:50	У.Вт.8 А.Г. Загородній (ІТФ)	15:40	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ – 3 С.38-С.57
16:15	У.Вт.9 М.О. Азаренков (ХНУ)	17:00	У.Ср.9 В.І. Возний (ІПФ)
16:40	У.Вт.10 С.В. Івко (ХНУ)	17:25	У.Ср.10 А.Г. Борисенко (ІЯД)
17:00	У.Вт.11 М.І. Гришанов (ХНУ)	17:45	У.Ср.11 А.М. Веклич (КНУ)
17:20	У.Вт.12 В.В. Куліш (КНУ)	18:05	У.Ср.12 І.О. Місірук (ХФТІ)
17:40	У.Вт.13 Ю.В. Ковтун (ХФТІ)	18:25	ЗАКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ
18:10	Розширене засідання бюро Наукової ради з проблеми «Фізика плазми та плазмова електроніка»		
19:00	БЕНКЕТ		

Вівторок, 24 вересня

Час	Назва	Доповідач	Стор.
9:00-10:00	РЕЄСТРАЦІЯ (з кавою та часм)		
10:00-10:10	ВІДКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ	І.М. Вишневський, директор ІЯД	
10:10-12:30	УСНА СЕКЦІЯ - 1: Тороїдальні термоядерні системи	Головує А.Г. Загородній	
10:10 У.Вт.1	Фізика термоядерної плазми (за матеріалами конференції МАГАТЕ, Пекін, Китай, 17-20 вересня 2013 р.)	Ю.В. Яковенко	1
10:40 У.Вт.2	Характеристики периферійної плазми у торсатроні Ураган-3М	А.А. Касілов	2
11:05 У.Вт.3	Чи може стохастизація силових ліній магнітного поля спричиняти колапси пилчастих коливань у токамаках?	Я.І. Колесниченко	3
11:30 У.Вт.4	ВЧ нагрів на установці Ураган-3М з використанням трьохнапівіткової антени	О.В. Лозін	4
11:50 У.Вт.5	Конвективні та дифузійні втрати швидких йонів із тороїдної плазми	В.О. Яворський	5
12:10 У.Вт.6	Аналіз синхротронного випромінювання електронів-утікачів у токамаках	І.М. Панкратов	6
12:30-13:30	ОБІД		
13:30-14:50	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ - 1		
С.1	Оптимізація фокусувальної системи холівського джерела йонів для сепарації домішок інтенсивного водневого потоку	І.О. Бізюков	14
С.2	Пригнічення альфвенових каскадів при нагріванні на електронному циклотронному резонансі	В.С. Марченко	15
С.3	Вплив магнітних островів на перенесення швидких йонів у токамаках	Ю.В. Яковенко	16
С.4	Дослідження стохастизації руху швидких йонів високочастотними нестійкостями плазми та просторового каналювання енергії в реакторі ITER	М.Г. Тищенко	17
С.5	Поведінка різних типів ITER-GRADE вольфраму при довготривалому розпорощенні	О.Ф. Бардамид	18

C.6	Рівняння для геодезичної акустичної моди в токамаках з високим тиском плазми та енергійними йонами	Б.С. Лепявко	19
C.7	Самоузгоджене моделювання накопичення плазми за допомогою високочастотного нагріву	Ю.С. Кулик	20
C.8	Використання трьохнапіввиткової антени у торсатроні Ураган-3М	А.В. Лозін	21
C.9	Поведінка електронного циклотронного випромінювання (ЕЦВ) від оптично тонкої плазми при різних сценаріях її нагріву на торсатроні Ураган-3М	М.В. Заманов	22
C.10	Стимулювання високочастотного пробою газу в торсатроні Ураган-3М за допомогою утеклих електронів	Д.А. Ситников	23
C.11	Дослідження стохастизації руху частинок у токамаках із гвинтовим збуренням магнітного поля	О.С. Бурдо	24
C.12	Вплив еволюції функції розподілу йонів інжекції на поведінку ТАЕ мод в токамаках-реакторах	В.Я. Голобородько	25
C.13	Вплив еліптичності поперечного перерізу плазми на частоту геодезичної акустичної моди та частоти альфвенових мод	О.П. Фесенюк	26
C.14	Деякі особливості високочастотного нагрівання плазми в торсатроні Ураган-3М	К.К.Третьяк	27
C.15	Енергетичні витрати на іонізацію молекули води електронним ударом у слабоіонізованій плазмі	Ю.В. Ковтун	28
C.16	УКХ чистка в стелараторі Ураган-2М	В.Б. Коровін	29
C.17	Геодезична акустична мода в токамаках з енергійними йонами	В.В. Луценко	30
C.18	Стохастична дифузія енергійних іонів у конфігураціях типу Wendelstein	А.В. Тихий	31
14:50-15:20	КАВА		
15:20-18:00	УСНА СЕКЦІЯ - 2: Загальні питання фізики плазми, плазмова електроніка, плазмодинаміка	Головує Я.І. Колесниченко	
15:20 У.Вт.7	Перспективи розробки колайдерів, базованих на нових методах прискорення, для фізики високих енергій	І.М. Онищенко	7
15:50 У.Вт.8	Кінетичні розрахунки заряду та ефективного потенціалу взаємодії порошинок	А.Г. Загородній	8

16:15 У.Вт.9	Власні хвилі циліндричних коаксіальних плазмово-металевих хвилеводних структур з азимутальним магнітним полем	М.О. Азаренков	9
16:40 У.Вт.10	Енергетичні характеристики електромагнітної хвилі в шаруватій плазмовій структурі	С.В. Івко	10
17:00 У.Вт.11	Механізми поглинання хвиль у лабораторній магнітосферній плазмі без зіткнень	М.І. Гришанов	11
17:20 У.Вт.12	Черенковське випромінювання електромагнітних хвиль зарядженою частинкою в магнітоактивній плазмі	В.В. Куліш	12
17:40 У.Вт.13	Дослідження коливань, що розповсюджуються уздовж магнітного поля, у плазмі відбивного розряду	Ю.В. Ковтун	13
18:10	Розширене засідання бюро Наукової ради з проблеми «Фізика плазми та плазмова електроніка»		
19:00	БЕНКЕТ		

Середа, 25 вересня

Час	Назва	Доповідач	Стор.
09:15-13:00	УСНА СЕКЦІЯ - 3: Стеларатори, плазмодинаміка, газовий розряд	Головує М.О. Азаренков	
09:15 У.Ср.1	Результати досліджень на стелараторах «Ураган» 2013 році	І.Є. Гаркуша	32
09:45 У.Ср.2	Генерація потужних плазмових потоків в квазістаціонарних плазмодинамічних системах	Д.Г. Соляков	33
10:10 У.Ср.3	Крапельно-пиловий механізм ерозії вольфраму під впливом потоків плазми в умовах, що наближені до ІТЕР ELM	В.О. Махлай	34
10:35 У.Ср.4	Індукційний розряд з магнітним полем, збуджуваний системою лінійних провідників	В.Ф. Вірко	35
11:00-11:30	КАВА		
11:30-13:00	УСНА СЕКЦІЯ – 4: Плазмові технології, газовий розряд	Головує І.О. Гірка	
11:30 У.Ср.5	Особливості розв'язку рівняння балансу енергії електричної дуги	В.А. Жовтянський	36
11:55 У.Ср.6	Розряд між двома твердими електродами в суміші інертного газу та аерозолі рідини	В.Я. Черняк	37
12:20 У.Ср.7	Кінетика електронів у мікроплазмовому розряді всередині діелектричної комірки плазмового дисплею за наявності додаткового електронного джерела	О.І. Кельник	38
12:40 У.Ср.8	Просторовий розподіл інтенсивності випромінювання континууму плазми ємнісного високочастотного розряду в аргоні атмосферного тиску	Р.Ю. Чаплинський	39
13:00-13:50	ОБІД		
13:50-15:10	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ - 2		
С.19	Формування лісу одношарових вуглецевих нанотрубок у плазмовому оточенні	Г.П. Бурмака	44
С.20	Збудження азимутальних поверхневих хвиль кільцевими пучками електронів у коаксіальних плазмових хвилеводах у діапазоні електронної циклотронної частоти	О.С. Бледнов	45
С.21	Процеси випромінювання в замагніченій плазмі з анізотропією іонної температури	В.М. Павленко	46

C.22	Трансформація ленгмюрівських хвиль в турбулентній плазмі в присутності верхньогібридної накачки	В.М. Павленко	47
C.23	Фізичні наслідки симетрії нерелятивістської і частково нерелятивістської плазми	В.Б. Таранов	48
C.24	Нелінійні механізми прискорення геліконної плазми в обертових електромагнітних полях	М.А. Белошенко	49
C.25	Керування параметрами геліконного джерела плазми з планарною антеною потенціалами зміщення металевих електродів	В.М. Слободян	50
C.26	Характеристики геліконного розряду у вуглеводневих газах та їх сумішах з воднем	В.М. Слободян	51
C.27	Про динаміку іонних потоків у імітаційних експериментах з магнітоплазмової сепарації	О.С. Свічкач	52
C.28	Перенесення замагнічених частинок у випадковому електричному полі	О.М. Черняк	53
C.29	Турбулентні транспортні процеси в плазмі імпульсних розрядів у воді	П.В. Порицький	54
C.30	Плазмове джерело екстремального ультрафіолетового випромінювання на основі магнітоплазмового компресора	Ю.В. Петров	55
C.31	Фокусування широко апертурних сильнострумкових електронних пучків електростатичною плазмовою лінзою	І.В. Літовко	56
C.32	Збудження кільватерних хвиль в однорідній та неоднорідній плазмі циліндричним зарядженим згустком	Ю.М. Толочкевич	57
C.33	Вплив елементарних процесів на заряд пилових частинок в аргоновій плазмі	Г.О. Гавриш	58
C.34	Формування спрямованого ЕУФ випромінювання з малорозмірних плазмоїдів	Є.В. Боргун	59
C.35	Плазмон-поляритони в структурах з метаматеріалами	В.К. Галайдич	60
C.36	Залежність радіальної динаміки довгого релятивістського згустка частинок, що рухається в плазмі, від поздовжнього розподілу його заряду	І.П. Ярова	61
C.37	Траєкторії мікрохвильових променів в плазмі, похило падаючих на її границю	А.І. Скибенко	62
15:10-15:40	КАВА		
15:40-17:00	СТЕНДОВА СЕКЦІЯ - 3		

C.38	Опис катодного шару в азоті за допомогою законів Чайльда-Ленгмюра	В.О. Дерев'янку	63
C.39	Зондові дослідження осьової структури розряду постійного струму в азоті	В.О. Дерев'янку	64
C.40	Вплив тиску азоту при осадженні вакуумно-дугових покриттів TiN на їх ерозійну стійкість в плазмі розрядів магнетронного типу	М.М. Бондаренко	65
C.41	Вплив параметрів ВЧ розряду на температуру нагрівання підкладки плазмохімічного реактора для синтезу алмазоподібних плівок	В.В. Гладковський	66
C.42	Про особливості поведінки параметрів щільної плазми імпульсних розрядів у воді на стадії релаксації	Л.М. Войтенко	67
C.43	Порівняльний аналіз плазмових систем для стимулювання горіння парафінів	Є.В. Мартиш	68
C.44	Вплив поверхні на властивості вуглеводневої плазми	Ю.П. Веремій	69
C.45	Визначення концентрації атомарного кисню методом актинометрії в плазмі негативного світіння розряду низького тиску	С.В. Мацевич	70
C.46	Імпульсний розряд для створення та фокусування акустичних хвиль	В.В. Юхименко	71
C.47	Плазмово-каталітичне реформування аерозолі етанолу	О.В. Соломенко	72
C.48	Плазмово-рідинна система з обертальною ковзною дугою	О.А. Недибалюк	73
C.49	Плазмове стимулювання горіння стеарину	О.А. Недибалюк	74
C.50	Особливості генерації термоіонної плазми в розряді з розжарюваним катодом	Є.В. Боргун	75
C.51	Розподіл інтенсивності випромінювання гелієвого плазмового струменю в атмосфері	О.М. Корбут	76
C.52	Вихрова струмова петля у джерелах вакуумного ультрафіолету для нанолітографії	І.П. Ярова	77
C.53	Транспортні властивості повітряної та парової плазми з домішкою електродного матеріалу	П.В. Порицький	78
C.54	Моделювання процесів утворення атомарного азоту в сумішевій плазмі жевріючого розряду	О.В. Анісімова	79
C.55	Генератор об'ємної дугової плазми для іонно-плазмового оксидування	В.Г. Назаренко	80

C.56	Оптична діагностика нерівноважної плазми жевріючого розряду	Р.П. Сиротюк	81
C.57	Джерело іонів металів для імітаційних випробувань	В.А. Батурин	82
C.58	Предстерилізаційна обробка медичних інструментів ультразвуком і озоном	А.С. Лозіна	83
17:00-18:25	УСНА СЕКЦІЯ - 5: Джерела йонних пучків, газовий розряд, плазмові технології	Головує І.Є. Гаркуша	
17:00 У.Ср.9	Розробка високочастотних йонних джерел в Інституті прикладної фізики НАН України	О.В. Алексенко	40
17:25 У.Ср.10	Несамостійний вакуумний дуговий розряд як джерело безкрапельних плазмових потоків	А.Г. Борисенко	41
17:45 У.Ср.11	Фізичні властивості термічної багатокомпонентної плазми з домішками парів металів	А.М. Веклич	42
18:05 У.Ср.12	Плазмове азотування медичних імплантатів	І.О. Місірук	43
18:25	ЗАКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ		

Вівторок, 24 вересня

Усні доповіді

**ФІЗИКА ТЕРМОЯДЕРНОЇ ПЛАЗМИ
(ЗА МАТЕРІАЛАМИ КОНФЕРЕНЦІЇ МАГАТЕ, ПЕКІН, КИТАЙ,
17-20 ВЕРЕСНЯ 2013 Р.)**

Ю. В. Яковенко

Інститут ядерних досліджень НАН України

У доповіді буде зроблено огляд матеріалів, що їх буде представлено на 13-ій Тематичній конференції МАГАТЕ з високоенергійних частинок у системах магнітного утримання, яка має відбутися в Пекіні (Китай) 17 – 20 вересня 2013 р. (13th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems, Beijing, China, 17 – 20 September 2013). Цією конференцією буде продовжено серію конференцій з енергійних частинок, яку було започатковано в Києві в 1989 році. На конференції буде представлено результати експериментальних та теоретичних досліджень фізичних процесів у термоядерній плазмі, а також прогнозних моделювань та підготовчих розробок для токамака-реактора ІТЕР. Тематика конференції включає транспорт енергійних йонів, колективні процеси в плазмі, власні коливання в тороїдальних системах, фізику електронів-утікачів, нелінійні процеси в системах на межі стійкості та ін. Центральне місце на конференції приділятиметься фізичним явищам, пов'язаним із наявністю в плазмі високоенергійних (надтеплових) частинок – йонів та електронів – які утворюються при нагріванні плазми пучками нейтральних атомів та ВЧ-полями, внаслідок термоядерних реакцій, при розгоні електричними полями зривів тощо.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРИФЕРІЙНОЇ ПЛАЗМИ У ТОРСАТРОНІ УРАГАН-3М

А.А. Касілов, Л.І. Григор`єва, В.В. Чечкін, О.О. Білецький, В.Є. Моїсеєнко,
О.В. Лозін, С.А. Цибенко, Р.О. Павличенко, А.Є. Кулага, М.В. Заманов,
І.К. Тарасов, І.М. Панкратов, Д.Л. Греков, В.С. Войцєня, В.К. Пашнєв,
В.Г. Коновалов, А.М. Шаповал, Ю.К. Миронов, В.С. Романов

Інститут фізики плазми ННЦ ХФТІ, Харків, Україна

У трьохзаходному торсатроні "Ураган-3М" (У-3М) воднева плазма утворюється та нагрівається високочастотними полями в області іонно-циклотронних частот ($\omega \lesssim \omega_{ci}(0)$). Особливістю установки є поміщення усієї магнітної системи у велику вакуумну камеру, об'єм якої приблизно у 200 раз перевищує об'єм утримання, так що, в установці реалізується природний гвинтовий дивертор. ВЧ потужність уводиться в плазму за допомогою неекранованої антени рамкового типу з широким спектром генерованих повздовжніх довжин хвиль. У своїй сукупності ці особливості зумовлюють складну неоднорідну структуру плазми поза областю утримання, що обмежуються крайньою замкненою магнітною поверхнею (КЗМП). У цій структурі можна виділити (1) плазму, що знаходиться в шарі стохастизованих магнітних силових ліній, який примикає до КЗМП і обмежується сепаратрисною поверхнею, і (2) плазму, що заповнює диверторні магнітні канали. Особливої уваги заслуговує (3) плазма, що знаходиться поблизу ВЧ антени. Параметри цієї плазми (густина, температура) суттєво відрізняються від параметрів плазми на відстані від антени.

Параметри периферійної плазми у вказаних трьох областях, їх просторовий розподіл у різних режимах нагріву досліджувалися за допомогою рухомих ленгмюрівських зондів, наборів плоских ленгмюрівських зондів, що встановлені в диверторній області, та наборів сіткових аналізаторів з затримуючим потенціалом, також встановлених в диверторній області.

Показано, що в найбільш типовому режимі роботи У-3М (ВЧ потужність, що підводиться до антени, до 150 кВт, лінійно-усереднена густина електронів – одиниці 10^{12} см^{-3} , температура електронів $T_e^{\text{пад}}$ до 800 еВ, температура групи більш гарячих іонів T_i до 600 еВ) густина периферійної плазми поодаль від антени досягає $\lesssim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ на КЗМП та поза диверторних потоків монотонно спадає по радіусу до одиниць 10^8 см^{-3} поблизу кожухів гвинтової обмотки магнітного поля та в зазорах між гвинтовими обмотками, при температурі електронів $\sim 30 - 40 \text{ еВ}$. У той же час у плазмових диверторних потоках густина досягає одиниць 10^{10} см^{-3} при $T_e \gtrsim 100 \text{ еВ}$. Це означає, що значна частина дивертованої плазми виноситься (губиться) з об'єму утримання.

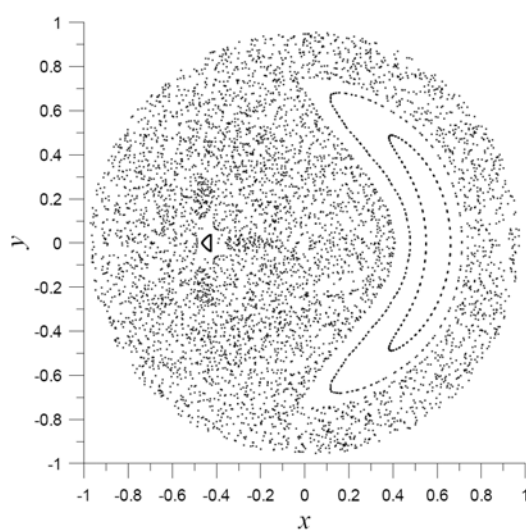
Поблизу антени периферійна плазма зазнає сильного збурення поздовжнім електричним полем антени та її густина зростає більш ніж на порядок при температурі електронів досягаючій сотен еВ. Можна припустити, що значна частина ВЧ потужності, підведеної до антени, витрачається поза об'єму утримання на створення та підтримку саме цієї плазми.

ЧИ МОЖЕ СТОХАСТИЗАЦІЯ СИЛОВИХ ЛІНІЙ МАГНІТНОГО ПОЛЯ СПРИЧИНЯТИ КОЛАПСИ ПИЛЧАСТИХ КОЛИВАНЬ У ТОКАМАКАХ?

Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко
Інститут ядерних досліджень НАН України

Пилчасті коливання – типова форма МГД-активності плазми в токамаках. Вони являють собою релаксаційні коливання параметрів плазми, під час яких відбуваються періодичні різкі падіння тиску в центральній області плазми – колапси. Для пояснення цього явища Кадомцев запропонував модель, що ґрунтується на перезамкненні магнітних силових ліній [1]. Ця модель отримала широке визнання. Проте згодом з'ясувалося, що у багатьох випадках вона не узгоджується з експериментами, які засвідчили, що перезамкнення магнітного поля не є повним, зупиняючись на певній фазі, після чого якийсь інший механізм веде до швидкого охолодження центру плазми.

Вважається, що експерименти на токамаках JET (Англія) та ASDEX-U (Німеччина) підтверджують гіпотезу про стохастичну природу пилчастих коливань [2,3]. Проте в цій роботі показано, що попередні теорії [2–4], що ґрунтувались на стохастизації силових ліній, не можуть пояснити колапси з частковим перезамкненням. З іншого боку, знайдено, що вмерзлість магнітного поля докорінно змінює структуру резонансів поля, що істотно впливає на умови стохастизації. Завдяки цьому, як з'ясувалося, спільна дія вмерзлості магнітних силових ліній та сателітних гармонік збурення магнітного поля може вести до поширення стохастичності на широку область, включно з приосьовою областю, що є необхідною умовою для падіння центральної температури плазми при колапсі з неповним перезамкненням, дов. Мал. 1. Незважаючи на це, питання, що міститься в назві цієї роботи, залишається відкритим. Річ у тім, що наші обчислення виконувалися зі спеціальним вибором гармонік магнітного поля та для низького коефіцієнту запасу стійкості в центрі.



Мал. 1. Обчислена карта Пуанкаре силових ліній магнітного поля при врахуванні вмерзлості силових ліній та накладанні сателітних гармонік із $m = n \pm 1$ та амплітудою ~ 0.1 від основних гармонік ($m = n$). Координати x та y нормовані на характерний радіус перемішування при колапсі. Як бачимо, стохастичність охоплює серцевину плазми, але не знищує магнітний острів, що відповідає експериментам.

Література

- [1] Б. Б. Кадомцев, Физика плазми **1** (1975) 710.
- [2] A. J. Lichtenberg, K. Itoh, S.-I. Itoh, and A. Fukuyama, Nucl. Fusion **32** (1992) 495.
- [3] V. Igochine *et al.*, Nucl. Fusion **47** (2007) 23.
- [4] H. Baty, J. F. Luciani, and M. N. Bussac, Phys. Fluids B **5** (1993) 1213.

ВЧ НАГРІВ НА УСТАНОВЦІ УРАГАН-3М З ВИКОРИСТУВАННЯМ ТРЬОХНАПІВІТКОВОЇ АНТЕНИ

О.В. Лозін, В.С. Моїсеєнко, М.М. Козуля, Р.О. Павліченко, А.С. Кулага, М.В. Заманов, І.К. Тарасов, Ю.К. Міронов, В.С. Романов, А.М. Шаповал, М.М. Махов, Л.І. Грігор'єва, В.В. Чечкін та команда торсатрону «Ураган-3М»

Інститут фізики плазми ННЦ ХФТІ, Харків

Дана робота спрямована на вивчення особливостей плазмового розряду трьохнапівіткової антени. Експерименти проводилися на установці стелараторного типу «Ураган-3М». Слід зазначити, що перші кроки в даному дослідженні були зроблені в 2010 році [1], результати яких вказали на можливість нагріву плазми з густиною, більшою ніж $2 \cdot 10^{12} \text{см}^{-3}$. Спосіб нагріву плазми - альфвенівський резонанс, який можна застосувати на малогабаритних машинах. «Ураган-3М» оснащений двома антенами: одна з них рамкового типу, орієнтована на створення та нагрів низькощільової плазми [2], інша - трьохнапівіткова антена, що складається з трьох напівітків, орієнтованих в пологіальному напрямку. Частота нагріву обрана так, що спектр антени задовольняє умові альфвенівському резонансу в центрі плазмового шнура. При густині плазми $3 \cdot 10^{12} \text{см}^{-3}$, були випробувані і порівняні два способи виходу на квазістаціонарний режим з високою температурою 300-500eV. В обох випадках для отримання необхідної початкової плазми густиною $3-4 \cdot 10^{12} \text{см}^{-3}$ використовувався ВЧ розряд, ініційований рамковою антеною, стабільність якого підтримувалася СВЧ предіонізацією. У порівнянні з попередніми експериментами 2010 року, вдалося підняти потужність, що підводиться до трьохнапівіткової антени до 350-400 кВт, оптимізувати параметри предіонізаційної плазми, стабілізувати час пробою основного розряду, що й дозволило працювати з високотемпературною плазмою при більш високих її густинах.

Проведено виміри радіального профілю радіаційної температури плазми в діапазоні електронно-циклотронного випромінювання другої гармоніки незвичайної хвилі на частотах 33-37,5 ГГц для величини центрального магнітного поля 0,68-0,72 Т. Реєструвалася тимчасова поведінка просторового профілю випромінювання водню на довжині хвилі 6563 (H α), а також визначено поведінку температури іонів O $^{4+}$ по доплеровському уширенню лінії 2781 (OV). За допомогою кремнієвих детекторів, методом двох фольг була виміряна температура електронів. При обробці результатів цього вимірювання не враховувався вплив домішок, використовувалася градувальна крива для чисто водневої плазми.

Література:

1. V E Moiseenko, V L Bereznyj, V N Bondarenko, et al RF plasma production and heating below ion-cyclotron frequencies in Uragan torsatrons// Nuclear Fusion **51** (2011)
2. Н.И. Назаров, В.В. Плюснин, Т.Ю. Ранюк и др. Оптимизация ВЧ нагрева плазмы в торсатроне «Ураган-3». Физика плазмы, 1989, т.15, вып.9,с.1027-1034

КОНВЕКТИВНІ ТА ДИФУЗІЙНІ ВТРАТИ ШВИДКИХ ЙОНІВ ІЗ ТОРОЇДНОЇ ПЛАЗМИ

В. Яворський

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

В доповіді досліджується вплив конвективного та дифузійного радіального переносу на втрати йонів високих енергій із плазми тороїдних термоядерних пристроїв. Показано, що конвекція відіграє надзвичайно важливу роль у формуванні потоків швидких йонів із плазми. При цьому важливою є взаємодія конвективного та дифузійного процесу. Результатом такої взаємодії може бути як суттєве посилення, так і послаблення втрат йонів високих енергій. Залежність втрат від інтенсивності конвекції та дифузії проілюстрована на одновимірній аналітичній моделі конвективно-дифузійного радіального переносу. Проведено аналіз конвективно-дифузійних втрат заряджених продуктів реакцій синтезу в сучасних [1,2] та майбутніх [3] токамаках.

[1] S.J. Zweben, et al., “Alpha particle physics experiments in the Tokamak Fusion Test Reactor,” Nucl. Fusion, vol. 40, no. 1, pp. 91-149, 2000.

[2] M. García-Muñoz, et al., “Convective and Diffusive Energetic Particle Losses Induced by Shear Alfvén Waves in the ASDEX Upgrade Tokamak,” Phys. Rev. Lett., vol. 104, p. 85002, 2010.

[3] A. Fasoli, et al., “Chapter 5: Physics of energetic ions,” Nucl. Fusion, vol. 47, no. 6, pp. S264-S284, 2007.

АНАЛІЗ СИНХРОТРОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ВТІКАЮЧИХ ЕЛЕКТРОНІВ У ТОКАМАКАХ

І. М. Панкратов^{1,2}, І. В. Павленко², О. О. Помазан¹

¹Інститут фізики плазми, ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут”,
вул. Академічна 1, 61108 Харків, Україна

²Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна, м. Свободи, 61022 Харків, Україна
E-mail: pankratov@kipt.kharkov.ua

Діагностика, що базується на синхротронному випромінюванні втікаючих електронів, дозволяє як безпосереднє спостереження, так і аналіз параметрів цих електронів [1]. Теорія [2,3], що аналізує синхротронне випромінювання втікаючих електронів, є невід’ємною частиною інтерпретації експериментів.

Особливостями недавніх експериментів на токамаках EAST та KSTAR з утікаючими електронами були сильні осциляції миттєвого радіусу кривизни орбіт електронів [4,5]. На токамаку EAST виконано неправильний аналіз спектрів синхротронного випромінювання втікаючих електронів [4].

У представленій роботі проведено детальний теоретичний аналіз спектрів синхротронного випромінювання втікаючих електронів, які обертаються у кривому магнітному полі, саме для випадків, коли миттєвий радіус кривизни орбіт електронів сильно осцилює. Ключовим параметром у цьому аналізі є відношення швидкості циклотронного обертання до швидкості вертикального відцентрового дрейфу. Отримані результати застосовано для правильного розрахунку спектрів синхротронного випромінювання втікаючих електронів з параметрами експериментів на токамаках EAST та KSTAR. Отримані розрахунки були використані при інтерпретації експериментів на токамаці KSTAR [5].

1. Jaspers R., Lopes Cardozo N.J., Donne A.J.H., Widdershoven H.L.M., Finken K.H. A synchrotron radiation diagnostic to observe relativistic runaway electrons in tokamak plasma // Review Sci. Instruments.– 2001.– Vol. 72-II, №1.– P. 466-470.
2. Pankratov I.M. Analysis of the synchrotron radiation spectra of runaway electrons // Plasma Physics Reports.– 1999.– Vol. 25, № 2.– P. 145-148.
3. Pankratov I.M. Analysis of the synchrotron radiation emitted by runaway electrons // Plasma Physics Reports.– 1996.– Vol. 22, № 6.– P. 535-538.
4. Zhou R.J., Hu L.Q., Li E.Z. et al. Investigation of ring-like runaway electron beams in the EAST tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion.– 2013.– Vol.55, № 5.– 055006.
5. England A.C., Chen Z.Y., Seo D.C. et al. Runaway electron suppression by ECRH and RMP in KSTAR // Plasma Science and Technology.– 2013.– Vol. 15, № 2.– P. 119-122.

ПЕРСПЕКТИВИ РОЗРОБКИ КОЛЛАЙДЕРІВ, БАЗОВАНИХ НА НОВИХ МЕТОДАХ ПРИСКОРЕННЯ, ДЛЯ ФІЗИКИ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ

І.М. Онищенко

*ННЦ Харківський фізико-технічний інститут
вул. Академічна 1, Харків 61108, Україна
E-mail: onish@kipt.kharkov.ua*

У доповіді представлений стан теоретичних та експериментальних досліджень в ННЦ ХФТІ та у світі нових методів прискорення заряджених частинок високо-градієнтними кільватерними полями, збуджуваними в плазмі та в діелектрику. Розглянуті перспективи розробки на їх основі коллайдерів з параметрами (енергія, світимість та інш.), необхідних для вирішення проблем переднього краю фізики високих енергій, в тому числі створення фабрики бозонів Хіггса.

Підхід щодо створення фабрики бозонів Хіггса на базі електрон-позитронного TeV коллайдера, як більш «чистого» і точного в порівнянні з коллайдером LHC для генерації бозонів Хіггса, по готовності випереджає інші підходи. Зусилля зі створення такого коллайдера зосереджені в проєктах ILC і CLIC, які на даний момент разом з детекторами об'єднані в єдину організацію LCC - Linear Collider Collaboration. Спільнота фізики високих енергій Японії підтримала створення на її площадці 250 GeV лінійного e^+e^- коллайдера, як першої частини ILC, що буде фабрикою бозонів Хіггса. У цій доповіді представлений проєкт Аргонської національної лабораторії (ANL) менш габаритного двухпучкового e^+e^- лінійного коллайдера, що базується на концепції короткого імпульсу, який запобігає пробою і дозволяє збільшити на порядок темп прискорення в діелектричній структурі. Застосовуючи модульну структуру, схема подібного коллайдера на будь-яку енергію стає гнучкою. Представлений план досліджень в ANL із залученням ННЦ ХФТІ (проєкт ANL-T2-247-UA/STCU-P522) для демонстрації можливості створення такого коллайдера, включаючи генерацію потужних кільватерних полів, високо-градієнтного прискорення і схему модульності.

Зусилля з плазмових методів прискорення на даний час сконцентровані на збудженні високо-градієнтних кільватерних полів у плазмі лазерним імпульсом великої потужності (проєкт «BELLA», LBNL, США) або релятивістським електронним згустком з великим зарядом (проєкт «FACET», SLAC, США).

Робота підтримана by Global Initiatives for Proliferation Prevention (GIPP) Program, Project ANL-T2-247-UA (STCU Agreement P522)

КІНЕТИЧНІ РОЗРАХУНКИ ЗАРЯДУ ТА ЕФЕКТИВНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ВЗАЄМОДІЇ ПОРОШИНОК

А.Г. Загородній, І.Л. Семенов, І.В. Кривцун

Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України
03680 Київ, вул. Метрологічна, 14-б

Для опису динаміки порошинок у плазмі та вивчення їхньої колективної поведінки, у тому числі з'ясування умов формування впорядкованих структур, важливо знати як заряд порошинок, набутий внаслідок поглинання електронів і іонів з плазмового оточення, так і ефективні потенціали взаємодії порошинок, які можуть суттєво відрізнятися від кулонівського, чи екранованого кулонівського потенціалів. Послідовних кінетичних розрахунків таких величин до сьогодні не існує.

В даній роботі на основі числових розв'язків кінетичних рівнянь детально досліджено заряд та ефективні потенціали взаємодії порошинок в слабоіонізованій плазмі. Підтверджено висновки, зроблені на основі дрейфово-дифузійного опису та моделі обмежених орбіт, щодо якісної поведінки ефективного потенціалу. Зокрема, показано, що у випадку плазми з зіткненнями асимптота ефективного потенціалу є кулонівською і розраховано ефективний неекранований заряд. Вивчено залежність заряду порошинки та його неекранованої частині від довжини вільного пробігу іонів. Досліджено також залежність поляризаційної сили від швидкості руху порошинки і показано, що така сила може призводити до зменшення сили тертя.

ВЛАСНІ ХВИЛІ ЦИЛІНДРИЧНИХ КОАКСІАЛЬНИХ ПЛАЗМОВО-МЕТАЛЕВИХ ХВИЛЕВОДНИХ СТРУКТУР З АЗИМУТАЛЬНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

¹Азаренков М.О., ¹Олефір В.П., ²Споров О.Є.

*Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна,
Інститут високих технологій,*

¹*Фізико-технічний факультет вул. Курчатова, 31, 61108 Харків, Україна*

²*Факультет комп'ютерних наук м. Свободи, 6, 61108 Харків, Україна*

Плазмово-металеві хвилеводні структури є предметом інтенсивних теоретичних та експериментальних досліджень, що обумовлено широким використанням таких структур в приладах плазмової електроніки [1], в якості розрядних камер пристроїв плазмових технологій [2, 3]. Основна увага в дослідженнях коаксіальних структур приділялась вивченню власних симетричних електромагнітних хвиль з азимутальним хвильовим числом $m = 0$ [4]. На перспективність використання несиметричних електромагнітних хвиль $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ було вказано в [5]. Це обумовлено тим, що їх властивості істотно відрізняються від симетричних.

Доповідь присвячена дослідженню електродинамічних властивостей несиметричних електромагнітних хвиль, що поширюються уздовж коаксіальної структури, що складається з внутрішнього металевого циліндра радіусу R_1 , який оточений циліндричним шаром плазми, зовнішній радіус якого $R_2 > R_1$. Плазма відокремлена вакуумним проміжком від зовнішньої металеві стінки радіусом $R_3 > R_2$. За допомогою сталого струму J_z , що протікає вздовж внутрішнього металевого циліндра, в структурі створюється неоднорідне по радіусу азимутальне магнітне поле $H_0(r)$.

Плазма розглядається в гідродинамічному наближенні. Досліджено вплив зіткнень в плазмі та радіальної неоднорідності густини плазми на властивості хвиль з високими азимутальними хвильовими числами. Показано, що в цьому випадку можливе існування кількох власних хвиль, що суттєво відрізняються радіальною структурою поля. Досліджено залежність фазової та групової швидкості цих хвиль від частоти та параметрів плазми. Показано, що зовнішнє магнітне поле $H_0(r)$ ефективно впливає на дисперсію, групову швидкість та просторове загасання власних хвиль коаксіальної хвилеводної структури, частково заповненою анізотропною плазмою.

ПОСИЛАННЯ

- [1] P.I. Markov, I.N. Onishchenko, G.V. Sotnikov, Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics 5 (8), p. 86 (2002).
- [2] A. Schulz, M. Walter, J. Feichtinger, E. Räuchle and U. Schumacher, International Workshop on Microwave Discharges: Fundamentals and Applications, Greifswald, Germany, p. 231 (2003).
- [3] O. Leroy, P. Leprince, C. Boisse-Laporte, International Workshop on Microwave Discharges: Fundamentals and Applications, Zvenigorod, Russia, p. 137 (2006).
- [4] V.P. Olefir, A.E. Sporov Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics (1), p. 47 (2011).
- [5] J. Margot-Chaker, M. Moisan, M. Chaker, V. M. M. Glaude, P. Lauque, J. Paraszczak, and G. Sauvé, J. Appl. Phys. 66, p. 4134 (1989).

ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ В ШАРУВАТІЙ ПЛАЗМОВІЙ СТРУКТУРІ

Івко С.В.¹, Денисенко І.Б.¹, Азаренков М.О.¹, Смоляков А.І.²

¹Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Харків, Україна;

²Університет Саскатчевана, Саскатун, Канада.

Успіхи у створенні штучних електромагнітних середовищ з незвичайними властивостями привертають значну увагу науковців. Наприклад, змінюючи внутрішню будову таких метаматеріалів, можливо створити середовища, що мають одночасно від'ємну діелектричну та магнітну проникність. Виявляється, що показник заломлення електромагнітної хвилі в такому середовищі буде від'ємним. Можливість від'ємного заломлення хвилі була теоретично встановлена доволі давно [1], але цей факт був підтверджений експериментально лише нещодавно [2]. Дослідження метаматеріалів поживило інтерес і до інших середовищ, в яких діелектрична або магнітна проникність може бути від'ємною і необов'язково одночасно. Плазма або плазмоподібні середовища мають від'ємну діелектричну проникність для електромагнітної хвилі з частотою меншою за плазмову ($\omega < \omega_p$). Активно досліджуються також властивості композитних структур, які складаються з матеріалів, що мають діелектричні та магнітні проникності різних знаків. Наприклад, було показано, що шар матеріалу з $\epsilon < 0$, непрозорий для падаючої електромагнітної хвилі, може бути зроблений абсолютно прозорим для певних значень частот та кута падіння, якщо до цього шару додати шар середовища з $0 < \epsilon < 1$. В основі цього явища лежить резонансне підсилення хвилі за рахунок інтерференції з поверхневою хвилею, що існує на межі двох шарів.

Відомо, що в магнітному полі плазма стає гіротропним середовищем. Ми досліджуємо вплив зовнішнього магнітного поля на поширення p -поляризованої електромагнітної хвилі крізь плазмову структуру, що складається з двох шарів. Були знайдені умови, за яких структура стає прозорою для падаючої хвилі. Було вивчено вплив параметрів плазми, товщини шарів та величини магнітного поля на умови резонансної прозорості. Досліджено структуру поля та енергетичні характеристики хвилі – групову швидкість, вектор Пойнтінга та густину енергії.

[1] Мандельштам Л.И. Лекции по некоторым вопросам теории колебаний. Полное собрание трудов. М.: АН СССР, 1950. Т. 5. С. 461.

[2] Smith D., Padilla W., Vier D., Nemat-Nasser S. and Schultz S.// Phys. Rev. Lett. 84, (2000) p.4184

МЕХАНІЗМИ ПОГЛИНАННЯ ХВИЛЬ У ЛАБОРАТОРНІЙ МАГНІТОСФЕРНІЙ ПЛАЗМІ БЕЗ ЗІТКНЕНЬ

М.І. Гришанов^{1,2}, М.О. Азаренков¹

¹*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків*

²*Українська державна академія залізничного транспорту, Харків*

Плазмові системи, де плазма утримується в лабораторних умовах полем магнітного диполя, являють собою перспективний підхід [1, 2] при дослідженні проблем керованого термоядерного синтезу і моделюванні різноманітних явищ в планетарних магнітосферах. Якщо поле точкового магнітного диполя є хорошим наближенням для магнітосферної плазми Землі та інших планет, то поле лабораторного магнітного диполя (з кінцевим радіусом струмового кільця) має бути розглянуто для LDX (Levitated Dipole eXperiment) плазми [2]. Як відомо, двовимірна кінетична теорія хвиль в таких плазмових конфігураціях повинна бути заснована на розв'язку рівнянь Максвелла, використовуючи правильний тензор діелектричної проникності у кінетичному наближенні. У даній роботі ми оцінюємо декременти резонансного поглинання електромагнітних хвиль захопленими і пролітними частинками в лабораторній дипольній магнітосферній плазмі без зіткнень. Показано, що в LDX плазмі, на відміну від планетарної магнітосфери, необхідно враховувати наявність пролітних частинок. Розглянуто механізми взаємодії хвиль з частинками плазми в умовах, коли враховуються резонанси Черенкова, циклотронні та баунс резонанси. Отримано поперечні і паралельні елементи тензору діелектричної сприйнятливості для високочастотних хвиль через розв'язок лінеаризованих рівнянь Власова для пролітних і захоплених частинок. Для оцінки потужності хвиль, що поглинаються плазмою, збурені компоненти електричного поля та густини струму розкладаються в ряди Фур'є по пологідальному куту. Як звичайно, уявна частина паралельних елементів діелектричної сприйнятливості необхідна щоб оцінити загасання Ландау хвиль на пролітних і захоплених електронах, в той час, як уявна частина поперечних елементів сприйнятливості важлива для аналізу дисипації хвиль в межах частот основних циклотронних резонансів на іонах і електронах LDX плазми.

1. Hasegawa A., 1987, Comments on Plasma Phys. Controlled Fusion, 1 147.

2. Kesner J., Bromberg L., Mauel M.E., Garnier D.T., 17th Int. Conf. Plasma Phys. Controlled Fusion Res., Yokohama, Japan, 19-23 Oct, 1998, IAEA-F1-CN-69/ICP/09.

ЧЕРЕНКОВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ЗАРЯДЖЕНОЮ ЧАСТИНКОЮ В МАГНІТОАКТИВНІЙ ПЛАЗМІ

В.В.Куліш, І.О.Анісімов

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
радіофізичний факультет*

Природу черенковського випромінювання досі з'ясовано не до кінця. Традиційний підхід до розрахунку такого випромінювання [1], коли використовується наближення заданої швидкості зарядженої частинки, а середовище описується його діелектричною та магнітною проникностями, не дає безпосередньої відповіді на це питання, а інколи призводить до явних помилок при інтерпретації [2]. З іншого боку, в роботі Н.Бора [3] та ряді наступних робіт [2, 4-6] природа черенковського випромінювання пов'язується з коливаннями електронів середовища, спричиненими полем заряду, що рухається, які й приводять до появи випромінювання.

Спроба конкретизувати цей підхід була нещодавно зроблена в [2], де розглядається черенковське випромінювання в твердому тілі. Слідом за Е.Фермі [4] автор розділяє близьку зону, де заряд, що рухається, може здійснити іонізацію атомів речовини, і далеку зону, де він лише збуджує коливання електронів. Але при розгляді (лише на якісному рівні) коливань електронів у далекій зоні автор, по суті, підміняє рух частинки з досвітловою (меншою, ніж швидкість світла в речовині) швидкістю рухом із нерелятивістською швидкістю, а рух із надсвітловою швидкістю – врахуванням релятивістських ефектів. Більш правильна інтерпретація механізму виникнення черенковського випромінювання дана, на нашу думку, в роботі [6], де говориться про "первинне" випромінювання диполів (електронів середовища), яке за певних умов може об'єднуватись у спрямоване черенковське випромінювання. Коли ж заряд рухається з досвітловою швидкістю, "первинне" випромінювання великої кількості рівномірно розташованих джерел усереднюється в нуль.

У цій роботі зроблена спроба прямого розрахунку черенковського випромінювання в плазмі, який базується на безпосередньому врахуванні рівнянь руху для електронів середовища. В нашому розрахунку ці рівняння лінеаризуються, однак такий підхід в принципі дає змогу врахувати нелінійні ефекти, зумовлені відповідними доданками в рівняннях руху та при записі густини струму в рівняннях Максвелла. В результаті безпосереднього розв'язання рівнянь руху можна розрахувати в явному вигляді вимушені коливання електронів середовища, зумовлені полем заряду, що рухається, і тим самим уточнити питання про механізм черенковського випромінювання.

Перелік посилань

1. Тамм І.Е., Франк І.М. Докл. АН СРСР. 1937. Т.14(3). С.107-112.
2. Кобзев А.П. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2010. Т.41. Вып. 3. С.829-866.
3. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М., ИИЛ, 1950.
4. Fermi E. The Ionization Loss of Energy in Gases and in Condensed Materials // Phys. Rev. 1940. V.57. P.485-493.
5. Гарибян Г.М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Ереван, 1983.
6. Тяпкин А.А. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2001. Т.32. Вып.4. С.947-963.
7. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Наука, 1967.

ДОСЛІДЖЕННЯ КОЛИВАНЬ, ЩО РОЗПОВСЮДЖУЮТЬСЯ УЗДОВЖ МАГНІТНОГО ПОЛЯ, У ПЛАЗМІ ВІДБИВНОГО РОЗРЯДУ

Ю.В. Ковтун, А.І. Скибенко, Е.І. Скібенко, І.Б. Пінос, В.Б. Юферов

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАНУ
Академічна, 1, Харків, 61108, Україна
E-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua*

Дослідження плазми, що обертається, представляє інтерес для рішення широкого кола фізичних і прикладних завдань фізики плазми, однієї з котрих є дослідження високоіонізованої густої ($N_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) плазми, що обертається ($v_\phi \sim 10 \text{ км/с}$), та створення пристроїв, пов'язаних з розділенням речовини на масові групи і елементи [1]. Одним із пристроїв, в яких плазма обертається, є відбивний розряд, який має багаторічну історію розвитку і дослідження. Але деякі питання до теперішнього часу були або не розглянуті, або розглянуті недостатньо повно, наприклад, збудження та розповсюдження плазмових коливань уздовж магнітного поля. Таким чином, метою чинної роботи є дослідження коливань, що розповсюджуються уздовж магнітного поля у плазмі відбивного розряду. Вона є продовженням досліджень, започаткованих раніше, наприклад в [2,3], багатокомпонентної густої ($N_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) газометалевої плазми утвореної в середовищі робочої речовини і розпорошеного матеріалу катодів в імпульсному відбивному розряді.

В попередній роботі [3], аналіз взаємно кореляційних функції відбитих НВЧ сигналів показав, що в плазмі уздовж магнітного поля розповсюджуються коливання із швидкістю близькою по величині до Альфвенівської швидкості $V \sim V_A$.

У даній роботі проаналізовані спектральні характеристики коливань багатокомпонентної плазми, що розповсюджуються уздовж магнітного поля. Дослідження проводилось за допомогою двох НВЧ рефлектометрів, рупорні антени яких були розташовані на відстані $\sim 64,5 \text{ см}$ уздовж магнітного поля. Локація плазми проводилася звичайною хвилею ($\lambda = 8 \text{ мм}$) поперек плазмового стовпа.

Проведено дослідження і аналіз флуктуацій відбитих НВЧ сигналів і відповідних цьому функцій: взаємної спектральної щільності, когерентності, коспектральної та квадратурної спектральної щільності, а також фазового кута. Це дозволило виявити коливання плазми у двох діапазонах частот з частотами $\omega < \omega_{ci}$ та $\omega_{ci} \leq \omega < \omega_{ce}$. Висока ступінь когерентності ($\gamma^2 \geq 0,4$) коливань, зареєстрованих на обох рефлектометрах, свідчить про те, що ці коливання переміщуються уздовж магнітного поля. Також було визначено напрямок розповсюдження коливань та їх фазову швидкість, яка у діапазоні частот $\omega < \omega_{ci}$ близька до Альфвенівської швидкості $V_{ph} \sim V_A$. Характерний діапазон частот ($\omega < \omega_{ci}$) та фазова швидкість цих коливань можуть свідчити про те, що в випадку багатокомпонентної газометалевої плазми відбивного розряду ці коливання можуть бути пов'язані з збудженням та розповсюдженням магнітогідродинамічних хвиль, розгляд яких був започаткований в [3].

1. Fetterman A.J., Fisch N.J. // Phys. Plasmas. - 2011. - Vol.18, №10. - P. 103503 (8pp).
2. Ковтун Ю.В., Скібенко Є.І., Скибенко А.І., Юферов В.Б. // УФЖ. - 2013. - Т.58, №5. - С. 450-457.
3. Yu.V. Kovtun, A.I. Skibenko, E.I. Skibenko et al. // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. - 2012. - №6 (82). - P. 211-213.

Вівторок, 24 вересня

Стендові доповіді

ОПТИМІЗАЦІЯ ФОКУСУЮЧОЇ СИСТЕМИ ХОЛІВСЬКОГО ДЖЕРЕЛА ІОНІВ ДЛЯ СЕПАРАЦІЇ ДОМІШОК ІНТЕНСИВНОГО ВОДНЕВОГО ПОТОКУ

О.І. Гірка, С.С.Герашченко, І.О.Бізюков, О.А.Бізюков, К.М. Серeda

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

У роботі проведено теоретичне та експериментальне дослідження можливості мас-сепарації домішок в сфокусованому пучку оптимізованого холівського джерела іонів [1].

Для забезпечення максимальної сепарації домішок водневого потоку було розроблено розрахунковий алгоритм, який дозволив визначити оптимальну відстань між катодами балістичного фокусування та магнітною лінзою для холівського джерела іонів. На базі отриманих розрахунків [2] було спроектовано та виготовлено нову магнітну лінзу для холівського джерела. Серію експериментів з сепарації домішок потужного потоку тепла та частинок було проведено. В якості робочого газу було використано пари циклогексану C_6H_{12} . Молекули циклогексану дисоціювали в розрядному проміжку, що забезпечувало в пучку присутність як іонів водню H^+ , так і складової групи C_xH_y . Результати опромінення пластин полірованої нержавіючої сталі з покриттям TiN показали, що іони домішок сепаруються в кільце радіусом $0.6 \div 1.3$ см. Таким чином, експерименти показали, що при опроміненні мішені сфокусованим пучком іони водню фокусуються в центрі мішені, а іони домішок формують периферійне кільце, лишаючи центральну частину виключно водневою, що збігається з теоретичними розрахунками.

Таким чином, оптимізоване джерело іонів з замкненим холівським струмом забезпечує на порядок вищі мас-сепаровані потоки частинок та тепла на одиницю поверхні мішені, в порівнянні з існуючими іонними джерелами для моделювання процесів плазми з поверхнею. Отримані результати можуть бути використані при розробці джерел іонів для моделювання процесів взаємодії плазми з першою стінкою в термоядерних установках [3] та різноманітних виробничих процесів іонної обробки поверхні.

[1] O. Girka, I. Bizyukov, K. Sereda, A. Bizyukov, M. Gutkin, V. Sleptsov. Compact steady-state and high-flux FALCON ion source for tests of plasma-facing materials // Review of Scientific Instruments, 83, (2012) 083501

[2] O.I. Girka, I.A. Bizyukov, A.A. Bizyukov, K.N. Sereda, S.S. Herashchenko. Mass-Separation of Impurities in the Ion Beam Systems with Reversed Magnetic Beam Focusing // Problems of Atomic Science and Technology, 6, (82) Series: Plasma Physics (18), (2012) 105

[3] V.A. Makhraj, N.N. Aksenov, O.V. Byrka, I.E. Garkusha, A.A. Bizyukov, I.A. Bizyukov, O.I. Girka, K.N.Sereda, S.V. Bazdyreva, S.V. Malykhin, A.T. Pugachov. Combined Exposure of Tungsten by Stationary and Transient Hydrogen Plasmas Heat Loads: Preliminary Results // Problems of Atomic Science and Technology. 1. Series: Plasma Physics (83), (2013) 70

Пригнічення альфвенових каскадів при нагріванні на електронному циклотронному резонансі

В.С.Марченко

Інститут ядерних досліджень НАН України

Горизонтальна поляризація плазми при нагріванні на електронному циклотронному резонансі (ЕЦРН) спроможна пригнічувати альфвенові моди в конфігураціях з оберненим широм магнітного поля (так звані альфвенові каскади). Механізм пригнічення полягає у формуванні потенціального «пагорбу» для каскадних мод, коли профіль потужності ЕЦРН трохи зсунутий всередину відносно магнітної поверхні з мінімумом коефіцієнта безпеки. Цей механізм може бути відповідальним за пригнічення каскадів при ЕЦРН на токамаку DIII-D [VanZeeland M.A. *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 035009 (2008)].

ВПЛИВ МАГНІТНИХ ОСТРОВІВ НА ПЕРЕНЕСЕННЯ ШВИДКИХ ЙОНІВ У ТОКАМАКАХ

О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко, М. Г. Тищенко, Ю. В. Яковенко
Інститут ядерних досліджень НАН України

Важливу роль у динаміці так званих ТАЕ-лавін – сильних багатомодових спалахів ТАЕ-мод – відіграють магнітні збурення з дуже низькою частотою, які є, ймовірно, подібними до гвинтових мод [1, 2]. Ці низькочастотні збурення тривають деякий час по тому, як первинні моди лавини вже згасли, що може свідчити про те, що при їх утворенні має місце магнітне перезамкнення [1]. Ця робота ставить собі за мету вивчити вплив магнітних островів на перенесення швидких йонів. Хоча основною метою є дослідити можливу роль островів у перенесенні швидких йонів під час лавин, отримані результати становлять також загальний інтерес. Особлива увага приділяється конфігураціям з оберненням магнітного ширу (зазначимо, що обернений шир траплявся в багатьох розрядах, у яких спостерігалися ТАЕ-лавіни).

Вплив магнітного збурення, яке є стаціонарним відносно плазми, вивчається в цій роботі як аналітично, так і числовими методами (зокрема, за допомогою гамільтонового коду ORBIT [3]). Знайдено, що коли ширина острова стає порівнянною з відстанню до сусідніх резонансів (але набагато меншою за розмір плазми), рух заряджених частинок хаотизується навіть за відсутності магнітної стохастичності завдяки їх дрейфовому рухові. Крім взаємодії з сателітними резонансами [4], важливу роль у стохастизації відіграє перекриття островів вторинних резонансів. За певних умов стохастичність може спостерігатися навіть для частинок у термічному діапазоні енергій. Знайдено та порівняно з числовими розрахунками аналітичний критерій стохастичності.

Обернення магнітного ширу збільшує розмір стохастичної зони, оскільки в цьому випадку виникають дублетні ланцюги магнітних островів з великою шириною; аналогічні дублетні резонансні острови утворюються й у фазовому просторі заряджених частинок. Обговорюється можлива роль резонансних островів у механізмі ТАЕ-лавін.

Література

- [1] M. Podestà et al., Nucl. Fusion **51** (2011) 063035.
- [2] M. Podestà et al., Nucl. Fusion **52** (2012) 094001.
- [3] R. V. White and M. S. Chance, Phys. Fluids **27** (1984) 2455.
- [4] H. E. Mynick, Phys. Fluids B **5** (1993) 1471.

ДОСЛІДЖЕННЯ СТОХАСТИЗАЦІЇ РУХУ ШВИДКИХ ЙОНІВ ВИСОКОЧАСТОТНИМИ НЕСТІЙКОСТЯМИ ПЛАЗМИ ТА ПРОСТОРОВОГО КАНАЛЮВАННЯ ЕНЕРГІЇ В РЕАКТОРІ ITER

М. Г. Тищенко, Ю. В. Яковенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Проспект Науки 47, Київ 03680

У роботі проводиться дослідження енергетичної ширини стохастичної зони, що утворюється при перекритті резонансів швидкого йона з альфвеновою хвилею. Метою роботи є оцінити кількість та амплітуду хвиль, які потрібні, щоб забезпечити стохастичну дифузію частинки по енергії в широкому енергетичному діапазоні. У цьому випадку йон може віддавати хвилям значну частину своєї енергії, що створює умови для просторового каналювання енергії йонів [1], яке пояснює аномальні втрати енергії в деяких термоядерних експериментах [2].

Числовими методами проводиться дослідження процесу стохастизації під час перекриття резонансів у двовимірній гамільтоновій системі, що описує рух ведучого центру швидкого йона в тороїдальній плазмі під дією однієї чи кількох альфвенових хвиль. Розрахунки проводяться за допомогою створеного числового коду, який описує дрейфовий рух частинок у модельній магнітній конфігурації токамака за наявності збурень альфвенівського типу (тобто збурень, які майже не змінюють модуль магнітного поля). Використовуються два підходи: побудова карт Пуанкаре (для однієї хвилі) та спостереження за зміною енергії частинок при адіабатичному ввімкненні пакету хвиль. У першому з цих підходів знаходиться й порівнюється зі знайденими аналітичними виразами енергетична ширина резонансних островів. У другому – досліджується зміна енергії набору тестових частинок, певним чином розподілених у фазовому просторі, після адіабатичного (достатньо повільного) ввімкнення, а потім вимкнення збурення, яке складається з кількох хвиль. Частини фазового простору, в яких частинки змінюють свою енергію, є зонами хаотичного руху. Порівняння результатів, отриманих цими двома підходами, дає змогу сформулювати критерій стохастичності.

Досліджується вплив множинних мегагерцових альфвенових нестійкостей на термоядерні альфа-частинки та інжектвані швидкі йони в токамаці ITER (саме такі моди з мегагерцовими частотами є ймовірним чинником аномальних втрат енергії через просторове каналювання в пристрої NSTX [1, 2]). Оцінюється кількість та амплітуда хвиль, які потрібні для створення стохастичної зони, достатньої широкої для того, щоб хвилі могли відібрати в частинок значну частку енергії для просторового каналювання.

1. Ya.I. Kolesnichenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 075001 (2010)
2. D. Stutman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 115002 (2009)

ПОВЕДІНКА РІЗНИХ ТИПІВ ITER-GRADE ВОЛЬФРАМУ ПРИ ДОВГОТРИВАЛОМУ РОЗПОРОШЕННІ

О.Ф. Бардамид., М. Балден, А.І. Беляєва, В.Н. Бондаренко, В.С. Войценья, А.А. Галуза,
В.П. Кладько, І.В. Коленов, В.Г. Коновалов, А.В. Кучук, О. Огородникова, І.В. Рижков,
О.А. Скорик, С.І. Солодовченко, В.А. Стерлігов, А.Ф. Штань

Інститут фізики плазми ННЦ ХФТІ НАН України

Відомо, що у сучасному варіанті проекту ІТЕРа передбачається використання вольфраму для захисту першої стінки у ділянці дивертора, й існує велика вірогідність того, що із вольфраму будуть виготовлятися також приймальні диверторні пластини. Особливою вимогою, що пред'являється до вольфраму, який використовується у ІТЕРі, - висока теплопровідність нормально до поверхні [1], яка досягається спеціальною механічною обробкою металу. У результаті такої обробки більша частина зерен ІТЕР-grade вольфраму компанії A.L.M.T. Corp. (Японія) має розміри 1-3 мкм вздовж поверхні та приблизно 5 мкм перпендикулярно поверхні [2]. Характеристики структури вольфраму інших виробників відрізняються, в основному, тільки розмірами зерен. Наприклад, розміри зерен ІТЕР-grade вольфраму, що виготовляється компанією Plansee AG (Австрія) 20-30 мкм [3].

В ІТЕРі всі звернені до плазми поверхні будуть підпадати під дію електромагнітного випромінювання та потоків нейтронів й атомів перезарядки із широким енергетичним розподілом. Одночасна дія різних видів випромінювань може призвести до ефектів, що відмінні від тих, які характерні для одного типу випромінювання. Імітація нейтронної дії здійснювалась попереднім опромінюванням вольфрамових зразків іонами вольфраму з енергією 20 МеВ. Метою цієї роботи є дослідження змін характеристик вихідної дзеркальної поверхні зразків ІТЕР-grade вольфраму при тривалому розпорошенні (імітація розпорошення атомами перезарядки) та порівняння цих характеристик для зразків опромінених та ні прискореними іонами вольфраму. Застосовувались оптичні методи досліджень поверхні та ряд структурних методів визначення характеристик поверхні. Найбільш ретельні дослідження були проведені зі зразками ІТЕР-grade вольфраму компанії A.L.M.T. Corp.

Дослідження структури поверхні після довготривалого розпорошення дзеркал дало можливість виявити, що технологія підготовки ІТЕР-grade вольфраму призводить до групування зерен із близькою орієнтацією у конгломерати, розміри яких суттєво перевищують розміри зерен, із яких складається матеріал. Результати експериментів показують, що сукупна дія нейтронного опромінювання на рівні, характерному для ІТЕРа (3 сна) та атомів перезарядки не повинна суттєво впливати ні на швидкість розпорошування, ні на характер рельєфу, що розвивається при ерозії поверхні.

1. Report G 74 MA 10 01-07-11 W 0.2, part 2.2 Tungsten.
2. V.Kh. Alimov, B. Tyburska-Pьschel, Y. Hatano et al. J. Nucl. Mater. **420** (2012) 370–373.
3. O.V. Ogorodnikova, T. Schwarz-Selinger, K. Sugiyama, V. Kh. Alimov. J. Appl. Phys. **109** (2011) 013309.

РІВНЯННЯ ДЛЯ ГЕОДЕЗИЧНОЇ АКУСТИЧНОЇ МОДИ В ТОКАМАКАХ З ВИСОКИМ ТИСКОМ ПЛАЗМИ ТА ЕНЕРГІЙНИМИ ЙОНАМИ

Я.І. Колесниченко, Б.С. Лепявко, В.В. Луценко
Інститут ядерних досліджень НАНУ

Нестійкості плазми, пов'язані зі збудженням $n=0$ -моди (n – тороїдальне хвильове число) – так званої «геодезичної акустичної моди» (ГАМ) – енергійними йонами, спостерігалися як на токамаках, так і на стелараторах. Пояснення було запропоновано в роботі [1], де було розглянуто експеримент на токамаці DIII-D, в якому нестійкість збуджувалася при інжекції пучків енергійних частинок, причому частота коливань була значно меншою від ГАМ-частоти [2]. Зокрема, було показано, що зміна частоти в DIII-D відбувалася за рахунок внеску енергійних йонів у дисперсійне рівняння, тобто спостерігалася «ГАМ-мода енергійних частинок», ЕГАМ.

Слід зазначити, що у згаданому експерименті параметр β (β – відношення тиску плазми до тиск магнітного поля) був дуже низьким, приблизно 0.4 %, у центрі плазми. Питання про ГАМ-нестійкість у плазмі з більш високим β , тобто у плазмі, яка являє інтерес для термоядерної проблеми, до цього часу не вивчалася. Це зумовило виконання даної роботи.

Враховавши результати роботи [3], де було показано, що властивості ГАМ-континуума, а також альфвенового континуума, значно змінюються при збільшенні добутку βq^2 (q – коефіцієнт безпеки токамака), було розглянуто дестабілізацію ГАМ-моди у плазмі з високим тиском ($\beta q^2 \leq 1$) пролітними енергійними йонами. Аналітичні розрахунки було проведено для вузьконаправленого пучка, що відповідає умовам експериментів, де спостерігалась ЕГАМ. Врахування наявності швидких йонів зумовило появу в отриманих рівняннях континуумів нових доданків, які можуть мати значний вплив на стійкість та поведінку плазми. Виведення цих рівнянь становить першочерговий інтерес даної доповіді. Також цікавим є аналіз отриманих рівнянь для ЕГАМ-континуумів: розглянуто як випадок відносно малого тиску енергійних йонів, коли $\beta_h \ll \beta$ (β_h – відношення тиску енергійних йонів до тиску магнітного поля), так і випадок з $\beta_h \sim \beta$. У першому випадку аналіз проведено аналітично за допомогою методу теорії збурень. Вивчення другого випадку, тобто ЕГАМ нестійкості, проведено числовим методом.

1. H.L. Berk, T. Zhou Nucl. Fusion 50 (2010) P. 035007.
2. R. Nazikian *et al.* Phys. Rev. Lett. 101, (2008) P. 185001.
3. O.P. Fesenyuk Ya.I. Kolesnichenko, Yu.V. Yakovenko, Plasma Phys. Control. Fusion 54 (2012) P. 085014.

САМОУЗГОДЖЕНЕ МОДЕЛЮВАННЯ НАКОПИЧЕННЯ ПЛАЗМИ ЗА ДОПОМОГОЮ ВИСОКОЧАСТОТНОГО НАГРІВУ

В.Є. Моїсеєнко¹, Ю.С. Кулик¹, А.І. Лисойван²

¹ Інститут фізики плазми, Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”, 61108 Харків, Україна

² Лабораторія фізики плазми - КВА, Асоціація ЄВРОАТОМ-Бельгія, 1000 Брюссель, Бельгія

В установках стелараторного типу нарівні з електронно-циклотронним методом практикується створення плазми в іонно-циклотронному діапазоні частот. В даній роботі представлено самоузгоджену модель високочастотного (ВЧ) створення плазми в стелараторах. Модель включає в себе систему рівнянь балансу частинок та енергії, та крайову задачу для рівнянь Максвелла. В балансі енергії електронів враховано притік потужності за рахунок ВЧ нагріву, втрати енергії на збудження та іонізацію атомів електронним ударом, обмін енергії з іонами за рахунок кулонівських зіткнень, а також втрати енергії за рахунок теплопровідності плазми. Баланс заряджених частинок включає в себе притік частинок за рахунок іонізації та втрати їх в результаті дифузії. В моделі припускається, що нейтральний газ рівномірно розподілений в об'ємі вакуумної камери, включаючи плазмовий шнур. Крім плазми всередині об'єму утримання ВЧ поле створює плазму за його межами. Втрати заряджених частинок в цій області мають не дифузійний, а конвективний характер через те, що частинки плазми виходять на стінки камери вздовж силових ліній магнітного поля. Цей процес враховано в моделі в тау-наближенні. ВЧ потужність розраховується шляхом розв'язання крайової задачі для рівнянь Максвелла. В якості механізму дисипації енергії ВЧ поля враховано поглинання за рахунок зіткнень та загасання Ландау. Рівняння Максвелла розв'язуються в кожен момент часу для поточних профілів густини плазми та температури. Величина локальної ВЧ потужності, що надходить до електронного компонента плазми, розраховується також в кожен момент часу і використовується в рівнянні балансу енергії. Ця величина впливає на температуру електронів та, як наслідок, на локальну швидкість іонізації, яка визначає еволюцію густини плазми. Моделлю плазмового шнура стеларатора є плазмовий циліндр з ідентичними краями. Плазма вважається азимутально-симетричною та розподілена однорідно вздовж плазмового шнура. Для розв'язання системи рівнянь балансу використовується метод Кранка-Ніколсона. Рівняння Максвелла розв'язуються в одномірному наближенні за допомогою розкладення в ряд Фур'є по азимутальній та поздовжній координатам.

Представлені результати числових розрахунків з ВЧ створення плазми в стелараторі Ураган-2М за допомогою даної моделі з використанням чотиринапіввиткової антени. Розрахунки показали, що за допомогою цієї антени можливо підвищити густину плазми на порядок величини. При цьому початкова густина плазми повинна бути не нижчою за певне порогове значення, нижче якого процес створення плазми зупиняється. В представлених розрахунках це значення дорівнює $n_{e0} = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Якщо ж початкова густина є вищою за порогове значення, нейтральний газ вигоряє повністю та формується центрований гостроконечний профіль густини плазми.

ВИКОРИСТАННЯ ТРЬОХНАПІВВИТКОВОЇ АНТЕНИ У ТОРСАТРОНІ УРАГАН-3М

А.В. Лозін, В.Е. Моїсеєнко, Л.И. Григор'єва, М.М. Козуля, А.Ю. Красюк, А.Е. Кулага, Е.Д. Крамський, С.М. Мазніченко, Ю.К. Миронов, Р.О. Павліченко, Н.В. Заманов, В.С. Романов, В.Я. Чернищенко, В.В. Чечкін, и команда торсатрона «Ураган-3М»

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»,
вул.Академічна 1, Харків, Україна*

Трьохнапіввиткова (ТНВ) антена використовується у торсатроні «Ураган-3М» для альвенівського нагрівання плазми, створеної передуючим імпульсом рамкової антени. Особливістю даного режиму антени є робота за низького початкового тиску нейтрального газу $\sim 3\text{-}5 \cdot 10^{-6}$ Торр. Густина плазми зростає протягом всього імпульсу і може досягати 10^{13} см⁻³. Нагріваються переважно електрони плазми, а їх температура перевищує 100 еВ.

ВЧ потужність підводиться до антени керованим способом (трьома східцями) с метою оптимізації початку розряду і зменшення напруги на антені на початковій стадії, коли ввідний електричний опір, що вноситься плазмою до антени, малий. Але програмовані східці не гарантують відтворюваної від імпульсу до імпульсу генерації плазми (нейтральний газ не пробивається в 3% випадків). Більш того час початку розряду (Δt) довільно змінюється у межах 3-7 мс, що затруднює відтворення стаціонарного режиму. ТНВ антена не створює щільної плазми у стандартному режимі «Ураган-3М» (тороїдальне магнітне поле ≈ 0.72 Тл, ВЧ нагрів з частотою 8.6 МГц), але плазма низької густини $\approx 10^{10}$ см⁻³ створюється достатньо стабільно. Цей ефект можна пояснити генерацією повільних хвиль, що збуджуються за електростатичним механізмом. Експерименти показують, що така плазма цілком підходить у якості початкової для подальшої стабільної генерації густої плазми рамковою антеною.

Зменшення магнітного поля зменшує критичну густину, починаючи з котрої Альвенівський резонанс з'являється в плазмовому шнурі. Як тільки це значення стає менше щільності плазми, що створюється повільною хвилею, з'являється можливість створювати плазму в режимі естафети альвенівських резонансів [1]. Експериментально показано, що імпульс ТНВ антени створює високотемпературну плазму в магнітному полі менше 0.7 Тл без передіонізації, а затримка початку розряду зменшується із зменшенням магнітного поля.

Одночасна робота рамкової та ТНВ антени забезпечує густу високотемпературну плазму протягом всього імпульсу в магнітному полі 6.8 Тл. Роль ТНВ антени полягає в створенні початкової плазми і в підтримці розряду сумісно з рамковою антеною і після її відключення.

Література:

1. U.G. Zalesky, P.I. Kurilko, N.I. Nazarov, V.V. Plusnin, O.M. Shvets.//Research of initial stage of HF plasma creation in torsatron "Uragam"-3.-Plasma Physics, 1989, v.15, issue 12, p.1424-1429

ПОВЕДІНКА ЕЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ (ЕЦВ) ВІД ОПТИЧНО ТОНКОЇ ПЛАЗМИ ПРИ РІЗНИХ СЦЕНАРІЯХ ЇЇ НАГРІВУ НА ТОРСАТРОНІ УРАГАН-3М.

Заманов М.В., Павліченко Р.О., Кулага А.Є., Третяк К.К.

ІФП ННЦ ХФТІ

Плазма з середньою густиною до кількох одиниць 10^{12}см^{-3} створюється ВЧ полями і нагрівається в режимі багатомодового альфвенівського резонансу ($\omega \leq 0.8\omega_{ci}$).

Проста оцінка вимірних спектрів ЕЦВ, що використовується на більшості токамаків та стелараторів показує, що для достовірності даних для перетворення отриманої інтенсивності випромінювання у відповідну температуру, плазма повинна бути «оптично товстою» на більшості плазмового радіусу. За даними супергетеродинного радіометра з декількома фіксованими частотами для другої гармоніки для надзвичайної хвилі було здійснене вимірювання профілю електронної температури, оцінка якого була проведена в рамках низки досліджень динаміки ВЧ розряду з проходженням L- і H-подібних станів в торсатроні «Ураган-3М». Було показано, що такий режим утримання плазми, із зниженою величиною турбулентного потоку частинок, може бути перспективним. Але за умов експерименту на торсатроні Ураган-3М, коли густина електронів не перевищує $3 - 4 \times 10^{12}\text{см}^{-3}$ плазма стає «оптично тонкою», та вносить вагому похибку до виміру температури електронів. Для уникнення цього була запропонована нова методика щодо інтерпретації та аналізу даних надвисокочастотної радіометрії. Перетворення даних температури випромінювання було здійснено за умов моделювання профілю густини електронів та локального значення оптичної товщини плазми. Застосована процедура перетворення ігнорує багаторазові відбиття від стінок вакуумної камери але досить повно та із малою похибкою дає можливість отримати результати для профілю температури.

Одночасне вимірювання інтенсивності випромінювання другої і третьої гармонік дає змогу оцінити вид профілю густини електронів. Частоти приймачів другої (31-37 ГГц) і третьої (57-75 ГГц) гармонік були обрані такими, щоб випромінювання приймалося від тієї ж радіальної позиції в безпосередній близькості від центру плазми. У відсутності діагностики профілю щільності електронів (томсонівське розсіювання, багатоканальна інтерферометрія та рефлектометрія) таке порівняння із вимірюванням середньої густини за допомогою 2 мм інтерферометра може бути використане як швидкий і простий засіб моніторингу зміни гостровершності профілю густини електронів.

У рамках вивчення процесів, що спричиняють вихід жорсткого рентгенівського випромінювання на фронтах імпульсу магнітного поля, була зафіксована присутність потоку прискорених (надтеплових) електронів у об'ємі утримання. Під час цих експериментів, спостерігався надзвичайно високий рівень електронного циклотронного випромінювання для третьої гармоніки після припинення імпульсу нагріву.

СТИМУЛЮВАННЯ ВИСОКОЧАСТОТНОГО ПРОБОЮ ГАЗУ В ТОРСАТРОНІ УРАГАН-3М ЗА ДОПОМОГОЮ УТЕКЛИХ ЕЛЕКТРОНІВ

Ситников Д.А., Тарасов І.К., Пашнев В.К., Тарасов М.І., Гаркуша І.Е., Григорьєва Л.І., Заманов М.В., Козуля М.М., Коровін В.Б., Кулага А.Є., Лозін О. В, Міронов Ю.К., Моїсеєнко В.Е., Павліченко Р.О., Романов В.С., Славний А.С., Солодовченко С.І., Цибенко С.А., Чечкін В.В., Штань А.Ф

*Інститут Фізики Плазми, ННЦ «Харківський Фізико-Технічний Інститут»
Харків, Україна*

У даній роботі представлені результати експериментів, присвячених оптимізації пробою газу на торсатроні Ураган-3М. В рамках експериментальних робіт по утриманню і нагріванню плазми в торсатроні Ураган-3М використовується методи ВЧ-нагріву на частоті близькій до іонного-циклотронному резонансу. Як показали попередні експерименти, такий метод створення пробою в газі не є достатньо надійним. В рамках наших робіт для стабілізації пробою використовувалася попередня інжекція в камеру установки НВЧ-потужності на частоті електронного-циклотронного резонансу. На відміну від основного імпульсу ВЧ-нагріву, додаткова НВЧ-потужність вводилася в об'єм утримання в умовах інтенсивної варіації напруженості утримуючого магнітного поля в інтервалі часу, що відповідає початковому фронту імпульсу магнітного поля. Як показали попередні дослідження, саме на цій стадії в камері торсатрону виникають потоки прискорених заряджених частинок і, зокрема, так званих «утеклих» електронів. Раніше неодноразово вказувалося на те, що причиною появи високоенергетичних частинок в обсязі утримання є вихрове електричне поле, що виникає внаслідок варіації інтенсивності магнітного поля у часі. Зокрема, згідно [1] зміна пологої складової магнітного поля, що відповідає передньому фронту імпульсу утримуючого поля, призводить до виникнення напруги на обході яка дорівнює приблизно 0.25 В. Це, з урахуванням тривалості фронту (близько 1000 мс), може призвести до формування потоків «утеклих» електронів.

Описані вище припущення знайшли експериментальне підтвердження і лягли в основу ідеї стимуляції пробою за допомогою введення додаткової НВЧ потужності. У нашому випадку введення додаткової потужності в період активного формування потоків слабозіткнених прискорених частинок в обсязі утримання плазми значним чином посилює вищевказаний потік, який існує протягом всього імпульсу магнітного поля, і при взаємодії з ВЧ полем антени представляє собою джерело первинної плазми для пробою.

Дана робота містить результати комплексного експериментального дослідження взаємодії потоку «утеклих» електронів в торсатроні У-3М з електромагнітним полем ВЧ-імпульсу. Це дозволяє не тільки описати головні його закономірності, а й представити рекомендації щодо використання потоків прискорених частинок, що цілком самостійно формуються в торсатроні з метою стимуляції ВЧ-пробою. Отримані результати ще раз підтверджують можливість пробою газу тікають електронами [2].

1. Тарасов М.І. Потоки заряджених частинок в плазмі та їх флуктуації в лінійних і тороїдальних магнітних конфігураціях: Дисертація кандидата фізико-математичних наук 01.04.08 - Харків 2012 - 140 с.

2. A.V.Gurevich, G.M. Milikh, R. Roussel-Dupre, Ruavay electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm, Physics Letters A 165 (1992) 463-468.

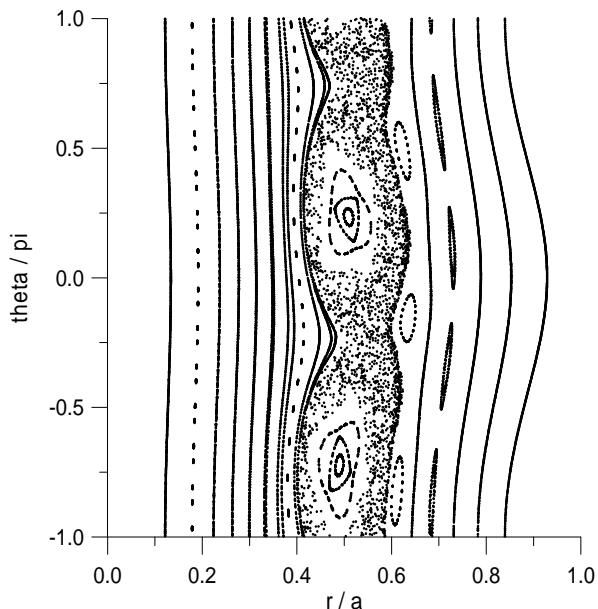
ДОСЛІДЖЕННЯ СТОХАСТИЗАЦІЇ РУХУ ЧАСТИНОК У ТОКАМАКАХ ІЗ ГВІНТОВИМ ЗБУРЕННЯМ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

О. С. Бурдо, Я. І. Колесниченко, М. Г. Тищенко, Ю. В. Яковенко
Інститут ядерних досліджень НАН України

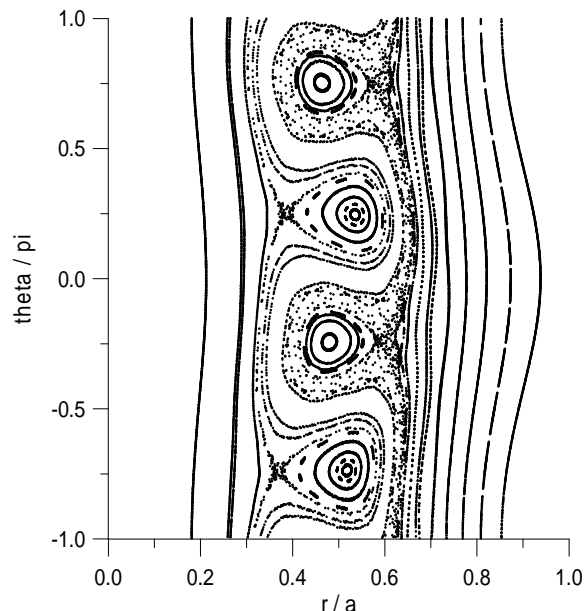
Стационарні гвинтові збурення магнітного поля токамака (магнітні острови) можуть приводити до посиленого перенесення частинок та енергії плазми. Зокрема, рух швидких йонів завдяки дрейфу може ставати стохастичним у широкій просторовій області, навіть якщо магнітне поле в околі островів залишається переважно регулярним, що може вести до втрат цих йонів [1].

Ця робота ставить собі за мету вивчити вплив стаціонарних магнітних збурень на перенесення як швидких, так і теплових йонів у конфігураціях з додатним широм магнітного поля або зі зміною його знаку (немонотонним профілем коефіцієнту запасу стійкості $q(r)$). Стохастизація руху частинок вивчається числовими методами (зокрема, за допомогою гамільтонового коду ORBIT [2]).

Знайдено, що навіть дуже слабкі дрейфові ефекти можуть хаотизувати рух заряджених частинок, коли ширина острова стає порівнянною з відстанню до сусідніх резонансів (але набагато меншою за розмір плазми); за певних умов стохастичність може спостерігатися навіть для частинок у термічному діапазоні енергій. Крім взаємодії з сателітними резонансами [1], важливу роль у стохастизації відіграє перекриття островів вторинних резонансів. При оберненні магнітного ширину може виникати ширша стохастична зона, оскільки в цьому випадку вона утворюється навкруги широкого дублетного ланцюга магнітних островів.



Карта Пуанкаре руху частинок з енергією 100 еВ у полі магнітного збурення з модовими числами $m=2$, $n=1$ при монотонному профілі $q(r)$.



Те саме, що й на лівому малюнку, при немонотонному профілі $q(r)$.

References

- [1] H. E. Mynick, Phys. Fluids B **5** (1993) 1471.
- [2] R. B. White and M. S. Chance, Phys. Fluids **27** (1984) 2455.

ВПЛИВ ЕВОЛЮЦІЇ ФУНКЦІЇ РОЗПОДІЛУ ЙОНІВ ІНЖЕКЦІЇ НА ПОВЕДІНКУ ТАЕ МОД В ТОКАМАКАХ-РЕАКТОРАХ

В.Голобородько¹, С.Шарапов², К.Шопф³, В.Яворський¹

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, м.Київ, Україна

²Калемський центр з термоядерної енергії, м.Калем, Англія

³Інститут теоретичної фізики Іннсбрукського Університету, м.Іннсбрук, Австрія

Анотація

В термоядерних токамаках-реакторах, що будуються, (ITER), або проектуються, (DEMO), передбачається наявність значної популяції заряджених продуктів реакцій синтезу, насамперед альфа частинок. Аналіз експериментальних даних з токамаків-реакторів TFTR [1], JET [2] та ін. свідчить, що високоенергійні термоядерні альфа частинки можуть збуджувати власні тороїдальні Альфвенівські моди (ТАЕ), які можуть призводити до просторового перерозподілу та підсилення радіального переносу йонів в плазмі. Умови генерації та поведінка ТАЕ мод залежать як від розподілу швидких йонів, так і від механізмів затухання мод. Одним з істотних механізмів затухання ТАЕ мод є затухання Ландау на інжектованих йонах. Ефективність такого затухання залежить від неоднорідності функції розподілу інжектованих йонів в фазовому просторі. Суттєвою, в сучасних токамаках-реакторах, є, також, залежність від часу параметрів плазми впродовж періоду інжекції йонів. В даній роботі досліджується можливість проведення DT експериментів на токамаці-реакторі JET, що були б подібні до розрядів в токамаці ITER, по збудженню ТАЕ мод термоядерними альфа частинками. Метою таких експериментів має бути мінімізація затухання мод обумовленого просторово-швидкісними розподілами інжектованих йонів для дослідження еволюції ТАЕ. В доповіді представлено результати проведених чисельних розрахунків функції розподілу інжектованих йонів дейтерію та тритію з урахуванням реальних експериментальних параметрів на токамаці-реакторі JET та їх часової залежності. Продемонстрована придатність розрахованої функції розподілу йонів інжекції для обрахування декременту затухання ТАЕ мод.

[1] G.Y.Fu, C.Z.Cheng, R.Budnz et al., Analysis of alpha particle driven toroidal Alfvén eigenmodes in Tokamak Fusion Test Reactor deuterium-tritium experiments, Phys. Plasmas 3, 4036 (1996).

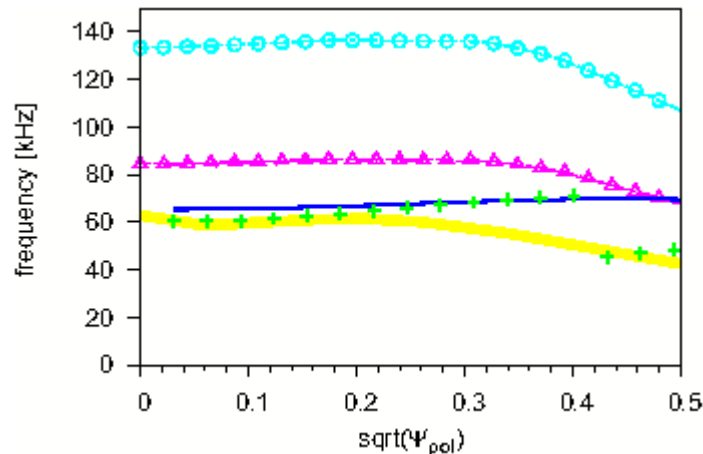
[2] S.E.Sharapov, D.Borba, A.Fasoli et al., Stability of alpha particle driven Alfvén eigenmodes in high performance JET DT plasmas, Nucl. Fusion, Vol. 39, No. 3, 373.

ВПЛИВ ЕЛІПТИЧНОСТІ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕРІЗУ ПЛАЗМИ НА ЧАСТОТУ ГЕОДЕЗИЧНОЇ АКУСТИЧНОЇ МОДИ ТА ЧАСТОТИ АЛЬФВЕНОВИХ МОД

О. П. Фесенюк, Я. І. Колесниченко, Ю. В. Яковенко

Інститут ядерних досліджень, пр. Науки 47, Київ, 03680

Ця робота узагальнює попередні результати [О. Р. Fesenyuk *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 085014 (2012)] на випадок плазми з видовженим поперечним перерізом. В роботі запропоновано нові вирази для частот геодезичної акустичної моди (ГАМ) та альфвенових щілинних мод у токамаках з великим відношенням тиску плазми до тиску магнітного поля і великим коефіцієнтом безпеки ($q \gg 1$, що має місце у розрядах з конфігурацією оберненого ширу і, особливо, у розрядах з порожниною струму).



ГАМ-частота у різних наближеннях у сферичному токамаці типу NSTX: (i) за формулою Вінсора (блакитні кружечки), (ii) за формулою Вінсора, узагальненою на випадок еліптичного перерізу плазми (рожеві трикутники), (iii) за формулою, отриманою в роботі (суцільна синя лінія), (iv) порахована числовим шляхом з врахуванням альфвенових гармонік з $m_{max}=4$ (зелені хрестики), (v) порахована кодом NOVA-K в роботі [M. Podestà *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 122501 (2010)] (жовта суцільна лінія).

ДЕЯКІ ОСОБЛИВОСТІ ВИСОКОЧАСТОТНОГО НАГРІВАННЯ ПЛАЗМИ В ТОРСАТРОНІ УРАГАН-ЗМ

Д.Л. Греков, В.В.Немов та К.К.Третьяк

Інститут фізики плазми, ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут”,
Харків, Україна

Анотація

В торсатроні “Ураган-ЗМ” плазма утримується гвинтовим магнітним полем, що утворюється струмами в гвинтових провідниках та компенсаційних катушках. В стандартному режимі тороїдальне магнітне поле має величину 7 кГ на геометричній вісі. Плазма утворюється та нагрівається високочастотними полями з частотою 8.2 МГц \pm 0.4 МГц. Конфігурація магнітних поверхонь та поверхонь постійного модулю магнітного поля є тривимірною та вельми складною. Це суттєво ускладнює інтерпретацію результатів вимірювань. Також порозуміння процесів поширення та поглинання електромагнітних хвиль в такій геометрії не є простою справою. В роботі за допомогою числового коду, що обчислює магнітне поле за законом Біо-Савара, побудовано магнітні поверхні та поверхні постійного модулю магнітного поля в торсатроні Ураган-ЗМ. Знайдено розташування поверхонь іонного циклотронного резонансу (див. Рис. 1). Обчислено полоїдальні та тороїдальні спектри рамкової антени, за допомогою якої ВЧ потужність постачається до плазми. Також знайдено розташування локальних альфвенівських резонансів. Це дозволило зробити ще крок в порозумінні фізики ВЧ нагрівання плазми в торсатроні Ураган-ЗМ.

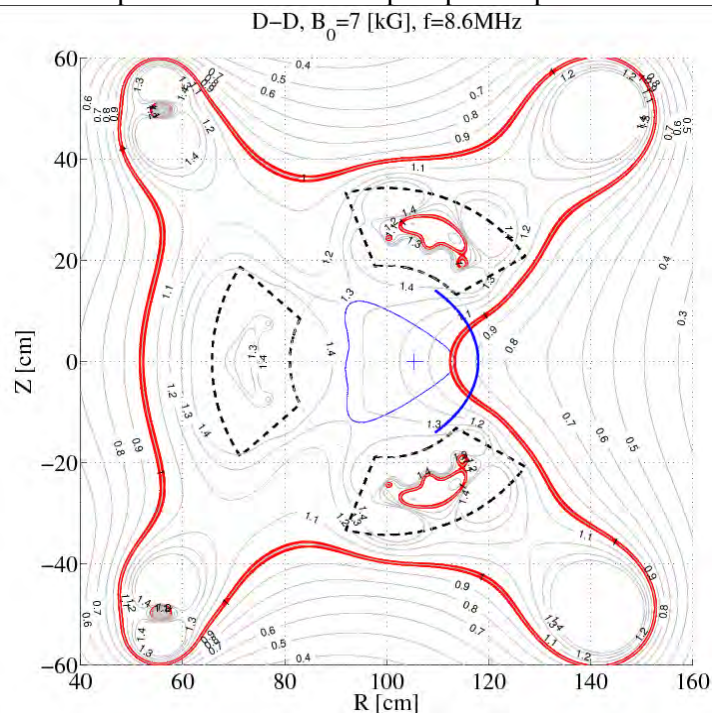


Рис. 1. Розташування іонного циклотронного резонансу в перерізі Д-Д торсатрону Ураган-ЗМ. Переривчасті лінії – гвинтові провідники. Трикутник в центрі – область утримання плазми. Антена схематично зображена дугою.

ЕНЕГРЕТИЧНІ ВИТРАТИ НА ІОНІЗАЦІЮ МОЛЕКУЛИ ВОДИ ЕЛЕКТРОННИМ УДАРОМ У СЛАБКОІОНІЗОВАНІЙ ПЛАЗМІ

Ю.В. Ковтун

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАНУ
Академічна, 1, Харків, 61108, Україна
E-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua*

Дослідження фізичних і хімічних процесів, що відбуваються у воді, в різному її агрегатному стані, при взаємодії з частинками представляє інтерес у широких колах фізичних і прикладних завдань. Одним з таких напрямів є дослідження електричних розрядів в рідині і над її поверхнею, що викликає значний інтерес у фізиці низькотемпературної плазми і її прикладних технологіях [1]. Не дивлячись на більш ніж вікову історію досліджень електричного розряду в рідині сучасні дослідження характеризуються великою різноманітністю експериментальних пристроїв і широким діапазоном початкових експериментальних умов [2,3]. При розробці будь-якої технології з використанням електричних розрядів в рідині і над її поверхнею важливим є визначення основних каналів енерговитрат і, відповідно, сумарних енерговитрат. Одним з цих каналів є енергетичні витрати на іонізацію електронним ударом або так звана ціна іонізація. Під ціною іонізації електронним ударом зазвичай розуміють деяке середнє значення енергії, що витрачається електроном на утворення іон-електронної пари в речовині.

Представляє інтерес проведення розрахунків ціни іонізації молекули води електронним ударом в слабкоіонізованій плазмі, тим паче, що такі розрахунки в літературних джерелах відсутні. Дана робота є продовженням початих раніше досліджень [3].

Для розрахунку ціни іонізації молекули води моноенергетичним пучком була використана модель на основі наближення безперервного уповільнення (*CSDA*) [4]. При цьому розглядається проходження моноенергетичного потоку (пучка) електронів в середовищі, енергія яких витрачається по декількох каналах: у пружних і непружних зіткненнях з молекулою, кулонівських зіткненнях електронів з іонами, а також як частковий залишок енергії у вибитого з молекули електрона в процесі іонізації (дисоціативній іонізації). По суті справи розглядається повна втрата енергії моноенергетичного електронного потоку (пучка) в середовищі в результаті виникнення іонізаційних каскадів. Використання даного підходу цілком виправдане, коли основний внесок в іонізацію середовища вносить потік (пучок) первинних електронів.

Розрахунки були виконані для діапазону енергії первинних електронів 15 – 1000 eV і ступеня іонізації плазموутворюючого середовища (води) від 0 до 0,1. Отримані залежності ціни іонізації від ступеня іонізації показали, що ціна іонізації росте із збільшенням ступеня іонізації. Це говорить про значний внесок у величину ціни іонізації втрат енергії електронів в кулонівських зіткненнях.

1. Samukawa S., Hori M., Rauf S. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2012. - Vol. 45, № 25 p. 253001 (37pp).
2. Bruggeman P., Leys C. // J. Phys. D. – 2009. – Vol. 42, № 5. – P. 053001 (28pp).
3. Скибенко Е.И., Ковтун Ю.В., Скибенко А.И., Юферов В.Б. // ЖТФ. - 2012. - Т. 82, № 2. - С. 31-34.
4. Khare S.P. // J. Phys. B. - 1970 - Vol. 3, №7 p. 971-975.

УКХ ЧИСТКА В СТЕЛАРАТОРІ УРАГАН-2М

В.Є. Моїсеєнко¹, В.В. Чечкін¹, Л.І. Грігор'єва¹, О.В. Щебетун¹, Є.Д. Крамскої¹,
В.Б. Коровін¹, М.М. Козуля¹, О.В. Лозін¹, А.І. Лисойван², В.Я. Чернишенко¹,
Г.П. Глазунов¹, А.Н. Шаповал¹, А.Ф. Штань¹, С.І. Солодовченко¹, В.С. Войценья¹,
І.Є. Гаркуша¹.

¹ - Інститут фізики плазми ННЦ ХФТІ, 61108 Харків.

² - Лабораторія фізики плазми, Брюссель, Бельгія.

В стелараторі Ураган-2М застосований режим очищення стінок вакуумної камери ультракороткохвильовим (УКХ) розрядом з атомами водню. Він утворюється високочастотним (ВЧ) випромінюванням на частотах ~ 140 МГц, т.п. більш високих, ніж звичайно використовуються при іонно-циклотронному нагріві плазми.

Спеціально для реалізації цього режиму очищення була розроблена антена з малими розмірами. Вона призначена для збудження повільної хвилі, енергія якої передається електронам, що створюють атоми водню при зіткненні з молекулами нейтрального водню.

Було проведено математичне моделювання збудження повільної хвилі. Воно показало як наявність декількох резонансів так і наявність зони їх перекриття, що надає можливість для збудження повільної хвилі.

Чистка має хімічний характер завдяки атомам водню, які утворюються в радіочастотному (RF) розряді частково іонізованої плазми, при малому ступені іонізації. Вони мають енергії Франка-Кондона приблизно у 3eV . Якщо температура електронів у розряді нижче порога іонізації $4\text{--}10\text{eV}$, то інтенсивність дисоціації стає вище інтенсивності іонізації, і один електрон утворює декілька нейтральних атомів за час свого життя у плазмовому шнурі.

Вимірювання Ленгмюровським зондом дають значення радіальних профілів густини плазми і температури електронів. Розряд має об'ємний характер: плазма займає весь об'єм утримання і навіть виходить з нього на краю. Характерне значення густини плазми $n_e \sim 10^{10}\text{cm}^{-3}$, температура електронів змінюється у діапазоні $T_e = 3 \div 10\text{eV}$. Такі характеристики розряду прийнятні для очищення стінок камери у середовищі водню. Значення температури зондових вимірювань відповідні результатам оптичної діагностики.

В експерименті характеристики розряду досліджені як функції утримуючого магнітного поля і тиску газу. Вони не мають різких залежностей від тиску нейтрального газу та від величини тороїдального магнітного поля.

Мас-спектрометричні вимірювання залишкового газу показали значне зниження парціальних тисків у ході експерименту, що свідчить про ефективність даного методу очищення камери.

ГЕОДЕЗИЧНА АКУСТИЧНА МОДА В ТОКАМАКАХ З ЕНЕРГІЙНИМИ ЙОНАМИ

Я.І. Колесниченко, Б.С. Лепявко, В.В. Луценко
Інститут ядерних досліджень НАН України

Геодезична акустична мода (ГАМ) – низькочастотні звукоподібні коливання у тороїдній плазмі, які є симетричними відносно головної осі тору (тороїдальне хвильове число $n = 0$) [1]. При таких коливаннях звичайна причина збудження низькочастотних нестійкостей – просторова неоднорідність розподілу частинок, а точніше, залежність функції розподілу частинок (F) від їх канонічного кутового моменту (P_ϕ) – не впливає на стійкість, тому ГАМ збуджується або енергійними йонами з інверсним енергетичним розподілом [$\partial F(\varepsilon, \mu, P_\phi) / \partial \varepsilon > 0$, де ε та μ – енергія та магнітний момент частинок, відповідно] або мікротурбулентністю плазми. Слід відзначити, що у переважній більшості публікацій використано локальне наближення, що дає лише континуумну частоту. Крім того, переважна більшість робіт стосується плазми з дуже низьким β (β – відношення тиску плазми до тиску магнітного поля).

Використовуючи рівняння, що описують ГАМ-коливання у плазмі з енергійними йонами [2], показано, що β -зачеплення (зачеплення Фур'є гармонік збурення внаслідок скінченного β) дозволяє вирішити питання про формування радіальної структури цих мод (механізм, відмінний від запропонованого у [3]). Зроблено висновок, що умови існування ГАМ-нестійкості у плазмі з енергійними йонами є найсприятливішими у випадку counter-інжекції енергійних йонів з пітч-кутами $\chi^2 < 0.6$ та великому відношенні ларморівського радіусу до характерної довжини неоднорідності розподілу цих йонів. Створено числовий код, який розв'язує рівняння для ГАМ-коливань у плазмі з енергійними йонами. Проведено конкретні розрахунки й знайдено власні ГАМ-коливання у токамаках з немонотонним профілем коефіцієнту безпеки токамаку $[q(r)]$. Показано, що навіть при монотонному профілю коефіцієнту безпеки ГАМ-континуум може мати екстремум, а отже, є можливими власні ГАМ-коливання.

Література

- [1] N. Winsor, J. L. Johnson, J. M. Dawson, Phys. Fluids **11**, 2448 (1968).
- [2] Я.І. Колесниченко, Б.С. Лепявко, В.В. Луценко «Рівняння для геодезичної акустичної моди в токамаках з високим тиском плазми та енергійними йонами», доповідь на цій конференції.
- [3] G. Y. Fu, Phys. Rev. Lett. **101**, 185002 (2008).

СТОХАСТИЧНА ДИФУЗІЯ ЕНЕРГІЙНИХ ІОНІВ У КОНФІГУРАЦІЯХ ТИПУ WENDELSTEIN

А.В. Тихий¹

¹*Інститут ядерних досліджень НАН України, просп. Науки, 47, 03680, м. Київ*

Обчислення коефіцієнтів стохастичної дифузії у магнітних конфігураціях типу Wendelstein [1] узагальнено із застосуванням більш строгої теорії переходів через сепаратрису у 1,5-розмірних гамільтонових системах [2]. Рівняння руху ведучого центру частинки укорочено за рахунок відділення циклічної координати часу [3] з використанням комбінованого лагранжево-гамільтонового формалізму теорії збурень у неканонічних координатах [4]. Враховано стрибки адіабатичного інваріанту при перетині сепаратриси між захопленими та локально пролітними частинками та при зміні напрямку дрейфу локально пролітної частинки. Виведено наближені вирази для імовірностей переходів, коефіцієнтів дифузії та фазового перемішування у кількох модельних конфігураціях типу Wendelstein.

References

- [1] C.D. Beidler et al., Phys. Plasmas **8** (2001) 2731.
- [2] А.И. Нейштадт, Физика Плазмы **12**(8) (1986) 992.
- [3] В. И. Арнольд, *Математические методы классической механики* (М., 1979), §45.
- [4] R.G. Littlejohn, J. Math. Phys. **23**(5) (1982) 742.

Середа, 25 вересня

Усні доповіді

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ НА СТЕЛАРАТОРАХ УРАГАН 2013 РОЦІ

І.Є. Гаркуша, В.С. Войцень, В.Є. Моїсеєнко, В.В. Чечкін, В.К. Пашнєв,
В.Л. Бережний, Р.О. Павліченко і колективи У-2М та У-3М.

Інститут Фізики Плазми ННЦ ХФТІ, Академічна 1,61108, Харків.

В даній доповіді охарактеризовано загальний стан і акцентуються деякі нові результати термоядерних досліджень, що були отримані на стелараторах ІФП на протязі року.

На установці Ураган-3М проведені детальні дослідження характеристик ВЧ плазми залежно від потужності, що підводиться до антени, і тиску водню в камері стеларатора. Отримані результати дозволили оптимізувати роботу існуючої рамкової антени для наступного підвищення параметрів плазми з використанням трьох-напіввиткової антени. У цих експериментах вперше використовувалася СВЧ перед-іонізація плазми, що дозволило стабілізувати старт ВЧ розряду. Досліджено і вдосконалено ВЧ нагрів плазми помірної густини за допомогою трьох-напіввиткової антени та впроваджено три нових режими роботи цієї антени.

Виміряні спектральні і статистичні характеристики флуктуацій густини і потенціалу крайової плазми. В результаті обробки даних двох аналізаторів нейтралів перезарядки можна зробити висновок про анізотропію розподілу по енергіях іонів в об'ємі утримання плазми, тобто, поперечна «температура» є помітно вищою за поздовжню, що може бути обумовлено наявністю, окрім ВЧ нагріву електронів, також іонно-циклотронного нагріву. Порівняння інтенсивностей ліній серії Бальмера свідчить про те, що компенсація дифузійних втрат плазми в розряді здійснюється переважно за рахунок іонізації молекул водню і менше за рахунок іонізації атомів.

На цій установці детально досліджено вдосконалений метод високочастотного плазмового імпульсної очищення вакуумних поверхонь установки в низьких магнітних полях.

На торсатроні Ураган-2М завершено монтаж і попереднє тестування комплексу обладнання для діагностики плазми за допомогою пучка важких іонів. Наразі розпочато експерименти з плазмою, поступовий вихід на робочі параметри всього діагностичного комплексу та відпрацювання методів проведення вимірювань електричного поля в плазмі Ураган-2М, а саме: відпрацьовано режими роботи джерела іонів талія на струм до 200 мкА, розрахована та відпрацьована іонно-оптична система прискорювача з розміром фокусу 6 мм на відстані 3 м, відпрацьовано систему керування та систему зберігання інформації; встановлено прокалібрований аналізатор енергій вторинних іонів.

Продовжено концептуальні розробки щодо ядерно-термоядерного гібридного реактора на швидких нейтронах на основі комбінації стеларатора і відкритої пастки. Цей проект спрямований на утилізацію відпрацьованого ядерного палива та більш безпечне виробництво ядерної енергії. Проведено нейтронні розрахунки, націлені на мінімізацію нейтронних потоків, що виходять з реактора в навколишній простір, розроблено концепцію ядерного бланкета, в якому можливе відтворення тритію для потреб термоядерної частини гібриду. Модель комбінації стеларатора і відкритої пастки експериментально реалізована на Урагані-2М шляхом відключення однієї котушки тороїдального магнітного поля і проведені розрахунки магнітних поверхонь при відключенні двох котушок. У стадії підготовки перебуває експеримент щодо створення та утримання плазми в такій системі.

На Урагані-2М вивчений безперервний ультракороткохвильовий очищуючий розряд, який забезпечує значну швидкість очищення вакуумних поверхонь завдяки взаємодії атомів водню з вуглецево-водними плівками та окисами.

Продовжується робота по розвитку діагностичного комплексу стелараторів.

ГЕНЕРАЦІЯ ПОТУЖНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ В КВАЗІСТАЦІОНАРНИХ ПЛАЗМОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМАХ.

І. Є. Гаркуша, В.В. Чеботарьов, Д.Г. Соляков, Ю.В. Петров, М. С. Ладигіна, А. К. Марченко,

В.В. Стальцов, Д.В. Єлісеєв, Т.М. Чередниченко, Я.І. Моргаль

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»

(ННЦ ХФТІ) Національна академія наук України

Дослідження генерації потужних потоків плазми в квазістаціонарних плазмодинамічних системах є важливим фундаментальним завданням фізики плазми. Вперше на можливість генерації потужних квазістаціонарних прискорювальних або компресійних потоків плазми було вказано А.І. Морозовим [1]. У роботах [2,3] було проведено як теоретичний, так і чисельний аналіз течії плазми в магніто-плазмових аналогах сопла Лаваля. За допомогою рівняння Бернуллі були отримані основні закономірності течії плазми і зроблені оцінки для максимально можливих величин швидкості потоку і густини плазми в зоні стискання.

У даній роботі наведені результати експериментальних досліджень течії плазми в профільованому каналі потужного квазістаціонарного плазмового прискорювача (КСПП) та процесу формування зони компресії в плазмовому потоці, що генерується магніто-плазмовим компресором (МПК). Проведено аналіз просторових розподілів струму і потенціалу в прискорювальному каналі КСПП та електромагнітних сил в потоці, що генерується МПК.

Показано, що в каналі КСПП реалізується квазістаціонарна прискорювальна, ізомагнітна та ізобернуллієва течія плазми. Максимальна швидкість генерації потоку водневої плазми досягає величини 4×10^7 см/с при повному енергетичному вмісті потоку 0.6 МДж. Величина швидкості потоку та її залежність від часу, при цьому, близькі до теоретичної межі, що впливає з рівняння Бернуллі.

Експериментально встановлено, що поблизу зрізу електродів МПК формується зона стиснення плазми з густиною до $(2-4) \times 10^{18}$ см⁻³, яка є близькою до теоретичної межі.

1. Морозов А. И. Об ускорении плазмы магнитным полем // ЖТЭФ. – 1957.– Т. 32, № 2. – С. 305–310.
2. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Стационарные течения плазмы в магнитном поле. Вопросы теории плазмы под ред. М.А. Леонтовича, вып. 8, Москва, Атомиздат, 1974.
3. Брушлинский К.В., Морозов А.И. Расчет двумерных течений плазмы в каналах. Вопросы теории плазмы под ред. М.А. Леонтовича, вып. 8, Москва, Атомиздат, 1974.

КРАПЕЛЬНО-ПИЛОВИЙ МЕХАНІЗМ ЕРОЗІЇ ВОЛЬФРАМУ ПІД ВПЛИВОМ ПОТОКІВ ПЛАЗМИ В УМОВАХ, ЩО НАБЛИЖЕНІ ДО ITER ELM.

В.О. Махлай¹, І.Є. Гаркуша^{1,4}, М.М. Аксенов¹, Б. Базилев², М.В. Кулик¹, І. Ландман², С.В. Малихін³, Я.І. Моргаль¹, А.Т. Пугачов³, В.В. Стальцов¹, В.В. Чеботарьов¹.

¹*Інститут фізики плазми, ННЦ ХФТІ, Академічна 1, Харків.*

²*Технологічний інститут Карлсрує, Карлсрує, Німеччина.*

³*Національний Технічний університет ХПІ, Харків*

⁴*Харківський Національний університет ім. В.Н. Каразіна, Харків.*

Стійкість матеріалів, що контактуватимуть з плазмою в диверторі термоядерного реактора залишається досі однією з ключових проблем при проектуванні Міжнародного Термоядерного Експериментального Реактору (ITER). Особливості взаємодії потужної плазми з матеріалами в екстремальних умовах термоядерного реактору і механізми ерозії поверхневих шарів не можуть бути повною мірою вивчені на діючих термоядерних установках. Виходячи з цього широкий спектр пристроїв (електронні і іонні пучки, лінійні плазмові установки, плазмові прискорювачі) використовується для імітаційних досліджень перспективних матеріалів.

Експериментальне моделювання впливу перехідних навантажень на елементи дивертору ITER з близькими параметрами (густиною енергії до 2,4 МДж/м² та тривалістю імпульсу 0,25 мс), а також корпускулярним (в діапазоні від 10²³ до 10²⁷ іон/м² с) навантаженням виконано на квазістаціонарному плазмовому прискорювачі КСПІ Х-50, що є найбільшим та найпотужнішим прискорювачем у своєму класі. Особлива увага приділялась вивченню ерозії вольфраму – основного матеріалу, що контактуватиме з плазмою, в ITER та DEMO.

Проведені дослідження плазма-поверхневої взаємодії включали: вимірювання енергії, що поглинається поверхнями, вольфраму (W), вивчення процесу розбризкування крапель та розпорошення пилу з поверхонь вольфраму. Реєстрацію розльоту продуктів ерозії вольфраму виконували з допомогою високошвидкісної цифрової камери. Інформація з послідовних кадрів камера зі слідами частинок, що летять з поверхні вольфраму після кожного пострілу плазми, дозволяє обчислити їх швидкість і момент відокремлення від поверхні мішені. Після серії плазмових імпульсів вимірювали втрати маси мішеней, що опромінювались. Продукти ерозії у вигляді затверділих крапель та пилу були зібрані і досліджені з допомогою мікроскопії. Рентгенівська тензометрія використовувалась для вивчення еволюції мікроструктури опромінених мішеней.

При плазмовому впливі з тепловим навантаженням, що перевищують поріг плавлення вольфраму спостерігається розбризкування крапель та викид твердого пилу. Швидкість частинок, що відокремлюються від поверхні, досягала декількох десятків м/с. Результати стосовно динаміка крапель, що отримані в експериментах порівнювались з результатами чисельному моделюванні з допомогою коду MEMOS. Проаналізовано внесок розвитку нестійкості Кельвіна-Гельмгольца в шарі розплаву в загальну ерозію поверхні. Встановлено, що утворення пилу переважає після закінчення імпульсу плазми тобто під час охолодження матеріалу. Проведено вивчення термонапружень в вольфрамі, опроміненому плазмою. Наявність напруження є причиною відокремлення твердих частинок пилу від опроміненої поверхні.

ІНДУКЦІЙНИЙ РОЗРЯД З МАГНІТНИМ ПОЛЕМ, ЗБУДЖУВАНИЙ СИСТЕМОЮ ЛІНІЙНИХ ПРОВІДНИКІВ

В.Ф. Вірко, В.М. Слободян, Ю.В. Вірко, М.А. Белошенко, К.П. Шамрай

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Прогрес плазмових технологій потребує розвитку методів однорідної обробки поверхонь все більшої площі. Одним зі шляхів вирішення цієї проблеми є створення джерел, здатних генерувати потоки плазми, які мають значну протяжність і високу ступінь однорідності густини вздовж одного напрямку. В такій системі можна послідовно піддавати однорідній обробці об'єкти значної площі, рівномірно переміщуючи їх в перпендикулярному напрямі. Один з прототипів такої системи запропоновано в даній роботі.

Розряд генерувався в магнітному полі за допомогою індукційної антени, яка складається з двох паралельних провідників з протифазними ВЧ струмами. Провідники розміщені в окремих кварцових трубках діаметром 15 мм, рошташованих на відстані 3 см одна від одної і пропущених крізь вакуумний об'єм у верхній частині металевій розрядній камери, яка має форму куба з довжиною ребра 22 см. Таким чином, активна частина антени подібна до двопровідної лінії, провідники якої замикаються поза межами розрядного об'єму. Антена живилась від ВЧ генератора частоти 13,56 МГц і потужності до 1 кВт. Зовнішнє магнітне поле з напруженістю до 50 Гс, яке створювалось двома прямокутними котушками, було спрямоване перпендикулярно провідникам антени і мало високу ступінь однорідності в межах камери. Досліди проводились з аргонем при тиску 5 мТор.

Встановлено, що при збільшенні зовнішнього магнітного поля початкове зростання концентрації плазми змінюється її стрибкоподібним зменшенням і закінчується повним зривом розряду. Критичні магнітні поля, що відповідають цим стрибкам, зростають при збільшенні вкладеної ВЧ потужності. Така поведінка є характерною для поздовжньо обмежених геліконних розрядів і спричиняється зміною мод стоячих геліконних хвиль, які збуджуються антеною. За допомогою рухомого магнітного зонда досліджено просторовий розподіл амплітуди ВЧ хвильового магнітного поля між антеною і дном розрядної камери. Виміряні профілі відповідають стоячим геліконним хвилям, що, зокрема, підтверджується протифазністю коливань у сусідніх максимумах. Виміри розподілу іонного струму на зонд вздовж антени показали, що існують режими, в яких плазма є однорідною, з точністю в кілька процентів, на значній частині довжини камери. Одержана густина іонного струму на відстані 10 см від антени становила 20 mA/cm^2 , що відповідає концентрації плазми $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. При подальшому удосконаленні і збільшенні розмірів запропонована система може бути використана у плазмово-технологічному обладнанні для обробки поверхонь великої площі шляхом їх переміщення в напрямку, перпендикулярному до антени.

ОСОБЛИВОСТІ РОЗВ'ЯЗКУ РІВНЯННЯ БАЛАНСУ ЕНЕРГІЇ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ДУГИ

В.А. ЖОВТЯНСЬКИЙ, Ю.І. Лелюх, Я.В. Ткаченко, Ю.А. Гончарук
 Інститут газу НАН України, м. Київ

Визначальною вимогою до енергетичних технологій є високий показник енерго-ефективності. Одним із напрямків її підвищення в плазмових енерготехнологічних процесах є використання нерівноважних властивостей плазми, зокрема ефектів, обумовлених перенесенням резонансного випромінювання в каналі електричної дуги. Характер цієї нерівноважності залежить, у першу чергу, від градієнтів радіального розподілу заселення резонансних та метастабільних рівнів плазмоутворюючих атомів [1]. Відтак, необхідно якомога точніше визначати просторовий профіль параметрів плазми. Останній визначається рівнянням балансу енергії Еленбааса-Геллера, яке у випадку однотемпературного наближення та одноірної осесиметричної дуги має вигляд:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\lambda r \frac{dT}{dr} \right) + \sigma E^2 = 0,$$

де r – радіальна координата, T – температура плазми, $\lambda(T)$ – її теплопровідність і $\sigma(T)$ – електропровідність. Граничні умови: на осі – $dT/dr = 0$, а на стінці – T визначається її температурою. Напруженість електричного поля E визначається зі співвідношення:

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma(r) r dr,$$

де I – сила струму дугового розряду, R – радіус стабілізуючої стінки.

Задачу розглядаємо як і в [1] на прикладі азотної плазми, що моделює повітря, з домішкою міді, як продукту розпилення електродів. Коефіцієнти тепло- та електропровідності є нелінійними функціями температури, причому перший з них має нерегулярний характер (рис. 1,б), а саме локальні максимуми при $T = 5000$ і 15000 К. Вони зумовлені реактивною складовою – вкладом перенесення енергій дисоціації молекул азоту та іонізації частинок. Задача розв'язувалась методом продовження розв'язку по параметру. Приклади розв'язку показані на рис. 1,б (вольт-амперні характеристики для $R = 0,3$ і 1 см) та на рис. 1,в (розподіли температур для $R = 0,3$ см і $E = 22,1$ В/см). Можна зробити висновок, що задача має неоднозначний розв'язок. Наприклад, напруженості електричного поля $E = 22,1$ В/см у випадку $R = 0,3$ см може відповідати чотири значення розрядного струму: 1) $I = 5,84$ А; 2) $I = 30,0$ А; 3) $I = 54,9$ А; 4) $I = 1320$ А та, відповідно, чотири температурні профілі (рис. 1,в).

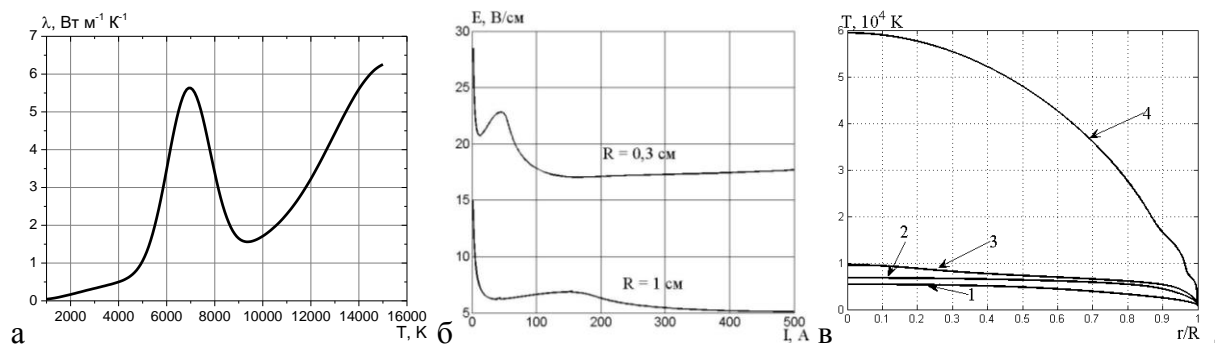


Рис. 1. Залежність теплопровідності від температури (а); вольт-амперні характеристики дуги для $R = 0,3$ і 1 см (б); радіальний розподіл температури (в)

1. В.А.Жовтянський, Ю.І. Лелюх, Я.В.Ткаченко, УФЖ, **57**, 311 (2012).

РОЗРЯД МІЖ ДВОМА ТВЕРДИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ В СУМІШІ ІНЕРТНОГО ГАЗУ ТА АЕРОЗОЛЮ РІДИНИ

Ю.П. Веремій, В.Я. Черняк, К.В. Юхименко, О.А. Недибалюк

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
радіофізичний факультет, вул. Володимирська 64/13, Київ 01601, Україна;
veremii@i.ua, chernyak_v@ukr.net*

Генерація нерівноважної плазми атмосферного тиску сьогодні є дуже важливою задачею, оскільки дозволяє підвищити ефективність плазмохімічних процесів і розширити можливість використання такої плазми в різних плазмових технологіях: з очищення та знезараження води, руйнування органічних речовин, реформування вуглеводнів (палива, полімери і т.д.), синтез нових наноматеріалів.

Серед найбільш ефективних генераторів нерівноважної плазми атмосферного тиску є системи на основі поперечних розрядів: поперечні дуги; обертові ковзаючі дуги; вторинний розряд, що підтримується плазмою поперечної дуги; розряд в газовому каналі з рідкою стінкою; розряд у зворотньо-вихровому потоці газу типу торнадо з рідким електродом. Реалізація саме плазмово-рідинних систем має ряд суттєвих переваг, зокрема, підвищення нерівноважності плазми, пасивація металевих електродів та підвищення селективності процесів.

При реалізації контакту плазма-рідина має місце суттєве падіння напруги на стовпі рідини, проте рідина в об'ємі камери під час горіння розряду значно змінює свої властивості, що призводить, з часом, до нестабільності роботи системи в цілому. Щоб зберегти можливість роботи в гетерофазній плазмовій системі з усіма її перевагами було створено систему з неперервною подачею аерозолю робочої рідини в плазмову камеру.

В аерозолі можна запобігти падінню напруги через мінімальний постійний об'єм рідини та обмежитися поверхневими процесами взаємодії з активними частинками. Внесення аерозолю спирту в зону розряду дозволяє підвищити нерівноважність плазми порівняно з розрядом в газовій та газово-рідинній системі.

Також, відомо, що металеві електроди в контакті з аерозолем вкриті плівкою рідини, а отже вдається уникнути ерозії електродів.

Отже використання розряду між двома твердими електродами в суміші інертного газу та аерозолю рідини дозволяє забезпечити стійкість та неперервність роботи установки, а також зберегти переваги роботи в гетерофазній плазмовій системі.

КІНЕТИКА ЕЛЕКТРОНІВ У МІКРОПЛАЗМОВОМУ РОЗРЯДІ ВСЕРЕДИНІ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ КОМІРКИ ПЛАЗМОВОГО ДИСПЛЕЮ ЗА НАЯВНОСТІ ДОДАТКОВОГО ЕЛЕКТРОННОГО ДЖЕРЕЛА

О.І.Кельник, О.В.Самчук

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, радіофізичний факультет, oles@univ.kiev.ua

Плазмові дисплейні панелі (PDP, [1]) є одним з найбільш поширених типів сучасних інформаційних дисплеїв. Кожен піксель такого кольорового дисплею складається з трьох комірок, що формують червоне, зелене та синє видиме світло за рахунок люменісценції. Накачування люмінофору в усіх таких комірках здійснюється ультрафіолетовими квантами, що формуються за рахунок запалювання газового розряду. Типовими для сучасних PDP є діелектричні комірки із газовою сумішшю неону (основний газ) та ксенону (від 1% до 5%). Відповідно, розряд в таких комірках має імпульсний характер. Однією з основних проблем дисплеїв такого типу є їхня мала енергетична ефективність (потужність вихідного випромінювання видимого діапазону складає порядку 1% від споживаної потужності PDP). Рядом авторів були запропоновані різні способи підвищення цієї ефективності, зокрема, зміна складу газової суміші з включенням додаткових газів; зміна форми та кількості електродів; зміна часового профілю імпульсу керуючої напруги. Нами [2] раніше був запропонований спосіб підвищення ефективності, пов'язаний із розміщенням всередині комірки додаткового джерела електронів для поліпшення умов запалювання розряду. Дану роботу присвячено розгляду функцій розподілу електронів за енергіями для різних режимів роботи такого додаткового джерела.

Було проведено комп'ютерне моделювання за допомогою розробленого нами двовимірною коду моделювання слабкоіонізованих плазмових систем методом великих частинок у комірках (PiC). В даному коді рух електронів, іонів, збуджених атомів та молекул обробляється як рух окремих великих частинок, а нейтральні атоми в основному стані вважаються нерухомим фоном. Елементарні процеси моделюються за допомогою методу Монте-Карло. При розрахунках бралися до уваги більш ніж 100 найбільш істотних для неон-ксенонової суміші елементарних процесів, зокрема, пружні зіткнення, збудження на ряд рівнів, іонізація, утворення та розпад ексимерних іонів та молекул, а також перезарядка. Бралася до уваги також вторинна емісія при падінні іонів на стінки комірки (у комірках серійних PDP для підвищення вторинної емісії передня стінка спеціально покривається оксидом магнію, що також було враховано в обчислювальному коді).

Моделювання проводилося для діелектричної комірки з трьома електродами, розташованими в копланарній геометрії [1]. На один з копланарних електродів подавалися характерні для таких комірок розрядні напруги від 200 до 300В, решта електродів була заземленою. Розглядалася суміш 95% неону і 5% ксенону при повному тискові від 300 до 700 торр. Розглядалося створення додатковим джерелом порції електронів у прикатодній області. Моделювання проводилося для імпульсного та неперервного режимів роботи додаткового джерела, при цьому струм додаткових електронів складав 0.1% - 10% від максимального розрядного струму. Було отримане підвищення енергетичної ефективності випромінювання розрядом ультрафіолетових квантів на величину від 1 до 15%, що викликалося змінами функції розподілу електронів за енергіями, за рахунок впливу додаткового електронного джерела.

1. J.-P.Boeuf, J. Phys. D: App. Phys., 36, R53–R79 (2003).
2. O.V.Samchuk, O.I.Kelnyk, "Alushta-2012" ICPPCF Abstracts, 183 (2012).

**ПРОСТОРОВИЙ РОЗПОДІЛ ІНТЕНСИВНОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ
КОНТИНУУМУ ПЛАЗМИ ЄМНІСНОГО ВИСОКОЧАСТОТНОГО РОЗРЯДУ В
АРГОНІ АТМОСФЕРНОГО ТИСКУ**

¹Баженов В.Ю., ¹Цюлко В.В., ¹Піун В.М., ²Чаплинський Р.Ю.
¹Інститут фізики НАН України, ²НТУУ ("КПІ")

В останнє десятиліття розряди при атмосферному тиску широко використовуються в різноманітних технологіях, таких як плазмова стерилізація, модифікація поверхневих властивостей полімерних матеріалів, очищення вихлопних газів тощо. Із всього різноманіття таких пристроїв найбільш перспективним є високочастотний ємнісний розряд з ізольованими електродами. Перевагами такого розряду є відносна простота конструкції, низька напруга запалювання та здатність генерувати щільну плазму з високою ефективністю.

Як і у випадку низького тиску такий розряд має дві основні моди – слабоструміву α та сильноструміву γ . Ці моди суттєво відрізняються характером просторового розподілу концентрацій часток та інтенсивності випромінювання плазми в міжелектродному проміжку. Просторовий розподіл інтенсивності випромінювання

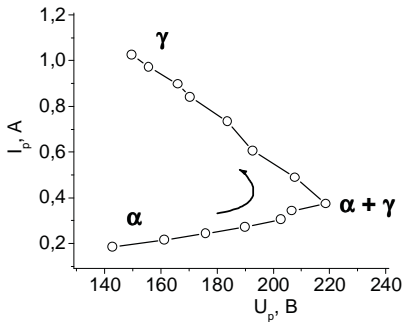


Рис.1 Вольт-амперна характеристика розряду та його моди.

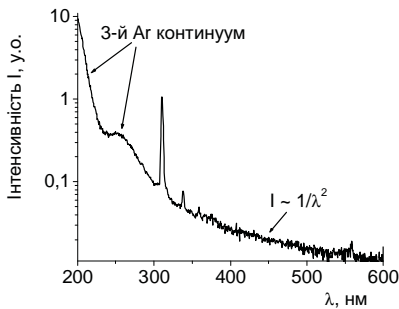
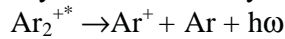


Рис.2. Типовий усереднений в часі спектр випромінювання плазми розряду.

континууму в діапазоні довжин хвиль 200 – 600 нм плазми розряду з частотою 13.56 МГц у проміжку 1 мм було досліджено в трьох модах горіння: α , проміжній α - γ та γ (рис.1). Встановлено, що основний вклад у випромінювання плазми в діапазоні довжин хвиль $\approx 200 - 300$ нм вносить третій континуум аргону з максимумами при $\lambda \approx 180$ та ≈ 250 нм, що утворюється при радіаційному розпаді збудженого молекулярного іону аргону [1]:



В діапазоні $\lambda \approx 300 - 600$ нм інтенсивність випромінювання континууму $\sim 1/\lambda^2$, що свідчить про генерацію цього випромінювання в результаті вільно-вільної електрон – іон/атом взаємодії (рис.2).

Знайдено, що при переході з α до γ моди горіння розряду поведінка просторового розподілу інтенсивності випромінювання в двох зазначених вище діапазонах довжин хвиль суттєво відрізняється. Якщо максимум випромінювання третього континууму аргону при цьому зміщується до електродів розряду (і ширина зони генерації одночасно звужується з ≈ 200 до ≈ 100 мкм), то зона випромінювання в діапазоні $\lambda \approx 300 - 600$ нм навпаки, розширюється, займаючи в моді γ майже весь простір між електродами розряду.

Посилання.

1. A.M. Boichenko, V.F. Tarasenko and S.I. Yakovlenko, The nature of third continua in rare gases. 1999, *Laser Physics*, v.9, #5, pp. 1004-1020.

РОЗРОБКА ВИСОКОЧАСТОТНИХ ІОННИХ ДЖЕРЕЛ В ІНСТИТУТІ ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ НАН УКРАЇНИ

В.І. Возний, В.Ю. Сторіжко, В.І. Мирошніченко, С.М. Мордик, Д.П. Шульга,
В.В. Токмань, О.В. Алексенко

*Інститут прикладної фізики НАН України, вул. Петропавлівська, 58, м. Суми, 40030,
E-mail: vozny@ipflab.sumy.ua*

У доповіді представлені результати досліджень плазмових високочастотних (ВЧ) іонних джерел, розроблених у ІПФ НАН України, для отримання іонних пучків з високою яскравістю і малим енергетичним розкидом. Метою досліджень ВЧ-джерел було визначення умов, при яких в джерелі утворюється плазма з високою густиною і відбувається екстракція пучка з високою густиною іонного струму. Виходячи з цих умов проведено дослідження ряду плазмових іонних ВЧ-джерел, що працюють на частоті 27,12 МГц: індукційного ВЧ-джерела без магнітного поля, індукційного ВЧ-джерела в поздовжньому магнітному полі (геліконного джерела), мультікаспового ВЧ-джерела з внутрішньою антеною і розпилювального ВЧ-джерела іонів металів.

Застосовуючи до розрахунків глобальну модель і трансформаторну модель плазмового розряду, визначено густину плазми, електронну температуру та густину іонного струму індукційного ВЧ-джерела.

Проведено вимірювання густини іонного струму індукційного і геліконного ВЧ-джерел, і виконано вимірювання енергетичного розкиду мультікаспового ВЧ-джерела. Встановлено, що при 120 Вт ВЧ-потужності, що підводиться до джерела, високу густину струму на рівні 100 mA/cm^2 забезпечує геліконне джерело із зовнішнім поздовжнім магнітним полем. При такої ж потужності мультікаспове ВЧ-джерело має мінімальний енергетичний розкид близько 7 еВ.

Для проведення імітаційних експериментів з вивчення впливу опромінення конструкційних матеріалів пучками заряджених частинок розроблено розпилювальне ВЧ-джерело іонів металів Fe⁺, Cu⁺, Ni⁺. При ВЧ-потужності близько 250 Вт і тиску аргону 40 Па отримано струм іонів Fe⁺ на рівні 10 μA .

НЕСАМОСТІЙНИЙ ВАКУУМНИЙ ДУГОВИЙ РОЗРЯД ЯК ДЖЕРЕЛО БЕЗКРАПЕЛЬНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ

А. Г. Борисенко, Ю. С. Подзирей

Інститут ядерних досліджень НАН України

Потреби промисловості, зокрема таких галузей як мікро- та наноелектроніка, вимагають створення нових та удосконалення діючих джерел плазмових потоків різних металів. Разом з тим, в найбільш поширених плазмових джерелах, які створені на основі вакуумного дугового розряду в парі матеріалу катода, наявні фізичні процеси є такими, що призводять до присутності крапельної фази в створюваних плазмових потоках [1-2]. Дослідження свідчать, що розміри крапель можуть бути до десятків мікрон, а їх частка в загальному плазмовому потоці може становити до 90% від загального переносу маси. Для очищення плазмових потоків від крапель і утворення безкрапельного потоку застосовуються фільтри різних конструкцій. Однак їх використання призводить до ослаблення інтенсивності отримуваних потоків у декілька разів [3]. В зв'язку з цим пошук нових та удосконалення наявних можливостей створення безкрапельних плазмових потоків є доцільним та актуальним.

Раніше було доведено, що несамостійний вакуумний дуговий розряд в парі матеріалу анода, який має дифузійну, тобто нелокальну, прив'язку розряду на аноді і забезпечує випаровування матеріалу з широкої зони електрода, дозволяє створювати безкрапельні плазмові потоки. В даній роботі наведено результати досліджень плазмового джерела, створеного на основі саме такого типу розряду і працюючого на різних матеріалах: міді, титану та нікелю. Наведено основні характеристики розряду та параметри створюваних потоків плазми. Встановлено, що при розрядних струмах до 15 А джерело дозволяє проводити осадження плівок вказаних металів зі швидкостями нанесення 0,5-1,0 нм/сек. Зі збільшенням розрядного струму можливе підвищення швидкостей нанесення у декілька разів. Показано, що створювані плазмові потоки мають компенсований об'ємний заряд. Тобто вони можуть бути використані для осадження плівок не лише на металеві та напівпровідникові, але й на діелектричні підкладки. Для різних матеріалів та струмів розряду наведені результати досліджень коефіцієнтів іонізації плазмових потоків, тобто частки іонів в загальному потоці. Описуваний розряд дозволяє ефективно створювати плазмові потоки різних матеріалів у вакуумі, без додаткового напуску газу. Він також дозволяє генерувати потоки газометалевої плазми. Подібні плазмові джерела можуть бути використані при вирішенні різних завдань мікро- та наноелектроніки і в інших галузях промисловості.

1. Аксенов И.И., Коновалов И.И., Кудрявцева Е.Е. и др. Исследование капельной фазы эрозии катода стационарной вакуумной дуги // ЖТФ. – 1984. – Т. 54, Вып. 8. – С. 1530-1533.
2. Хороших В.М. П. Капельная фаза эрозии катода стационарной вакуумной дуги // Физическая инженерия поверхности. – 2004. – Т. 2. - № 4. – С. 200-213.
3. Белоус В.А., Хороших В.М. Динамика плазмы вакуумной дуги в магнитном поле и системы формирования плазменных потоков // Физическая инженерия поверхности. – 2005. – Т. 3. - № 1-2. – С. 108-126.

ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТЕРМІЧНОЇ БАГАТОКОМПОНЕНТНОЇ ПЛАЗМИ З ДОМІШКАМИ ПАРІВ МЕТАЛІВ

Бабіч І.Л., Веклич А.М., Борецький В.Ф., Семенишин Р.В.

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, радіофізичний ф-т,
van@univ.kiev.ua*

Необхідність виконання комплексних досліджень фізичних властивостей термічної низькотемпературної плазми електродугових розрядів у різних, у тому числі і газових, середовищах із домішками парів металів зумовлена широким колом прикладних застосувань, зокрема, в різноманітних типах зварювання та обробки металів, очистці та легуванні сплавів. Розуміння фізичних процесів, які мають місце в термічній низькотемпературній плазмі (зумовлених як взаємодією компонент плазми, так і розмаїттям факторів зовнішнього впливу) дозволяє створити, зокрема, ефективно працюючі плазмотрони та сприятиме їх подальшому раціональному використанню.

Метою даної роботи є дослідження фізичних властивостей термічної багатокомпонентної плазми з домішками парів металів: термодинамічного стану електродугової плазми; її транспортних властивостей; особливості взаємозв'язку параметрів плазми та стану робочого шару поверхні електродів.

Дуга ініціювалася між торцевими поверхнями неохолоджуваних плавких циліндричних електродів, виготовлених, в залежності від експерименту, із різних матеріалів. Дуга працювала при постійному струмі 3,5 А, на який, при потребі, накладався прямокутний імпульс до 100 А за допомогою додаткового джерела живлення. Спектри випромінювання плазми реєстрували за допомогою монохроматора, на виході якого встановлювали лінійний пристрій із зарядовим зв'язком (ПЗЗ).

Температуру плазми визначали методами відносних інтенсивностей та діаграм Больцмана із залученням інтенсивності спектральних ліній атомів металевих домішок. Електронну концентрацію визначали з абсолютної інтенсивності спектральної лінії або ж із півширини спектральних ліній, в яких домінуючим механізмом розширення є квадратичний ефект Штарка. Концентрацію атомів міді визначали із поглинання лазерного випромінювання електродуговою плазмою.

В результаті виконання даної роботи виявлено закономірності поведінки стану термічної багатокомпонентної плазми електродугового розряду в молекулярних газах із домішками міді. На основі одержаних методами оптичної спектроскопії параметрів $\text{CO}_2\text{-Cu}$ плазми електродугового розряду силою струму 3.5 А в стані локальної термодинамічної рівноваги визначені транспортні коефіцієнти (теплопровідність та електропровідність) і обґрунтовано залучення фізичних механізмів для пояснення їх поведінки. Експериментально виявлено взаємозв'язок параметрів плазми та стану робочого шару поверхні різних за складом та формою багатокомпонентних електродів, зокрема, виготовлених із композитних матеріалів. Методами оптичної емісійної та лазерної абсорбційної спектроскопії показано, що в плазмі електричної дуги у повітрі силою струму 3.5 – 30 А між електродами із міді та композитних матеріалів Cu-Mo і Cu-W мають місце різні механізми перенесення матеріалу: у паровій фазі та крапельний. Визначені просторові (радіальні) профілі концентрації атомів міді у паровій фазі плазми у розрядному проміжку з краплею між композитними Cu-W електродами електричної дуги у повітрі силою струму 3.5 А. Обґрунтовано доцільність використання термічної багатокомпонентної плазми як плазмового джерела для дослідження спектрів випромінювання атомів металів. Обґрунтовано доцільність використання ліній AgI 405,5 та 768,8 нм для визначення температури плазми з домішками парів срібла методом відносних інтенсивностей.

ПЛАЗМОВЕ АЗОТУВАННЯ МЕДИЧНИХ ІМПЛАНТАТІВ

Тимошенко О.І., Таран В.С., Місірук І.О.

Інститут фізики плазми, Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут», E-mail: timoshen@yandex.ru

Досліджено особливості азотування титанових імплантатів в щільному потоці іонів азоту, що утворюються в несамостійному газовому розряді з порожнистим анодом.

Знайдено, що процес азотування у такому розряді відбувається значно інтенсивніше ніж в несамостійному розряді зі звичайним анодом, де відсутній щільний потік іонів.

Виявлено, що швидкість зростання товщини азотованого шару в поверхнях, орієнтованих тангенціально до потоку іонів, приблизно в 10 разів більша за цей показник для поверхонь, орієнтованих перпендикулярно потоку.

Висунуто припущення, що ця особливість пов'язана з меншою вірогідністю формування на тангенціально орієнтованих до потоку іонів поверхнях шарів TiN і Ti₂N, які є бар'єрами для дифузії атомарного азоту в середину металу.

Середа 25 вересня

Стендові доповіді

ФОРМУВАННЯ ЛІСУ ОДНОШАРОВИХ ВУГЛЕЦЕВИХ НАНОТРУБОК У ПЛАЗМОВОМУ ОТОЧЕННІ

Г. Бурмака, І.Б. Денисенко, М.О. Азаренков

*Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна,
пл. Свободи 4, Харків, 61022, Україна*

Розроблено дифузійну модель, яка описує формування лісу одношарових вуглецевих нанотрубок за плазмохімічного осадження з газової фази. В моделі враховано неоднорідність осадження нейтральних частинок та іонів на поверхню нанотрубок, дифузію атомів вуглецю по поверхні нанотрубок, взаємодію частинок на поверхні нанотрубок з атомами травлячого газу та іонами, термічну дисоціацію молекул вуглеводню та розпад іонів на поверхні нанотрубок. Використовуючи цю модель, досліджено як швидкість росту нанотрубок, ефективний потік атомів вуглецю на поверхню нанотрубок та час перебування атомів вуглецю на поверхні нанотрубок залежать від густин нейтральних та заряджених частинок у плазмовому середовищі, температури поверхні нанотрубок, довжини, що характеризує неоднорідність осадження нейтральних частинок та іонів на поверхню нанотрубок, та від довжини нанотрубок. Також досліджено формування вуглецевої плівки між нанотрубками, яке може зупинити ріст вуглецевих нанотрубок. Дослідження проведено, використовуючи метод Вентцеля-Крамерса-Бріллюена (ВКБ). Показано, що метод ВКБ може ефективно використовуватися для опису формування лісу одношарових вуглецевих нанотрубок, оскільки за типових експериментальних умов довжина дифузії атомів вуглецю по поверхні нанотрубок значно менша за характерну довжину, що описує неоднорідність осадження нейтральних частинок та іонів на поверхню нанотрубок. Показано, що за неоднорідного осадження частинок з плазмового середовища на поверхню нанотрубок, іони впливають більш суттєво на формування лісу вуглецевих нанотрубок, ніж у випадку, коли це осадження є однорідним.

ЗБУДЖЕННЯ АЗИМУТАЛЬНИХ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ КІЛЬЦЕВИМИ ПУЧКАМИ ЕЛЕКТРОНІВ У КОАКСІАЛЬНИХ ПЛАЗМОВИХ ХВИЛЕВОДАХ У ДІАПАЗОНІ ЕЛЕКТРОННОЇ ЦИКЛОТРОННОЇ ЧАСТОТИ

О.С. Блєднов, В.О. Гірка, І.О. Гірка, І.В. Павленко

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

Генератори електромагнітного випромінювання відіграють важливу роль у дослідженнях з керованого термоядерного синтезу, діагностиці плазми та плазмовій електроніці. Електромагнітні хвилі незвичайної поляризації (АПХ) можуть поширюватись [1] у коаксіальних циліндричних хвилеводах із металевими стінками, які повністю заповнені холодною густою ($\omega_{pe} > |\omega_{ce}|$) плазмою, поперек сталого аксіального магнітного поля у двох частотних діапазонах, зокрема, поблизу електронної циклотронної частоти ω_{ce} (тут ω_{pe} – ленгмюрівська частота). Тому перспективним видається вивчення взаємодії кільцевих пучків електронів із плазмовими хвилеводами. У цьому випадку зростає коефіцієнт корисної дії (ККД) таких приладів у порівнянні з пристроями, що працюють на поздовжніх пучках. Зокрема, інкремент нестійкості та ефективність перетворення енергії в кільцевих лазерах на вільних електронах є більшими (в $\gamma^{2/3}$ разів) порівняно з випадком поздовжніх [2]. Крім того, ККД генераторів, що працюють на поздовжніх пучках, є обмеженою довжиною пристрою. Тоді як у пристроях на кільцевих пучках електрони обертаються по ларморових орбітах у щілині, що відокремлює стінку камери від плазмового стовпа, та передають свою енергію електромагнітній хвилі, аж поки не досягають поверхні плазмового стовпа внаслідок уповільнення. У цьому випадку електрони можуть проходити шлях, набагато довший за розміри пристрою на поздовжніх пучках. Це дає можливість досягти більших ККД; такі прилади можуть мати малі аксіальні розміри. Збудження саме поверхневих хвиль відбувається більш ефективно порівняно з об'ємними, бо в цьому випадку не слід витрачати енергію на створення структури поля в усьому об'ємі.

У роботі [3] детально вивчено початкову стадію пучково-плазмової нестійкості АПХ в діапазоні електронної циклотронної частоти. При цьому пучок електронів описано моделлю потоку осциляторів [4]. Чисельно проаналізовані залежності інкременту пучкової нестійкості від параметрів хвилеводу: густини плазми і пучка, величини зовнішнього сталого аксіального магнітного поля, радіуса плазмового циліндра і ширини вакуумного зазору, в якому обертається пучок, величини азимутального хвильового числа. Дуже зручно, що діапазон ефективних хвильових чисел, для яких відбувається ефективно збудження АПХ, збігається з тим, у якому енергію хвилі можна вивести з камери крізь вузьку аксіальну щілину.

У цій роботі проаналізовано вплив наявності внутрішньої металевої поверхні коаксіала на пучкове збудження АПХ на частотах порядку $|\omega_{ce}|$. Показано, що наявність внутрішньої поверхні неістотно впливає на величину інкременту пучково-плазмової нестійкості, проте обмежує діапазон ефективних хвильових чисел, для яких можливе ефективно збудження АПХ, з боку малих значень зовнішнього радіусу коаксіалу та густини плазми. Це означає, що вартість пропонованого пристрою можна суттєво знизити за рахунок того, що плазму можна створювати не в усьому об'ємі камери, а лише у вузькому коаксіальному шарі.

- [1] Girka O.I., Girka V.O., Girka I.O., Pavlenko I.V. *Plasma Physics Reports*, 34, 901 (2008)
- [2] Saito H., Wurtele J.S. *Phys. Fluids*, 30, 2209 (1987)
- [3] Girka V.O., Girka I.O., Morgal Ya.I., Pavlenko I.V. *Physica Scripta*, 84, 025505 (2011)
- [4] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. *Основы электродинамики плазмы*, М.: Высшая школа, 424 с. (1988)

ПРОЦЕСИ ВИПРОМІНЮВАННЯ В ЗАМАГНІЧЕНІЙ ПЛАЗМІ З АНІЗОТРОПІЄЮ ІОННОЇ ТЕМПЕРАТУРИ

В.М.Павленко, В.Г.Панченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Відомо, що вивчення процесів розсіяння і трансформації хвиль в плазмі є важливим для дослідження властивостей плазми, плазмової діагностики, механізмів випромінювання із плазми, вимірювання ефективності дисипації енергії високочастотної накачки тощо.

Важливо зрозуміти роль, яку відіграють флуктуації в процесах в розсіяння і трансформації. Очевидно, що інтенсивність цих процесів буде значно зростати в нерівноважній плазмі, де інтенсивність турбулентних флуктуацій суттєво перевищуватиме рівень теплових шумів, характерний для випадку спокійної плазми.

У роботі на базі кінетичної теорії флуктуацій розглянуто процеси випромінювання в турбулентній плазмі з анізотропією іонної температури, обумовлені трансформацією власних ленгмюрівських хвиль у поперечні електромагнітні коливання. Турбулентність плазми обумовлена розпадом нижньогібридної хвилі накачки на дочірню та іонно-циклотронні коливання, які поширюються в плазмі, коли температури іонів вздовж і поперек магнітного поля відрізняються між собою. Відзначимо, що анізотропний розподіл іонів за температурами є типовими для плазм, що утримуються в адіабатичних пастках.

Обчислено коефіцієнт трансформації в запороговій області розпадної нестійкості і показано, що домінуючий внесок визначається членом, залежним від поля накачки. Отримана залежність інтенсивності випромінювання від амплітуди поля накачки і ступеня іонної анізотропії

$$I \sim E_0^2 \left(\frac{T_{\parallel i}}{T_{\perp i}} \right)^{3/2} \frac{1}{T_{\perp i}^{3/2}} \exp\left(\frac{q}{T_{\parallel i}}\right),$$

Тут E_0 - амплітуда поля накачки, а стала q визначається параметрами плазми і не залежить від іонних температур.

Із формули видно, що змінюючи співвідношення між іонними температурами, можна впливати на інтенсивність випромінювання енергії електромагнітних хвиль із плазми.

Результати роботи є важливими з точки зору вивчення радіаційних процесів в турбулентній плазмі, зокрема, в плазмі з анізотропією іонної температури.

ТРАНСФОРМАЦІЯ ЛЕНГМЮРІВСЬКИХ ХВИЛЬ В ТУРБУЛЕНТНІЙ ПЛАЗМІ В ПРИСУТНОСТІ ВЕРХНЬОГІБРИДНОЇ НАКАЧКИ

В.М.Павленко, В.Г.Панченко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Робота присвячена трансформації ленгмюрівських хвиль на турбулентних когерентних флуктуаціях у плазмі, що знаходиться під впливом верхньогібридного випромінювання. Турбулентність плазми виникає внаслідок параметричного розпаду верхньогібридних хвиль в запороговій області нестійкості.

У доповіді показано, що внаслідок такої трансформації з'являються поперечні електро-магнітні хвилі, які випромінюються із плазми. Обчислено коефіцієнт трансформації та інтенсивність випромінювання електро-магнітних хвиль, яка значно перевищує відповідну величину для випадку спокійної плазми. Також встановлено, що для плазми з великою електронною густиною (плазмова частота перевищує електронно-циклотронну) частота випромінювання електро-магнітних хвиль знаходиться в області подвійної ленгмюрівської частоти $2\omega_{pe}$. Таким чином, у роботі запропоновано механізм випромінювання електромагнітної енергії з плазми на подвійній ленгмюрівській частоті.

Отримані результати є важливими для пояснення інтенсивної електро-магнітної радіації з частотою $2\omega_{pe}$, яка спостерігається при свіченні різноманітних космічних об'єктів (збурення на Сонці, крабоподібні туманності, суперзірки і т.п.). Чисельні оцінки показують, що, завдяки запропонованому механізму, таке випромінювання може мати місце також в іоносферній плазмі, зокрема, для E- і F- шарів.

ФІЗИЧНІ НАСЛІДКИ СИМЕТРІЇ НЕРЕЛЯТИВІСТСЬКОЇ І ЧАСТКОВО НЕРЕЛЯТИВІСТСЬКОЇ ПЛАЗМИ

В. Б. Таранов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Нерелятивістська і не повністю релятивістська плазма у загальному випадку є симетричною відносно перетину множин перетворень групи Пуанкаре і групи Галілея, а саме відносно поєднання просторово тривимірної евклідової групи $E(3)$ із групою часових трансляцій.

Природні термоядерні реактори (зірки) є симетричними відносно трьох параметричної підгрупи обертань, поєднаних з часовою трансляцією – це сферично симетричні об'єкти, які обертаються із сталою швидкістю навколо певної осі. Стабілізація горіння відбувається завдяки ньютонівській гравітації, яка не порушує симетрію плазми. Процес горіння є, однак, нестационарним, надлишок плазми викидається внаслідок розвитку локальних нестійкостей через поверхню у вигляді сонячного вітру. Характерний час життя зірок складає мільярди років.

Іншим прикладом асимптотично симетричного стану плазми є дискові структури з можливим існуванням рукавів (галактики), які обертаються навколо своєї осі, а також акреційні диски навколо чорних дірок, обертання яких навколо осі супроводжується викиданням плазми вздовж напрямку цієї осі. Такі структури є інваріантними відносно одно параметричної підгрупи обертань навколо визначеної осі, поєднаних із просторовою (вздовж осі) і часовою трансляцією. Стабілізаційними факторами у цьому випадку є можливий гравітаційний вплив темної матерії, а також внутрішня структура чорних дірок, тобто явища, фізичні властивості яких ще недостатньо вивчені.

Суттєве розширення симетрії відбувається на деяких підмножинах можливих станів нерелятивістської плазми. Так, холодна електронна плазма у просторово одновимірному випадку є симетричною відносно нескінченновимірної неперервної групи перетворень. Нелінійні просторово періодичні високочастотні коливання такої плазми зберігають свою структуру, перекидання хвиль можливе тільки при фізично неприпустимо великій амплітуді коливань.

Іншим джерелом розширення симетрії є послаблення певних ефектів у плазмі в залежності від її просторово – часових характеристик. При цьому змінюються самі рівняння теорії і відповідні властивості симетрії. Наприклад, у випадку верхньо гібридного резонансу ефективний коефіцієнт заломлення прямує до нескінченності, рівняння балансу струмів спрощуються, група симетрії розширюється до нескінченно вимірної і коливання з верхньогібридною частотою виявляються нелінійно стабільними.

НЕЛІНІЙНІ МЕХАНІЗМИ ПРИСКОРЕННЯ ГЕЛІКОННОЇ ПЛАЗМИ В ОБЕРТОВИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛЯХ

К.П. Шамрай¹⁾, Ш. Шінохара²⁾, М.А. Белошенко¹⁾, Т.С. Руденко¹⁾

¹⁾ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

²⁾ Токійський університет сільського господарства і технологій, Токіо, Японія

Геліконні джерела є найефективнішими, серед інших ВЧ джерел, генераторами густої плазми, і тому останнім часом приваблюють увагу розробників безелектродних плазмових двигунів для космічних апаратів. Було запропоновано декілька схем використання геліконної плазми. В схемі VASIMR [1] іони згенерованої геліконним джерелом плазми нагріваються на циклотронному резонансі, після чого їх поперечний імпульс перетворюється у поздовжній в магнітному соплі. В інших схемах прискорення іонів відбувається в області падіння потенціалу, яке виникає на виході джерела [2,3]. Декілька схем прискорення магнітоплазодинамічного (МПД) типу досліджується в рамках проекту HEAT (Helicon Electrodeless advanced Thruster) [4]. В цих схемах генерація стаціонарних струмів відбувається в обертовому електричному чи магнітному полі, яке створюються зовнішніми джерелами. Ефективність генерації таких струмів аналізується в цій роботі.

Обертове магнітне поле генерується чотирисідловою фазованою антеною, яка складається з чотирьох прямокутних витків, що розташовані вздовж азимута циліндричної діелектричної камери і містять ВЧ струми з належними зсувами фаз. Розраховано електромагнітні поля і поглинання ВЧ потужності в такій системі. Показано, що антена збуджує непарні азимутальні моди з номерами $m = 1 + 4p$ (p – ціле число), причому найефективніше – першу моду $m = 1$. На основі даних про поля оцінено пондеромоторну силу, яка діє на електрони і призводить до генерації стаціонарного азимутального струму.

Обертове електричне поле генерується системою чотирьох електродів, які розташовані зовні діелектричної камери і на які подаються ВЧ потенціали із зсувом по фазі. Розраховано електричне поле в такій системі з врахуванням присутності як неквазінейтрального шару на границі плазми з утримуючою камерою, так і об'ємної поляризації неоднорідної плазми. Оцінено нелінійний стаціонарний азимутальний струм, який виникає внаслідок биття азимутальних осциляцій електронів і синфазних з ними збурень густини плазми.

За умови наявності стаціонарного азимутального струму в розбіжному зовнішньому магнітному полі, яке має радіальну компоненту, виникає сила Ампера, яка прискорює плазму в поздовжньому напрямку. Для обох розглянутих схем виконано оцінки інтегральної сили тяги, яка створюється завдяки цьому механізму.

1. F.R. Chang Díaz. *Sci. American* **283**, #5, 90 (2000).
2. J. Ling, M.D. West, T. Lafleur, C Charles and R.W. Boswell. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 305203 (2010).
3. V.F. Virko, Yu.V. Virko, V.M. Slobodyan and K.P. Shamrai. *Plasma Sources Sci. Technol.* **19**, 015004 (2010).
4. S. Shinohara, T. Tanikawa, T. Hada, I. Funaki, H. Nishida, T. Matsuoka, F. Otsuka, K.P. Shamrai, T.S. Rudenko, T. Nakamura, A. Mishio, H. Ishii, N. Teshigahara, H. Fujitsuka, S. Waseda. *Fusion Sci. Technol.* **63**, 164 (2013).

КЕРУВАННЯ ПАРАМЕТРАМИ ГЕЛІКОННОГО ДЖЕРЕЛА ПЛАЗМИ З ПЛАНАРНОЮ АНТЕНОЮ ПОТЕНЦІАЛАМИ ЗМІЩЕННЯ МЕТАЛЕВИХ ЕЛЕКТРОДІВ

В.М. Слободян¹⁾, Л.І. Романюк¹⁾, В.Ф. Вірко¹⁾, К.П. Шамрай¹⁾, І.В. Короташ²⁾,
Л.С. Осипов²⁾, Д.Ю. Полоцький²⁾, Е.М. Руденко²⁾, В.Ф. Семенюк²⁾

¹⁾ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²⁾ Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, Київ

Геліконне джерело плазми з планарною антеною є гнучким технологічним інструментом, оскільки його параметри можна в широких межах змінювати за допомогою напруженості та конфігурації магнітного поля. В даній роботі досліджено додатковий спосіб керування параметрами за рахунок змінення потенціалів торцевого електрода (в технологічних пристроях він виконує функцію столика для розміщення оброблюваних зразків) і бічної металевої стінки камери.

В експериментах використовувались два близьких по конструкції пристрої, які являють собою циліндричну металеву розрядну камеру, з одного торця закриту кварцовим вікном, зовні якого розміщена планарна збуджувальна антена із живленням від ВЧ генератора частоти 13,56 МГц та потужності до 1 кВт. З протилежного торця камера обмежена електродом-столиком (металевим диском). Магнітне поле напруженістю до 250 Гс створювалось системою соленоїдів з незалежно керованими струмами. Робочим газом слугував аргон при тиску в діапазоні мТор.

В одній серії експериментів розрядна камера була заземлена, а електрод-столик знаходився або під плаваючим потенціалом, або під потенціалом зміщення до -100 В. Виявлено, що, незалежно від типу антени, в широкому діапазоні магнітних полів плаваючий потенціал столика є від'ємним і досягає найнижчого рівня (~ -15 В) при високих магнітних полях, коли реалізується режим розряду з провалом профілю густини плазми на осі. Показано, що при ВЧ потужності ~ 1 кВт інтегральний іонний струм насичення на столик досягає $1,5-2$ А, що відповідає середній густині іонного струму до 10 мА/см². Для різних конфігурацій антени показано, що подача на столик негативного потенціалу супроводжується суттєвим (до 30–50%) зростанням загального рівня густини плазми. Виміряні радіальні розподіли густини показують, що це зростання переважно відбувається в приосьовій області розряду, де реєструється пониження плаваючого потенціалу зонда. Це свідчить на користь того, що виявлений в попередніх експериментах аномально низький потенціал плаваючого зонда є наслідком присутності в плазмі значної популяції високоенергетичних немаксвелівських електронів, які, відбиваючись від негативно зарядженого торцевого електрода, здійснюють додаткову іонізацію в плазмовому об'ємі.

В іншій серії експериментів змінювався потенціал бічної металевої стінки розрядної камери. Виявлено, що подачею постійного або ВЧ потенціалу на стінку можна змінювати радіальний профіль густини плазми.

Отримані результати свідчать, що варіюванням потенціалу електрода- столика та бічної стінки розрядної камери можна ефективно керувати параметрами плазми в технологічних пристроях на основі геліконної розрядної системи з планарною антеною.

Робота виконана в рамках спільного проекту № 5713 Національної академії наук України та Українського науково-технологічного центру.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕЛІКОННОГО РОЗРЯДУ У ВУГЛЕВОДНЕВИХ ГАЗАХ ТА ЇХ СУМІШАХ З ВОДНЕМ

В.М. Слободян¹⁾, В.Ф. Вірко¹⁾, К.П. Шамрай¹⁾, І.В. Короташ²⁾, Л.С. Осипов²⁾,
Д.Ю. Полоцький²⁾, Е.М. Руденко²⁾, В.Ф. Семенюк²⁾

¹⁾ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²⁾ Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, Київ

Геліконні джерела здатні ефективно генерувати густу низькотемпературну плазму і тому є привабливими для практичних застосувань, в тому числі для нанотехнологій. В роботі [1] синтез вуглецевих наноструктур був здійснений з використанням стандартного геліконного джерела, в якому збуджуюча антена охоплює діелектричну камеру, а розряд збуджувався в метані чи його сумішах з воднем. Геліконне джерело з пласкою збуджуючою антеною, розташованою в торці металеві розрядної камери, дозволяє ефективніше генерувати плазму і конструктивно є зручнішим для технологічних застосувань, ніж стандартне. Метою даної роботи було дослідити особливості такої системи при роботі з вуглеводнями.

Експерименти виконано на пристрої, циліндрична металева розрядна камера якого (діаметром 20 см та довжиною 30 см) з одного торця закрита кварцовим вікном, зовні якого розміщена планарна збуджувальна антена, що живиться від ВЧ генератора частоти 13,56 МГц та потужності до 1 кВт. З протилежного боку камера обмежена електродом-столиком, на який може подаватися напруга зміщення. Магнітне поле до 250 Гс створюється чотирма соленоїдами з незалежно керованими струмами. Досліджувалися характеристики геліконного розряду в атмосфері метану (CH₄), водню (H₂) та суміші цих газів.

Встановлено, що, на відміну від важких інертних газів (Ar, Kr, Xe), інтенсивний розряд в метані може підтримуватися лише у досить вузькому діапазоні тисків, $\leq 1,5$ Па, а оптимум за густиною плазми досягається при 0,5–0,7 Па. Діапазон існування розряду за магнітним полем обмежений 60–80 Гс при ВЧ потужності в 1 кВт. При цьому максимальна густина плазми сягає $(2-5) \times 10^{11}$ см⁻³, що в кілька разів нижче, ніж в аргоні. Температура електронів становить ~ 5 еВ. Встановлені розрядні умови та параметри плазми, в цілому, схожі з даними роботи [1], де застосовувалось стандартне геліконне джерело.

Встановлено, що залежності густини плазми від магнітного поля мають стрибкоподібний характер. Виміряні при різних магнітних полях радіальні розподіли густини плазми свідчать про те, що, подібно до розряду в аргоні, в метані також мають місце як інтенсивний режим з пікіруванням радіальним профілем густини плазми (поля ≤ 30 Гс), так і режим з провалом профілю на осі системи (поля ≥ 50 Гс). Саме останній режим має інтерес для практичних застосувань, оскільки забезпечує однорідніший розподіл густини плазми. Характеристики розрядів у водні та в суміші метану з воднем (незалежно від пропорції) в загальних рисах схожі з такими для метану. При цьому густина плазми в розряді у водні виявилася дещо нижчою (у 1,5–2 рази), ніж у метані.

Одержані результати свідчать про перспективність геліконних джерел з планарною антенною для технології формування вуглецевих структур різного типу.

Робота виконана в рамках спільного проекту № 5713 Національної академії наук України та Українського науково-технологічного центру.

1. G. Sato et al. *Thin Solid Films* **506–507**, 550 (2006).

ПРО ДИНАМІКУ ІОННИХ ПОТОКІВ У ІМІТАЦІЙНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАХ З МАГНІТОПЛАЗМОВОЇ СЕПАРАЦІЇ

В.Б. Юферов, О.С. Свічкарь, С.В. Шарий, Т.І.Ткачова, В.О. Ільчова, В.В. Катречко

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»
Харків, Україна, e-mail: v.yuferov@kipt.kharkov.ua

У роботі [1] запропоновано 4 стадії магнітоплазмової переробки відпрацьованого ядерного палива (ВЯП) – послідовного розділення ЯП і продуктів ділення. У даній роботі детальніше розглянуті результати імітаційних експериментів, що відносяться до 3 стадії переробки ВЯП, де у якості робочої речовини використовувалося плазмове середовище, що імітує ВЯП.

Для імітаційного розділення ВЯП в ННЦ ХФТІ створений демонстраційно-імітаційний сепаратор "ДІС-1" [2], що використовує принцип розділення важких і легких фракцій іонів у плазмі, що обертається, з позитивним потенціалом на осі.

Подібний метод розділення важкої і легкої фракцій іонів запропонований в [3].

З врахуванням проведеного аналізу чинників з [3], що впливають на процес сепарації, конструкція установки «ДІС-1» має ряд особливостей, що забезпечують протікання процесів: іонізації, формування потоку багатокomпонентної плазми, селективного нагріву груп іонів у заданому діапазоні мас і їх просторового відділення від іонів інших сортів.

Відмінністю установки «ДІС-1» від установок, що працюють на принципі ЦР-резонансу, для яких потрібна беззіткневість по всій довжині прискорюючої частини $L \gg R_p$ (R_p – радіус плазми), є висока щільність плазми в області плазмового джерела (ПД) та її беззіткневість в області розділення $L \approx R_p$. Ще одна відмінна риса – конфігурація магнітного поля, яка дозволяє отримувати замагнічену плазму в області транспортування плазми від ПД до області розділення і не замагніченість іонів, що виділяються, в області розділення.

Для беззіткневого випадку в одночастковому наближенні розраховані траєкторії руху часток в схрещених H_{\perp} та E_r полях. У перетині, для якого виконується умова резонансу ($\omega_E = \omega_{ci}/2$, ω_E – частота обертання плазми, ω_{ci} – іонно-циклотронна частота) очікується вихід іонів на бічну стінку.

Проведений імітаційний експеримент на азотній плазмі N_2^+ . В ході експерименту плазмове джерело (і плазмовий стовп) знаходилося під позитивним потенціалом, при цьому монотонно змінювалося електричне поле E_r , магнітне поле $H_{\perp} = \text{const}$. З динаміки потоків молекулярних іонів N_2^+ на подовжні та торцеві колектори виділено два режими роботи установки «ДІС-1».

1. Юферов В.Б., Ильичева В.О., Шарый С.В., Свичкарь А.С., Швець М.О., Живанков К.И., Ткачева Т.И. Плазменная сепарация ОЯТ - один из возможных путей решения проблемы замкнутого ядерного топливного цикла // ВАНТ. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (101). - 2013. - №2(84). - С.148-151.
2. A.M. Yegorov, V.B. Yuferov, S.V. Shariy, V.A. Seroshtanov, O.S. Druy, V.V. Yegorenkov, E.V. Ribas, S.N. Khizhnyak, D.V. Vinnikov// Preliminary Study of the Demo Plasma Separator. *Problems of Atomic Science and Technology*, 2009, №1(59), pp.122-124.
3. Litvak A., Agnew S., Anderegg F., Cluggish B., Freeman R., Gilleland J., Isler R., Lee W., Miller R., Ohkawa T., Putvinski S., Sevier L., Umstadter K., Winslow D. Archimedes Plasma Mass Filter // *30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys.* - St. Petersburg (Russia), 2003, Vol. 27A, O-1.6A.

ПЕРЕНЕСЕННЯ ЗАМАГНІЧЕНИХ ЧАСТИНОК У ВИПАДКОВОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

О.М. Черняк, А.Г. Загородній, В.І. Засенко

Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України

Розглянуто перенесення замагнічених частинок у зовнішньому випадковому електричному полі. Задача є спрощенням загальної проблеми перенесення частинок у турбулентній плазмі, проте така постановка дозволяє здійснити більш детальний аналіз аналітичних наближень та результатів моделювань.

Особливість задачі полягає у побудові невідомих лагранжевих кореляційних функцій, визначених вздовж траєкторій руху частинок, за відомими ейлеровими кореляційними функціями, заданими в лабораторній системі координат. Математично строгої теорії побудови такого наближення в загальному випадку не існує, тому використовують різні припущення.

В роботі досліджено дифузію частинок в полі замороженої турбулентності на основі методу декорельованих траєкторій [1] та з застосуванням наближення моментами [2]. Заморожена турбулентність характеризується нескінченним часом кореляції, а дрейфовий рух частинок в полі такої турбулентності є суто дифузійним. Тому вона є особливо цікавою для перевірки статистичних підходів.

Детально досліджено властивості підансамблів за початковими значеннями випадкових полів та поведінку відповідних декорельованих траєкторій. Запропоновано узагальнення методу моментів із залученням ідеї підансамблів. Результати розглянутих наближень порівняно між собою, а також із результатами числового моделювання.

[1] M. Vlad, F. Spineanu, J.H. Misguich, R. Balescu, Phys.Rev. E **58**, 7359 (1998).

ТУРБУЛЕНТНІ ТРАНСПОРТНІ ПРОЦЕСИ В ПЛАЗМІ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ

Порицький П.В. , Старчик П.Д

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ 03680, пр. Науки 47

E-mail: starchik@kinr.kiev.ua

Взаємодія плазми з середовищем, що оточує розрядний канал при імпульсних розрядах зазвичай має турбулентний характер. Турбулентне перемішування при цьому відбувається внаслідок розвитку гідродинамічних нестійкостей в зоні контакту плазми із зовнішнім середовищем. Прояв турбулентного перемішування залежить від форми та початкових розмірів збурень, величин електричних полів у проміжках. Виявленню факторів, які впливають на розвиток турбулентних транспортних процесів та з'ясуванню механізмів такого впливу й присвячене дане повідомлення.

Просторовий розподіл, розміри й темп зростання збурень в процесі розвитку імпульсних розрядів в першу чергу визначається початковою неоднорідністю розрядних каналів. Проте вплив зазначеної неоднорідності може бути нівельований шляхом підвищення темпів енерговкладення, що відкриває можливість направленої зміни характеру процесів.

Динаміка розвитку турбулентного перемішування та структура турбулентної зони визначаються процесами, що характеризують розвиток нестійкостей, що породжують перемішування. Спостерігається характерна для подібних нестійкостей перебудова в часі спектру збурень – короткохвильові збурення швидко сягають нелінійної стадії й перестають зростати, в той час як довгохвильові збурення продовжують розвиватися. В результаті розподіл за довжинами хвиль, що породжуються збуреннями зсувається в бік довгохвильових збурень.

В залежності від розрядних умов на розвиток турбулентних транспортних процесів суттєвий вплив може здійснювати й такий чинник як поступлення металевих домішок в плазму внаслідок ерозії електродів та розпилення дрітенок, якими ініціюється розряд, а також завдяки дії реактивної сили при випаровуванні речовини, що контактує з плазмою. Зокрема, підвищення провідності та зменшення в'язкості істотно змінює характер зазначених турбулентних процесів.

Залучення до уваги виявлених факторів впливу на характер турбулентних транспортних процесів відкриває шлях до направленої зміни властивостей плазми та керування імпульсними розрядами у воді.

ПЛАЗМОВЕ ДЖЕРЕЛО ЕКСТРЕМАЛЬНОГО УЛЬТРАФІОЛЕТОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ОСНОВІ МАГНІТОПЛАЗМОВОГО КОМПРЕСОРА

Ю.В. Петров, І.Є. Гаркуша, Д.Г. Соляков, В.В. Чеботарьов, М.С. Ладигіна,

Т.М. Чередниченко, В.В. Стальцов, Д.В. Єлісеєв

Інститут Фізики Плазми, Національний Науковий Центр «Харківський Фізико-технічний Інститут», Академічна 1, Харків

Створення потужного джерела екстремального ультрафіолетового (ЕУФ) випромінювання наступного покоління для застосування в літографічному процесі є важливим завданням як прикладної так і фундаментальної науки. Одним з можливих і найбільш ефективних пристроїв генерації ЕУФ випромінювання є плазмодинамічні системи, які генерують потоки ксенонівної плазми високої густини.

В даній роботі представлені результати дослідження ЕУФ випромінювання потоків плазми, які генерується магнітоплазмовим компресором (МПК) і стискаються під дією власного магнітного поля. Для реєстрації ЕУФ та вимірювання енергії його випромінювання створена унікальна вимірювальна система на основі абсолютно каліброваних фотодіодів AXUV з різними плівковими фільтрами. Ця система реєстрації дозволяє досліджувати часову поведінку випромінювання та вимірювати енергію в заданому спектральному діапазоні в умовах сильного електромагнітного фону, який створюється густою замагніченою плазмою.

У роботі наводяться результати дослідження генерації випромінювання в спектральній області з довжинами хвиль 5-80 нм із зони компресії МПК при використанні ксенону в якості робочого газу або в якості малої добавки, що інjektується, в область компресії гелієвого потоку плазми. Був проведений порівняльний аналіз результатів вимірювання енергії ЕУФ випромінювання із зони компресії МПК для різних спектральних діапазонів в обох режимах.

Показано, що для режиму роботи з імпульсним напуском ксенону енергія випромінювання в діапазоні довжин хвиль 12.2-15.8 нм дорівнює 2.1×10^{-3} Дж, а в діапазоні 17-80 нм для 3.1×10^{-4} Дж. Повне значення енергії випромінювання, яке було виміряно AXUV в межах діапазону 5-13 нм, складає близько $(3-6) \times 10^{-4}$ Дж в повному тілесному куті. У діапазоні довжин хвиль $\Delta\lambda = 12.2 - 15.8$ нм максимальне значення потужності випромінювання досягає 120 Вт, а в діапазоні $\Delta\lambda = 17 - 80$ нм миттєва потужність зменшується практично на порядок і становить всього 18 Вт. Максимальне значення миттєвої потужності випромінювання для оптимального режиму роботи досягає 6-9 кВт.

Для режиму роботи МПК з локальною інжекцією ксенону в зону компресії гелієвої плазми енергія випромінювання в області 12.2-15.8 нм зростає до рівня 50-60 мДж, а пікова потужність випромінювання в цьому діапазоні досягла 16-18 кВт. Таким чином, зміна сценарію роботи МПК дозволило збільшити енергія ЕУФ випромінювання в кілька разів при однакових енерговитратах.

ФОКУСУВАННЯ ШИРОКО АПЕРТУРНИХ СИЛЬНОСТРУМОВИХ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЮ ПЛАЗМОВОЮ ЛІНЗОЮ

А. Гончаров¹, А. Добровольський¹, І. Літовко², В. Гушенец³, Е.Окс³

¹ Інститут фізики НАНУ, Київ, Україна

² Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, Україна

³ Інститут сильнотрумової електроніки СО РАН, Томськ, Росія

Представлено нові теоретичні та експериментальні результати що до фокусування сильнотрумового широкоапертурного електронного пучка плазмовою лінзою з хмарою аксіально-симетричного позитивного просторового заряду, створеного циліндричним прискорювачем з анодним шаром і магнітною ізоляцією електронів. Ці роботи є розвитком виконаних раніш досліджень [1,2]. Проведено дослідження фокусування нерелятивістського (до 20 кеВ), широкоапертурного (діаметр 6 см) пучка електронів як для малих, так і великих струмів (у діапазоні від 100 мА до 100 А). Було показано, що в у відносно слабкострумівому режимі (струм до 1 А), коли об'ємний заряд пучка не перевищує такого в лінзі, здійснюється електростатичне фокусування електронного пучка. Експериментально вимірний фактор компресії для електронного пучка 12 кеВ зі струмом 200 мА дорівнював 5. У випадку сильнотрумового пучку, коли відбувається перевищення об'ємного заряду в лінзі власним зарядом пучка, фокусувальний режим роботи плазмової лінзи порушується і залишається лише магнітне фокусування електронного пучка. Однак, було встановлено, що плазма хмари іонного об'ємного заряду стабілізує роботу джерела електронів, формує прозорий плазмовий електрод та компенсує об'ємний заряд згенерованого пучка. Це дозволяє стиснути 100 амперний, широкоапертурний пучок з початкового діаметру 6 см до розміру 1 см. та отримати густину струму пучка понад 100 А/см².

Теоретичні та чисельні підходи, в межах квазігідродинамічної моделі, дозволяють розраховувати процес накопичення просторового заряду у плазмовій лінзі та взаємодію створеної хмари просторового заряду з пучком заряджених частинок, що проходить крізь апертуру лінзи з урахуванням процесу підтримки постійного надходження нових додатних іонів до хмари та власного магнітного поля пучка, що фокусується. Результати одержаних розрахунків добре узгоджуються з експериментом. Також, експериментально було показано можливість побудови плазмової лінзи з динамічним просторовим зарядом, що не має провалу плаваючого потенціалу на вісі лінзи, обумовленого закруткою іонів хмари у магнітному полі лінзи. Таким чином представлені результати демонструють привабливу можливість застосування лінзи динамічного позитивного просторового заряду для керування широко-апертурними інтенсивними електронними пучками.

Ця робота була частково підтримана ФФДУ та РФФД згідно програми спільних Російське –Українських дослідницьких проектів (РФФД Грант № 13-08-90416 та ФФДУ F53.2/013)

1. **Goncharov, A. M. Dobrovolskiy, S. P. Dunets, I. V. Litovko, V.I. Gushenets, E. M. Oks. Rev. Sci. Instrum., 83, (02B), 2012.**
2. **Gushenets, A. Goncharov, A. Dobrovolskiy, S. Dunets, I. Litovko, E. Oks, A. Bugaev V, IEEE Trans. Plasma Sci. 41, #4, part.3, 2013, p.1408-1411**

ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИХ ХВИЛЬ В ОДНОРІДНІЙ ТА НЕОДНОРІДНІЙ ПЛАЗМІ ЦИЛІНДРИЧНИМ ЗАРЯДЖЕНИМ ЗГУСТКОМ

Ю.М.Толочкевич, Т.Є.Літошенко, І.О.Анісімов

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
радіофізичний факультет*

Збудження кільватерних хвиль згустками заряджених частинок у плазмі цікаве, в першу чергу, з точки зору створення компактних прискорювачів електронів [1]. З іншого боку, знання динаміки заряджених згустків у полі збуджених ними кільватерних хвиль важливе для задач про можливу діагностику неоднорідної плазми за перехідним випромінюванням згаданих згустків [2].

Ця доповідь містить результати аналітичних розрахунків та комп'ютерного моделювання збудження кільватерних хвиль електронними та іонними згустками циліндричної форми в однорідній, поздовжньо неоднорідній та радіально неоднорідній плазмі. Аналітичні розрахунки виконані в лінійному наближенні та в моделі заданого струму згустку в теплій (однорідний випадок) та холодній (неоднорідний випадок) плазмі. Комп'ютерне моделювання виконане методом крупних частинок у комірках для двох випадків – одновимірного (електростатичний код) [3] та двовимірного аксіально-симетричного (електромагнітний релятивістський код) [4].

Результати аналітичного розрахунку справджуються (принаймні, на якісному рівні) для іонних згустків, коли зміною профілю концентрації згустку за час моделювання можна знехтувати. У цьому випадку кільватерні хвилі збуджуються переднім та заднім фронтами згустку, що в поздовжньо-неоднорідній плазмі приводить до періодичної зміни амплітуди цих хвиль у просторі.

Для електронних згустків наближення заданого струму не справджується. Довгий початковий згусток у полі кільватерної хвилі розпадається на послідовність мікрозгустків, які ефективно фокусуються, в першу чергу, в поздовжньому напрямі. В результаті ефективність збудження кільватерної хвилі різко збільшується. В однорідній плазмі ця хвиля через малу групову швидкість відривається від початкового електронного згустку, а її амплітуда може на порядки перевищувати поріг нелінійності. У поздовжньо-неоднорідній плазмі ця амплітуда дещо зменшується, а просторова локалізація хвилі не спостерігається.

Перелік посилань

1. C.G. Geddes D.L. Bruhwiler etc. Computational studies and optimization of wakefield accelerators. // Journal of Physics: Conference Series 125 (2008) 012002.
2. I.O.Anisimov, K.I.Lyubich. Plasma-object diagnostics via resonant transitional radiation from an electron bunch // Journal of Plasma Physics. Vol.66. Part 3. 2001. P. 157-165.
3. І.О.Анісімов, О.І.Кельник, С.М.Левитський, Д.В.Сасюк, Т.В.Сіверський, С.В.Сорока. Моделювання плазмово-пучкових систем за допомогою модифікованого пакету PDP1. // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Радіофізика та електроніка. Вип.6. К., 2004. С. 48-55.
4. Yu.M.Tolochkevych, T.E.Litoshenko, I.O.Anisimov. 2.5D relativistic electromagnetic PIC code for simulation of beam interaction with plasma in axial-symmetric geometry. // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics. 2010. №4. Pp. 47-50.

ВПЛИВ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ПРОЦЕСІВ НА ЗАРЯД ПИЛОВИХ ЧАСТИНОК В АРГОНОВІЙ ПЛАЗМІ

Г.О.Гавриш, О.Ю.Кравченко, Т.Є.Лиситченко, П.О.Лелях
Київський університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

Дослідження заряду пилових частинок в плазмі є однією з фундаментальних задач у фізиці пилової плазми. Актуальність цієї проблеми зумовлена науковим інтересом до явищ самоорганізації пилових частинок в плазмі [1] та широким розповсюдженням пилових частинок в різних плазмових технологіях [2]. В літературі існує знана кількість робіт, присвячених вивченню зарядки пилових частинок. У випадку розрідженої плазми для описання взаємодії плазмових частинок з пилинкою використовується кінетичний підхід, в якому, як правило, нехтується зіткненнями між частинками плазми, а у випадку плазми високого тиску – дрейфово-дифузійне наближення, яке справедливе, коли частота зіткнень дуже велика. В той же час, в багатьох практично важливих газових розрядах має місце випадок, коли характерні часи зіткнень електронів та іонів з нейтральними атомами виявляються одного порядку, що і характерні часи їх взаємодії з пиловою частинкою. При цьому можливий вплив елементарних процесів на заряд пилових частинок, який ті набувають у плазмі.

У даній роботі розглядається сферична провідна пилова частинка в низькотемпературній плазмі аргону при низьких тисках нейтрального газу ($p \ll 1 \text{ тор}$) при наявності іонного потоку та без нього. Процес зарядки та екранування пилової частинки досліджується за допомогою комп'ютерного моделювання. Використовується тривимірний Р³М метод, який є найбільш повним методом описання руху частинок плазми та їх взаємодії з пиловими частинками. Взаємодія частинок плазми з нейтральним газом моделюється методом Монте-Карло. При цьому розглядаються такі елементарні процеси як пружні зіткнення іонів і електронів з нейтральними атомами, збудження й іонізація атомів електронним ударом, процеси перезарядки. Якщо в процесі руху електрони або іони перетинають границю пилової частинки, вони вважаються адсорбованими на її поверхні. У процесі моделювання підраховується кількість адсорбованих частинок, щоб отримати заряд пилової частинки. Емісія електронів з поверхні пилової частинки не розглядається.

В результаті проведених розрахунків отримані просторові розподіли параметрів плазми в околі пилової частинки при різних значеннях тиску нейтрального газу та швидкості іонного потоку, а також значення стаціонарного заряду пилової частинки. Розрахунки показали, що при збільшенні тиску нейтрального газу заряд мікрочастинки збільшується за абсолютною величиною внаслідок зіткнень іонів з нейтральними атомами, які призводять до зменшення потоку іонів на мікрочастинку. При збільшенні швидкості потоку іонів до швидкості іонного звуку заряд мікрочастинки зростає за абсолютною величиною внаслідок зменшення ефективного перерізу взаємодії іонів з мікрочастинкою. Подальше збільшення швидкості іонного потоку призводить до зменшення заряду мікрочастинки за абсолютною величиною внаслідок складної взаємодії іонів з іонним згустком, розташованим за мікрочастинкою.

1. M. Mao, J. Benedikt, A. Consoli, A. Bogaerts. J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – V.41, P.225201(14pp).

2. J. Pavlu, J. Safrankova, Z. Nemecek, I. Richterova. Contrib. Plasma Phys. – 2009. – V.49, P.169 – 186.

ФОРМУВАННЯ СПРЯМОВАННОГО ЕУФ ВИПРОМІНЮВАННЯ З МАЛОРОЗМІРНИХ ПЛАЗМОЇДІВ

Є.В. Боргун, М.О. Азаренков, О.Ф. Целуйко, В.І. Маслов, Д.Л. Рябчиков.

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

В роботі досліджувалась генерація потужних (~ 1 МВт) спрямованих імпульсів (100–200 нс) випромінювання в діапазоні екстремального ультрафіоліту з малорозмірних (1–10 мм) щільних ($\sim 10^{17}$ – 10^{18} см⁻³) плазмоїдів в умовах введення енергії пучком. Плазмоїд складається з багатозарядних іонів олова, генерація випромінювання здійснюється на хвилі 13,5 нм, що відповідає переходам в 7–12 кратно іонізованих атомах олова. Спрямованість випромінювання визначалась формою плазмоїда, а коефіцієнт спрямованості $k = J_{\parallel}/J_{\perp}$ в наших умовах мав значення від 0,1 до 100. Електронний пучок, що вводить додаткову енергію у плазмоїд, формувалась безпосередньо біля поверхні плазмоїду в подвійному електричному шарі об'ємного заряду. Багаторазово іонізована плазма олова формувалась в сильнострумовому (30–40 кА) імпульсному ($\tau \sim 7$ -9 мкс) плазмовому діоді при розрядці конденсаторної батареї ємністю 2 мкФ. Для вимірювання інтенсивності випромінювання з довжиною хвилі 13,5 нм використовувались два калібровані напівпровідникових детектора AXUV–20. Динаміка плазмоїдів вивчалась за допомогою системи швидкісної відеореєстрації (час витримки ~ 10 нс). Напруга розряду змінювалась в діапазоні від 5 до 12 кВ, щільність розрядного струму реєструвалась в межах 0,1–1,0 МА/см² з часом напівперіоду коливань розрядного струму $\sim 1,5$ мкс. В індуктивній стадії розряду імпульсно формувалась подвійний електричний шар об'ємного заряду з напругою ~ 2 кВ, який забезпечував локальне введення потужності до 100 МВт. В цих умовах в індуктивній стадії розряду імпульси випромінювання спостерігалися у вигляді коротких інтенсивних піків. Так в першому напівперіоді коливань розрядного струму потужний пік випромінювання генерувався з плазмоїду, що має форму тонкого циліндра, подовжна складова інтенсивності перевищувала поперечну в 10–100 разів. В другому та третьому напівперіодах коливань розрядного струму плазмоїд мав форму еліпсоїда, який генерував випромінювання з поперечною складвою інтенсивності більшою за повздовжню в 2–5 разів. В діапазоні напруг 5–8 кВ в другому напівперіоді коливань розрядного струму через 50 нс після основного піку слідував пік-сателіт, який мав переважно повздовжню спрямованість. Пік-сателіт випромінювався з плазмоїда, який мав форму тонкого циліндра. Показаний зв'язок форми малорозмірного щільного плазмоїда з спрямованістю випромінювання дозволяє зробити висновок щодо наявності радіаційно-індукційного ефекту, що забезпечує формування лавини фотонів в визначеному напрямку.

ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНИ В СТРУКТУРАХ З МЕТАМАТЕРІАЛАМИ

¹Азаренков М.О., ¹Галайдич В.К., ¹Олефір В.П., ²Споров О.Є.

*Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна,
Інститут високих технологій,*

¹*Фізико-технічний факультет вул. Курчатова, 31, 61108 Харків, Україна*

²*Факультет комп'ютерних наук м. Свободи, 6, 61108 Харків, Україна*

Вивчення власних поверхневих електромагнітних хвиль (плазмон-поляритонів) у структурах, що містять різноманітні плазмовоподібні матеріали, триває кілька десятиліть. Останнім часом інтенсивно вивчаються хвильові властивості структур, які містять плазму, діелектрики і новітні композитні матеріали, що дістали назву *метаматеріали* [1]. Така увага обумовлена їх електродинамічними характеристиками. У певних діапазонах частот вони, на відміну від звичайних матеріалів, можуть мати одночасно від'ємну діелектричну проникність та від'ємну магнітну проникність. Низка фізичних явищ у таких матеріалах та на їх межі зі звичайними матеріалами виглядає незвично. Основна відмінна риса метаматеріалів – це різнонаправленість хвильового вектора та вектора Пойнтинга.

За допомогою аналітичних та числових методів вивчено вплив параметрів шару метаматеріалу, обмеженого звичайними діелектричними середовищами з різними сталими значеннями діелектричної проникності на властивості власних поверхневих електромагнітних хвиль, що поширюються уздовж такої структури [2].

Показана можливість та визначено умови одночасного поширення в планарних структурах з метаматеріалом двох поверхневих мод ТЕ-поляризації та однієї моди ТМ-поляризації, отримано розподіл електричного та магнітного полів цих мод. Аналітичними та числовими методами вивчено вплив товщини шару метаматеріалу на фазову та групову швидкості власних хвиль структури. Показано, що фазова швидкість однієї з ТЕ-хвиль слабо залежить від товщини шару метаматеріалу, що обумовлює можливість широкого використання цієї моди в технологіях. Встановлено, що поверхнева ТМ-хвиля є прямою (групова та фазова швидкості співпадають за напрямом), а хвилі ТЕ-поляризації є зворотніми (фазова і групова швидкості направлені протилежно). За абсолютною величиною групові швидкості ТЕ-хвиль можуть бути достатньо низькими, аж до нульової. Така різноманітність числових значень та типів залежностей від параметрів структури обумовлює широкі перспективи для застосування власних поверхневих електромагнітних хвиль плоских структур, до складу яких входять метаматеріали. Особливо необхідно зазначити, що довжина цих поверхневих хвиль набагато менша за довжину об'ємних електромагнітних хвиль, що дозволяє суттєво зменшувати розміри пристроїв.

Властивості вивчених хвиль вказують на перспективність їх використання для передачі та обробки сигналів, генерації електромагнітних хвиль, тощо.

ПОСИЛАННЯ

1. S.A. Maier. Plasmonics: Fundamentals and Application. Springer-Verlag, Berlin, 2007.
2. М.О. Азаренков, В.К. Галайдич, В.П. Олефір, О.Є. Споров. Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics, 2012, №6(82), p.87.

ЗАЛЕЖНІСТЬ РАДІАЛЬНОЇ ДИНАМІКИ ДОВГОГО РЕЛЯТИВІСТСЬКОГО ЗГУСТКА ЧАСТИНОК, ЩО РУХАЄТЬСЯ В ПЛАЗМІ, ВІД ПОЗДОВЖНЬОГО РОЗПОДІЛУ ЙОГО ЗАРЯДУ

В.І. Маслов, І.М. Онищенко, І.П. Ярова¹

ІНЦ Харківський фізико-технічний інститут, 61108 Харків, Україна

¹ *Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61108 Харків, Україна*

Аналітично обчислено збурене радіальне електричне поле всередині довгого релятивістського згустку електронів, що рухається в плазмі, для декількох видів поздовжнього розподілу його заряду: лінійне наростання заряду вздовж згустку, лінійне наростання заряду вздовж згустку з передвісником, гаусівський розподіл, прямокутний розподіл з крутими фронтами. Показано, що радіальна динаміка згустку визначається радіальним електричним полем, що створюється довгим згустком в плазмі, яке в другому випадку є фокусуєчим і лінійно наростаючим вздовж згустку. При цьому поздовжнє гальмуюче згусток поле мале. Якщо форма довгого згустку близька до гаусівської, то навіть без передвісника він створює монотонно наростаюче вздовж нього фокусуєчне поле, а поздовжнє гальмуюче згусток поле мале і слабо неоднорідне.

ТРАЕКТОРІЇ МІКРОХВИЛЬОВИХ ПРОМЕНІВ В ПЛАЗМІ, ПОХИЛО ПАДАЮЧИХ НА ЇЇ ГРАНИЦЮ

А.І. Скибенко, І.Б. Пінос

Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАНУ
E-mail: a-skibenko@mail.ru

В роботі представлена методика побудови траєкторій мікрохвильових променів звичайної і незвичайної хвиль в поперечному перерізі плазмового циліндра з врахуванням просторового розподілу густини плазми і магнітного поля. При НВЧ вимірюваннях параметрів плазми поперечний переріз зондуючого пучка променів іноді порівнюваний з розмірами плазми, що приводить до суттєвої рефракції. Це спричиняє похибки в визначенні вимірюваного параметру і локалізації шару відбиття. Особливо це важливо при рефлектометрії плазми, наприклад при кореляційних вимірюваннях і при визначенні Доплерового зсуву частоти і радіусу відбиття [1]. Відомо [2], що в плазмі можуть існувати локальні центри обертання, що виникають під впливом власних електричних полів. Орієнтація і локалізація центрів цих обертань різноманітна. Аналіз спектрів флуктуацій хвилі вздовж траєкторії можливо дозволить виявити локальні ячейки обертання плазми і їх орієнтацію. Траєкторії променів в плазмовому циліндрі в площині перпендикулярній до осі циліндра описуються інтегралом [3,4]:

$$\Theta = \sin \varphi \cdot \int_{\rho_{\min} + \Delta\rho}^1 [\rho^2 \cdot (\mu_{o,x}^2 - \sin^2 \varphi / \rho^2)^{1/2}]^{-1} d\rho, \quad (1)$$

де φ – кут входження променя в плазму, $\rho = r/R$, r –плинний радіус плазми, R – радіус циліндра, ρ_{\min} – найменша відносна відстань променя до осі, $\Delta\rho$ – відстань між точками траєкторії, $\mu_{o,x}$ – коефіцієнт заломлення звичайної і незвичайної хвиль, $\mu_o = (1-v)^{1/2}$, $\mu_x = \{[(u^2 - (1-v)^2)]/[u^2 - (1-v)]\}^{1/2}$, $v = n(\rho)/n_c$, $n(\rho)$ і n_c – густина плазми і її критичне значення, $u = f_{ce}/f_0$, f_{ce} , f_0 – електронно-циклотронна і зондуюча частоти. Найменша відстань траєкторії від осі циліндра визначається з рівняння $\sin^2 \varphi / \rho^2 = \mu_{o,x}^2$. Побудова траєкторії складається з двох частин: ліва гілка розраховується по формулі (1), а права гілка по формулі:

$$\Theta = 2\Theta(\rho) - \Theta(\rho_{\min}) \quad (2)$$

Приведені в роботі графіки і таблиці обчислені з врахуванням характеристик торсатрона У-3М і відбивного розряду (установка Макет), а також діаграми направленості антени. Проведено порівняння траєкторій при $u < 1$ і $u > 1$, а також при $q = n_{\max}/n_c$ менше і більше одиниці. На основі проведених досліджень встановлено: при $q < 1$ можна оцінити ослаблення із-за рефракції проходячого сигналу, при $u > 1$ і $q < 1$ промінь відхиляється в зворотний бік, при $q > 1$ для хвиль обох поляризацій одночасно можна приймати зворотно розсіяний і рефрагований сигнали.

1. С. Honore, Р. Hennequin, А. Truc, А. Quemeneur // Nucl. Fusion. Vol. 46. 2006. P. S809-S815.

2. S. N. Arteha // Phys. Plasmas. Vol. 3. 1996. P. 2849-2858.

3. V. V. Nemov, V. L. Sizonenko, K. N. Stepanov, J. Tuchman // Nucl. Fusion. Vol. 9. 1969. P. 243-251.

4. Л. А. Душин, А. И. Скибенко, И. П. Фомин // ЖТФ. Т. 41. 1971. С. 1640-16454.

5. Е. Д. Волков, В. А. Супруненко, А. А. Шишкин. Стелларатор.- К: Наукова думка. 1983 312с.

ОПИС КАТОДНОГО ШАРУ В АЗОТІ ЗА ДОПОМОГОЮ ЗАКОНІВ ЧАЙЛЬДА-ЛЕНГМЮРА

В.О. Лісовський^{1,2}, В.О. Дерев'янку¹, В.Д. Єгоренков¹

¹ Харківський національний університет, 61022, Харків, пл. Свободи 4, Україна

² Науковий фізико-технологічний центр МОН та НАН України, Харків, 61022, пл. Свободи, 6, Україна

E-mail: lisovskiy@yahoo.com

Низькотемпературна плазма зазвичай знаходиться в замкнених розрядних камерах і контактує з їх стінками, електродами, зондами тощо. Між плазмою і стінками розрядних камер формується приелектродний (пристіночний) шар, який описують за допомогою законів Чайльда-Ленгмюра. У випадку відсутності зіткнень іонів з молекулами газу він має наступний вигляд

$$J = K_i \varepsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (1)$$

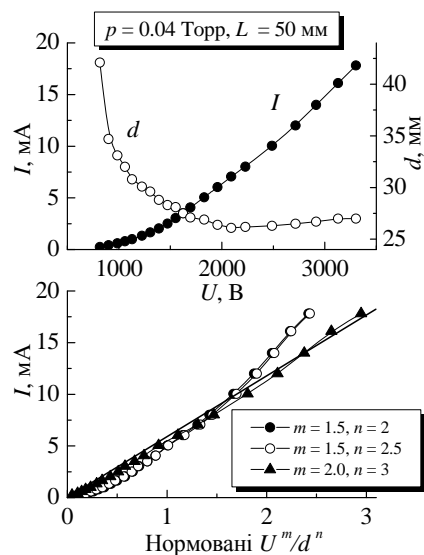
де U - падіння напруги на шарі, d - товщина шару, J - щільність іонного струму через шар, $K_i = 0,82$, ε_0 – діелектрична проникливість вакууму, e – елементарний заряд, M – маса іону. Але в багатьох випадках іони, що перетинають катодний шар, зіштовхуються з молекулами газу. При цьому для спрощення опису зіткнень руху можна припустити, що або довжина вільного пробігу λ_i , або рухливість μ_i іонів не залежать від їх швидкості, а закони із зіткненнями мають наступний вигляд, відповідно:

$$J = 1.68 \varepsilon_0 \left(\frac{2e\lambda_i}{M} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d^{5/2}}, \quad (2)$$

$$J = \frac{9}{8} \varepsilon_0 \mu_i \frac{U^2}{d^3}. \quad (3)$$

Для оптимального використання тліючого розряду в плазмових технологіях, а також для теоретичного передбачення його характеристик необхідно знати, який з наведених вище законів Чайльда-Ленгмюра можна використовувати для опису процесів в катодному шарі.

У цій роботі виміряні товщина d катодного шару і падіння напруги U на ньому при різних струмах I в азоті. При вузьких зазорах, коли розряд складається тільки з катодного шару та негативного світіння, практично вся прикладена до електродів напруга падає на катодному шарі. Отримано, що при тиску азоту $p < 1$ Торр, а також при $p > 1,5$ Торр потрібно застосовувати закон Чайльда-Ленгмюра з постійною рухливістю іонів. При $1 < p < 1,5$ Торр жоден із законів Чайльда-Ленгмюра (з постійними рухливістю і довжиною вільного пробігу іонів) не придатні для опису катодного шару в азоті в широкому діапазоні розрядного струму. З літературних джерел можна зробити висновок, що при $p < 1$ Торр в розряді переважають іони N^+ , а при $p > 1,5$ Торр – іони N_4^+ . Ці іони не зазнають перезарядки з молекулами N_2 і рухаються в катодному шарі з постійною рухливістю. У діапазоні $1 < p < 1,5$ Торр в розряді присутні іони N^+ , N_2^+ , N_3^+ і N_4^+ у порівнянних концентраціях, тому жоден із законів Чайльда-Ленгмюра не є справедливим.



Залежності розрядного струму I і товщини d катодного шару від напруги між електродами при тиску азоту 0,04 Торр і зазорі $L = 50$ мм, а також струму I від нормованих значень U^m/d^n .

ЗОНДОВІ ДОСЛІДЖЕННЯ ОСЬОВОЇ СТРУКТУРИ РОЗРЯДУ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ В АЗОТІ

В.О. Лісовський^{1,2}, В.О. Дерев'янку¹, В.Д. Єгоренков¹

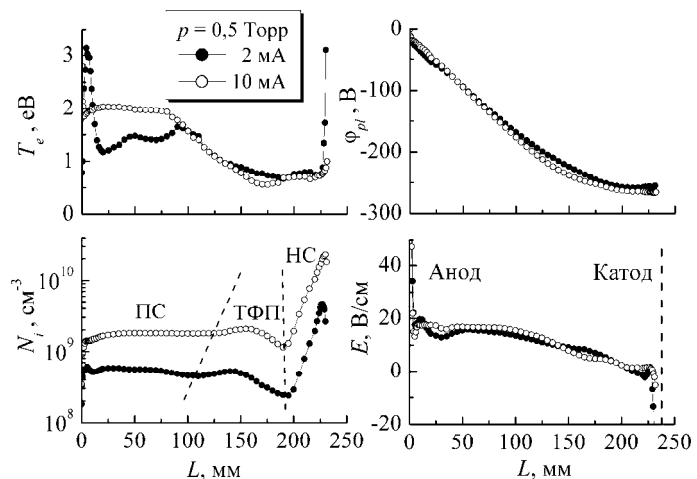
¹ Харківський національний університет, 61022, Харків, пл. Свободи 4, Україна

² Науковий фізико-технологічний центр МОН та НАН України, Харків, 61022, пл. Свободи, 6, Україна
E-mail: lisovskiy@yahoo.com

Останнім часом тліючий розряд став все ширше використовуватися для різних технологічних потреб, зокрема, в галузі лазерної техніки, для модифікації поверхні різних промислових виробів. Вважається, що в темному фарадеевому просторі цього розряду не може бути ні іонізації, ні процесів збудження молекул газу електронним ударом. Густина плазми має максимум в негативному світінні поблизу межі катодного шару, потім при віддаленні від катода повільно зменшується і досягає постійного значення, що відповідає однорідному позитивному стовпу.

У цій роботі зондом Ленгмюра виміряно осьові профілі температури електронів, густини плазми, потенціалу плазми і напруженості електричного поля при різних тисках азоту ($p = 0,05 - 0,5$ Торр) і розрядних струмах. Діаметр плоских електродів з нержавіючої сталі дорівнював 55 мм. Відстань між електродами була 237 мм.

Отримано, що максимуми густини плазми і температури електронів спостерігаються в негативному світінні (НС), де напруженість електричного поля низька. Мінімуми цих параметрів знаходяться на межі негативного світіння і темного фарадеевого простору (ТФП). При низькому тиску газу позитивний стовп стратифікований, а при тиску газу вище 0,5 Торр стає однорідним. Виявлено, що у темному фарадеевому просторі осьовий профіль густини плазми має максимум, який може бути навіть вищий за середню густину плазми в позитивному стовпі (цей результат не був описаний в літературі раніше). Мабуть, у процесах в темному фарадеевому просторі велику роль відіграють метастабільні молекули азоту. Їх концентрація є найбільшою в негативному світінні, далі вони дифундують уздовж трубки в бік анода. У темному фарадеевому просторі напруженість електричного поля зростає, що збільшує енергію як холодних, так і більш швидких електронів. При зіткненнях електронів, що мають досить велику енергію, з метастабільними молекулами азоту може відбуватися ступінчаста іонізація. Також іонізація може відбуватися при зіткненнях метастабільних молекул одна з одною. Мабуть, саме ці процеси призводять до появи максимуму густини плазми в темному фарадеевому просторі. Доцільно назвати темний фарадеевий простір початковою (попередньою) фазою позитивного стовпа, оскільки в ньому присутні процеси іонізації, порівнянні за інтенсивністю з позитивним стовпом.



Осьові профілі температури електронів T_e , густини плазми N_i , потенціалу плазми ϕ_{pl} і напруженості електричного поля E при тиску азоту 0,5 Торр і розрядних струмах 2 мА та 10 мА. Катод знаходиться справа.

ВПЛИВ ТИСКУ АЗОТУ ПРИ ОСАДЖЕННІ ВАКУУМНО-ДУГОВИХ ПОКРИТТІВ TiN НА ЇХ ЕРОЗІЙНУ СТІЙКІСТЬ В ПЛАЗМІ РОЗРЯДІВ МАГНЕТРОННОГО ТИПУ.

Г.П. Глазунов, А.О. Андреев, М.М. Бондаренко,
О.Л. Конотопський, В.А. Столбовой.

Інститут фізики плазми Національного наукового центру
“Харківський фізико-технічний інститут”

E-mail: micha@ipp.kharkov.ua

Досліджений процес ерозії TiN покриттів, отриманих вакуумно-дуговим розпиленням титану при різному тиску азоту (10^{-4} Торр - $5 \cdot 10^{-3}$ Торр). Швидкості ерозії вимірювалися методом зважування на аналітичних вагах до і після плазмової обробки в атмосфері азоту при температурах 500-1000°C. Виявлено, що швидкість ерозії TiN покриттів, осаджених при нижчому тиску ($\sim 1 \cdot 10^{-4}$ Торр) істотно нижче, ніж для покриттів нанесених при вищому тиску азоту ($5 \cdot 10^{-3}$ Торр). Стійкість до термоцикування в таких покриттів не гірше, ніж в покриттів, осаджених при вищому тиску, тому, з точки зору використання TiN покриттів в плазмових установках, діапазон тиску азоту при осадженні покриттів в установках типу «Булат» може бути визначений як $\sim 10^{-4}$ Торр.

Обговорюються можливі фізичні механізми для пояснення такого характеру поведінки ерозії. Аналіз даних показав, що швидше за все це пов'язано з різною структурою і фазовим складом TiN покриттів осаджених при різному тиску азоту.

ВПЛИВ ПАРАМЕТРІВ ВЧ РОЗРЯДУ НА ТЕМПЕРАТУРУ НАГРІВАННЯ ПІДКЛАДКИ ПЛАЗМОХІМІЧНОГО РЕАКТОРА ДЛЯ СИНТЕЗУ АЛМАЗОПОДІБНИХ ПЛІВОК

В.В. Гладковський, Є.Г. Костін, Б.П. Полозов, О.А. Федорович

Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, oa-fedorovich@kinr.kiev.ua

На протязі останніх десятиріч зріс інтерес до розробки технологій отримання штучних алмазних плівок (АП) та алмазоподібних плівок (АПП). Це зв'язано з унікальністю фізико-хімічних властивостей як АП так і АПП, що стимулювало їх використання в якості механічно-, корозійно- та радіаційно стійких матеріалів. В області електроніки даний матеріал використовується для побудови фотоелектричних перетворювачів в ультрафіолетовій області спектру; для створення радіаційно стійких детекторів іонізуючих випромінювань; в якості підкладок з високою теплопровідністю, високоомних ізоляторів та ряді інших можливих застосувань.

Поряд з успішним розвитком досліджень у даному напрямку, все ж залишається багато неясних технологічних моментів. Один з них – це вплив параметрів високочастотного розряду на температуру нагріву підкладки в плазмохімічному реакторі, на якій вирощуються АП та АПП.

Дослідження проводилися на установці «Алмаз», яка розроблена і сконструйована в Інституті ядерних досліджень НАНУ. Установа та основні параметри ВЧ- розрядів, при яких проводиться синтез АП та АПП, описана у роботі [1].

Вимірювання температури тримача підкладки проводились за допомогою термопари або оптичного пірометра [2]. При наявності розряду у камері реактора визначити температуру методом оптичної пірометрії не вдалося, у зв'язку з інтенсивним свіченням плазми. За рахунок використання подвійної зовнішньої ізоляції термопари вдалося подолати проблеми приведені у роботі [2], а саме, нагрів самої термопари за рахунок скинування ВЧ струму по її поверхні та електромагнітними наводками, а також усунуто запилення торців ізоляції. Дослідження температури тримача підкладки проводилося в трьох режимах: без розряду, коли температура змінювалася за рахунок регулювання струму молібденової спіралі пічки; за наявності розряду з підігрівом і без підігріву пічки.

Для коректних вимірювань температури тримача підкладки реактора при нагріванні тільки від пічки потрібний час для прогріву підкладки не менший 40 хв. При прогріві тримача підкладки лише за рахунок розряду, без підігріву пічки, значення часу прогріву зростає до 70 хв. Значення температури підкладки реактора при наявності ВЧ-розряду з струмом 8 А без підігріву пічки досягає 200 °С.

Отримані криві залежності температури тримача підкладки від струму накаливання спіралі пічки. З них слідує, що при температурі 800 °С і більше додатковий прогрів тримача підкладки під дією плазми незначний.

1. Л.С. Максименко, О.Н. Онищук, И.Е. Матяш, Б.К. Сердега, Е.Г. Костин, Б.П. Полозов, О.А. Федорович, Г.К. Савинков. Модуляционная поляриметрия полного внутреннего отражения, нарушенного алмазоподобными пленками. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре - 2013.- № 1.- с. 3-8.
2. Є.Г. Костін, Б.П. Полозов, О.А. Федорович, І.Є. Матяш, Б.К. Сердега, Г.К. Савинков, В.В. Бурдін. Плазмохімічний синтез та фізичні дослідження нанорозмірних алмазоподібних плівок. Збірник анотацій Української конференції з фізики плазми і КТС – 2011, Київ, 2011. с.37.

ПРО ОСОБЛИВОСТІ ПОВЕДІНКИ ПАРАМЕТРІВ ЩІЛЬНОЇ ПЛАЗМИ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ НА СТАДІЇ РЕЛАКСАЦІЇ

О.А. Федорович, Л.М. Войтенко

Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, oafedorovich@kinr.kiev.ua

Для розрахунків параметрів щільної плазми та побудови її моделей необхідно враховувати кінетику іонізації і рекомбінації речовини плазмового каналу. В якості джерела щільної плазми досліджувався розпад імпульсного розряду у воді (ІРВ). Параметри плазми розряду дозволяли дослідити зміни концентрації електронів в каналі в межах $10^{17} \text{ см}^3 \leq N_e \leq 10^{22} \text{ см}^3$ при температурах $T_e = 7 \cdot 10^3 - 50 \cdot 10^3 \text{ К}$ [1]. При визначенні коефіцієнтів рекомбінації в плазмі з такими температурами необхідно враховувати іонізацію. Тому експериментально визначався коефіцієнт розпаду плазми, в якому автоматично враховуються процеси іонізації.

Експериментально визначені значення коефіцієнта розпаду виявилися на кілька порядків меншими, ніж передбачалось теорією для таких параметрів плазми. Таку поведінку плазми в каналі можна спробувати пояснити адіабатичним охолодженням плазмового каналу, що розширюється. Рівняння адіабати має вигляд $p \cdot V^k = \text{const}$ або $T \cdot V^{k-1} = \text{const}$ [2]. Для водяної плазми $k = 1,26$ [3]. Із залежності радіуса каналу від часу і максимальних значень тиску і температури були розраховані хід в часі тиску і температури в каналі при його розширенні для адіабатичного процесу в наближенні ідеального газу. При порівнянні з експериментальними значеннями тиску видно, що залежність значень величин адіабатичного тиску від часу знаходиться значно нижче експериментальних значень. Від 20 до 100 мкс тиск практично не змінюється з часом і починає зменшуватися тільки після 100 мкс. Температура в каналі практично залишається незмінною протягом 40 мкс і починає зменшуватися з плином часу, що корелює з послідовною появою ліній випромінювання водню серії Бальмера в спектрах воднево-кисневої плазми ($H_\alpha = 50 \text{ мкс}$, $H_\beta = 54 \text{ мкс}$, $H_\gamma = 63 \text{ мкс}$). Після 80 мкс температура для експериментально виміряних значень і адіабатичного режиму практично збігаються, а значення тиску для експериментальної і розрахованої по адіабаті кривої починають зближуватися.

Динаміка охолодження плазми в каналі не корелює з адіабатичним охолодженням і її важко пояснити витратами енергії на розширення каналу. Вона визначається зміною ентальпії плазми.

1. О.А. Fedorovich, L.M. Voitenko. About the influence of the plasmas nonideality degree on the plasma decay coefficients. Problem of atomic science and technology, #1, 2013, p 201-203.
2. Д. Тер Хаар, Г. Вергеланд. Элементарная термодинамика. Мир, 1968. 219 с.
3. К.А. Наугольных, Н.А. Рой. Электрические разряды в воде, Наука, 1971, 155 с.

ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ПЛАЗМОВИХ СИСТЕМ ДЛЯ СТИМУЛЮВАННЯ ГОРІННЯ ПАРАФІНІВ

Мартиш Є.В., Черняк В.Я.

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка

На протязі останніх років була реалізована ідея про використання парафінів для створення нового палива. Як відомо, парафіни – це насичені вуглецьводні, молекули яких мають у своєму складі лише вуглець та водень, з хімічною формулою C_nH_{2n+2} . Не дивлячись на наявність у парафінових палив значної кількості позитивних якостей, питання про їх переваги у порівнянні з традиційними паливами нафтового походження є дискусійним. Головна причина цієї дискусії походить від хімічної інертності парафінів. В зв'язку з цим виникає необхідність додаткової активації горіння, як різновиду хімічної реакції. Одним з альтернативних засобів її прискорення, збільшення селективності по цільовим продуктам може слугувати її проведення в плазмі. В даній роботі представлені результати порівняльного аналізу різних плазмових систем, які вже використовуються або плануються для використання при досягненні вказаної мети.

Відомо, що наявність в плазмі значних концентрацій активних частинок (радикалів, збуджених атомів та молекул і т. інш.), участь їх в ланцюгових процесах, може значно прискорити багато хімічних реакцій. Як можливий засіб впливу на характеристики горіння розглядається попередня обробка горючої суміші з метою отримання в ній високої концентрації проміжних продуктів (перекисів), які здатні зменшенню часу індукції горючої суміші та більш швидкого розвитку детонаційного режиму горіння. Перспективним засобом покращення характеристик цього процесу є вплив на горючу суміш нерівноважною плазмою різних газових розрядів з метою ініціації в ній ланцюжкових процесів.

З метою оптимізації проаналізовані впливи плазми бар'єрного, коронного та мікрохвильового розрядів на процеси ініціювання горіння та нормальну швидкість горіння. В якості альтернативи розглянута також плазмо-динамічна система з плазмою поперечної дуги. Шляхом аналізу експериментальних даних та виконання необхідних якісних оцінок отримані висновки про межі можливого застосування та оптимізацію вказаних систем.

ВПЛИВ ПОВЕРХНІ НА ВЛАСТИВОСТІ ВУГЛЕВОДНЕВОЇ ПЛАЗМИ

Ю.П. Веремій, В.Я. Черняк, К.В. Юхименко
*Київський національний університет ім.Тараса Шевченка,
радіофізичний факультет, вул. Володимирська, 64, Київ 01033, Україна;
veremii@i.ua*

Низькотемпературна нерівноважна плазма є одним з найбільш цікавих і доступних джерел хімічно активних частинок — електронів, іонів, вільних атомів, збуджених молекул і радикалів, а також випромінювання у видимому та УФ-діапазоні, який може ініціювати хімічні реакції. Основними характеристиками такої плазми є концентрація і природа заряджених частинок, температура електронів, концентрація і природа нейтральних частинок. У таких системах фрагментами розпаду молекул при електронному ударі можуть бути вільні атоми та радикали, більш низькомолекулярні, ніж вихідні.

Вільні атоми та радикали дифундують або стікають на поверхню, де вони адсорбуються та реагують з утворенням продуктів, які потім десорбують і дифундують або покидають поверхню в газовій фазі. Також, вільні атоми та радикали можуть десорбувати без реакції і продукти реакцій в газовій фазі можуть адсорбувати назад на поверхню.

Слід зазначити, що в твердій фазі, на відміну від газової, первинним хімічним актом розпаду молекули вуглеводню під дією іонізуючого випромінювання є переважно відрив водню з утворенням радикалу. Атоми вуглецю можуть бути утворені в газовій фазі внаслідок дисоціації електронним ударом вуглецевмістних молекул або радикалів і вважаються надзвичайно активними. Очікується, що ефективність їх прилипання до поверхні буде близькою до одиниці. При цьому реакційна здатність атомів і радикалів значно вище, ніж валентно-насичених молекул, вступу яких в реакцію повинно передувати таке ослаблення зв'язків, яке можна порівняти за енергією з їх розривом. А отже основну частину хімічних перетворень в об'ємі та на поверхні підкладки забезпечують саме атоми та радикали, що мають великі енергії електронної спорідненості (порівняні з галогенами).

В експерименті спостерігався значний вплив температури віддаленої від області розряду поверхні на характеристики плазми, зокрема на температуру заселення електронних збуджених рівнів атомів вуглецю та на відносну концентрацію атомарного вуглецю до молекулярного.

Такий вплив можна пояснити зміною хімічного складу плазмоутворюючого газу. Основним продуктом реакцій травлення вуглецю з поверхні підкладки є метан CH_4 , при цьому його концентрація пропорційно залежить від температури підкладки. Це означає, що повернувшись в об'єм розряду молекули метану змінять хімічний склад плазмоутворюючого газу.

З іншого боку, травлення утвореного на поверхні вуглецевого матеріалу активними компонентами плазми призводять до утворення вуглецевмістних негативних іонів, а значить основними механізмами рекомбінації в плазмі такого розряду стають двохчастинкова та трьохчастинкова іон-іонна рекомбінація, швидкості яких значно вищі порівняно з попередніми механізмами.

Отже, вуглеводневу плазму не можна розглядати у відриві від властивостей поверхонь з якими вона контактує.

ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТАЦІЇ АТОМАРНОГО КИСНЮ МЕТОДОМ АКТИНОМЕТРІЇ В ПЛАЗМІ НЕГАТИВНОГО СВІТІННЯ РОЗРЯДУ НИЗЬКОГО ТИСКУ

Баженов В.Ю., Цюлко В.В., Піун В.М., С. В. Мацевич, А.В. Рябцев

Інститут фізики НАН України

Розряди низького тиску в кисні широко використовуються в різних технологіях, таких як окиснення кремнію, нанесення надпровідних матеріалів, травлення напівпровідників тощо. Основну роль в об'ємних та поверхневих процесах в більшості випадків відіграють атоми кисню. Тому знання концентрації атомарного кисню дуже важливе для одержання бажаних результатів.

Простою альтернативою таким коштовним та складним методам визначення концентрації атомарного кисню O як LIF та TALIF є метод актинометрії [1]. Суть цього методу полягає в визначенні концентрації O по відношенню інтенсивностей певних ліній атомарного кисню та газу-актинометру, який додають в кисень у відомій кількості. Однак, слід додати, що цей метод потребує точного знання функції розподілу електронів по енергіях (ФРЕЕ), оскільки швидкості процесів збудження використовуваних рівнів дуже чутливі до форми ФРЕЕ. Найбільш поширеним є використання випромінювання атомів кисні на довжині хвилі 844.6 нм (перехід $3p^3P \rightarrow 3s^3S^0$), 777.4 нм (перехід $3p^5P \rightarrow 3s^5S^0$) та атомів аргону 750.4 нм (перехід $2p_1 \rightarrow 1s_2$). У разі застосування коректної форми ФРЕЕ та врахуванні всіх процесів заселення та гасіння вищевказаних рівнів концентрації атомарного кисню, визначених по відношеннях інтенсивностей I_{844}/I_{750} та I_{777}/I_{750} , повинні бути близькими.

На відміну від плазми широко використовуваних розрядів (постійного струму, високочастотних тощо), в яких форма ФРЕЕ близька до розподілу Дрюестейна (тобто збіднена швидкими електронами), ФРЕЕ плазми негативного світіння має зовсім інший характер (див. рис.1). Як видно з рисунку, ця ФРЕЕ є суттєво немаксвелівською, причому середня енергія електронів в діапазоні енергій, що перевищують пороги непружних процесів, значно перевищує середню енергію основної маси електронів.

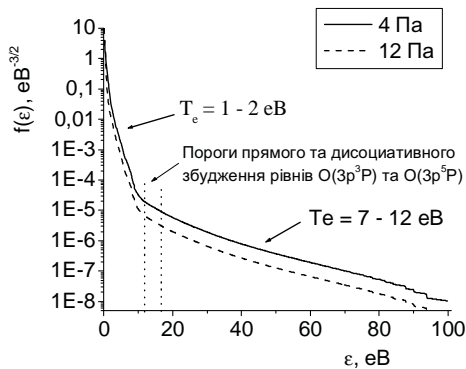


Рис.1. Розрахункові ФРЕЕ при різних тисках O_2 . $W_d = 5 \text{ мВт/см}^3$.

Розглянуто вплив процесів дисоціативного збудження рівнів $3p^3P$ та $3p^5P$, каскадного заселення цих рівнів у випадку використання розрахункових ФРЕЕ з різними середніми енергіями "хвоста" розподілу на точність визначення

концентрації O по відношеннях I_{844}/I_{750} та I_{777}/I_{750} .

Посилання.

1. J. W. Coburn and M. Chen. Optical emission spectroscopy of reactive plasmas: A method for correlating emission intensities to reactive particle density// *J. Appl. Phys.* 1980, 51, p.3134.

ІМПУЛЬСНИЙ РОЗРЯД ДЛЯ СТВОРЕННЯ ТА ФОКУСУВАННЯ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ

В.В. Юхименко¹, В.Я. Черняк¹, Є.В. Мартиш¹, О.А. Федорович², О.А. Недибалюк¹

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Радіофізичний факультет, Україна, Київ

²Інститут ядерних досліджень НАН України, Україна, Київ

Необхідність підвищення селективності плазмово-хімічних перетворень є дуже актуальною задачею, це пов'язано з переходом від хімічної промисловості до "зеленої хімії. Для зеленої хімії є перспективними процеси в надкритичних флюїдах (води, вуглекислого газу). Вода в надкритичних умовах необмежено змішується з киснем, воднем і вуглеводнями, полегшуючи їх взаємодію один з одним. Отримати такі надкритичні умови в рідинах можна в плазмово-рідинних системах з імпульсним розрядом. Використання імпульсного електричного розряду в рідині зумовлює появу нових чинників: сильне ультрафіолетове випромінювання, акустичні або навіть ударні хвилі. Крім того, акустичні коливання в таких системах можуть бути використані в якості додаткового механізму впливу на хімічні перетворення.

Можливо, найбільш перспективним методом використання акустичних хвиль є їх генерація за допомогою осьового імпульсного електричного розряду із наступним відбиттям від ідеальної циліндричної поверхні, що може забезпечити кращу симетрію стиснення збіжної акустичної хвилі, як в газі так і в рідині. Дослідженням такого підходу присвячена дана робота.

В роботі використовувався плазмово-хімічний реактор циліндричної геометрії з осьовим імпульсним розрядом створеного за умови, щоб характерний радіус плазмового каналу - r був набагато меншим, ніж радіус циліндричного реактору R . Радіус циліндра набагато більший, ніж висота циліндра - H : $R/H = 13,5$.

В роботі досліджувались осцилограми струму розряду та акустичні хвилі, які створювались під дією розряду. Для дослідження акустичних сигналів використовувався п'єзокерамічний датчик тиску. Як робоча рідина використовувався дистиллят. Досліджувались збіжні та розбіжні акустичні хвилі, що утворювались розрядом. Виміряні швидкості розповсюдження акустичних хвиль. Проведено вимірювання залежностей амплітуд акустичних сигналів від енергії, що вкладалась в розряд. Виміряно та досліджено радіальний розподіл амплітуди акустичного сигналу.

Тиск збіжної та розбіжної акустичної хвилі зростає за таким законом:

$$P_{sw} \propto \frac{E_T}{R_0^\beta} R_{sw}^{-\alpha} = BR_{sw}^{-\alpha},$$

де E_T – початкова енергія; R_0^β – початковий радіус. Ці результати співпадають з даними з літератури для циліндричної геометрії [1-3].

1. G. S. Sarkisov, S. E. Rosenthal, K. W. Struve, D. H. McDaniel, PRL 94, 35004, 2005.
2. Grinenko, V. Tz. Gurovich, Ya. E. Krasik, A. Sayapin, S. Efimov, J. Felsteiner, "Analysis of shock wave measurements in water by a piezoelectric pressure probe", Rev. Sci. Instr., V. 75, p. 240, 2004.
3. A. Sayapin, A. Grinenko, S. Efimov, Ya. E. Krasik, "Comparison of different methods of measurement of pressure of underwater shock waves generated by electrical discharge", Shock Waves, s00193-06-0011-8, 2006.

ПЛАЗМОВО-КАТАЛІТИЧНЕ РЕФОРМУВАННЯ АЕРОЗОЛЮ ЕТАНОЛУ

О.В. Соломенко¹, О.А. Недибалюк¹, В.Я. Черняк¹, К.В. Юхименко¹, Ю.П. Веремій¹,
С.В. Мартиш¹, А.І. Ліптуга², В.П. Демчіна³

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

²Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАНУ, Київ, Україна

³Інститут газу НАНУ, Київ, Україна

Значна частина енергії, яка споживається в наш час, видобувається з викопних видів палива. Саме тому, за рахунок виснаження традиційних видів викопного палива, сьогодні зростає інтерес до зеленої енергетики, тобто ефективного використання відновлюваних джерел енергії. Палива, такі як біоетанол та біодизель, можна отримати з відновлюваної біомаси. Крім того, вуглекислий газ, що виділяється при спалюванні таких палив менше впливає на стан екології, оскільки був попередньо поглинутий сировиною, з якої було виготовлене дане паливо. Однак, біоетанол потребує додаткової активації горіння. Поряд з тим, його можна використовувати для реформування в синтез-газ (суміш H_2 та CO) та інші, більш легкі вуглеводні, це, в свою чергу, може бути використано для безпосереднього спалювання чи для синтезу інших матеріалів та синтетичних палив.

У даній роботі досліджувалось плазмово-каталітичне реформування аерозолу етанолу методом часткового окислення. Частину окисника (~20 %) було активовано плазмою розряду у зворотно-вихровому потоці газу типу „торнадо” з твердими електродами. Інжекція аерозолу етанолу разом з рештою окисника відбувалася безпосередньо в реакційну (піролітичну) камеру зворотно-вихровим потоком типу „торнадо”. В якості робочого газу (окисника) було використано повітря. Сумарний потік робочого газу становив 10,5 л/хв.. Подача пального у вигляді аерозолу відбувалась за допомогою кавітації при використанні високо-частотного ультразвукового випромінювача (з частотою ~800 Гц.). Метод подачі вуглеводню та використання саме аерозолу зумовлене необхідністю підвищення нерівноважності плазми, що дозволяє отримати більш високу ефективність конверсії вуглеводню.

Аналіз роботи вищевказаної системи, під час реформування аерозолу етанолу, проводився за допомогою методів газової хроматографії, інфрачервоної спектроскопії та емісійної спектроскопії. Також досліджено зміну температури піролітичної камери та швидкості потоку вихідного газу.

Робота вищевказаної системи досліджувалась при різній температурі стінок піролітичної камери, змінюючи зовнішній нагрів реакційної камери. В усьому досліджуваному діапазоні температур було помічено, що потік вихідного газу зростав приблизно в двічі, у порівнянні з потоком на вході системи. Дослідження показали, що при зниженні зовнішнього нагріву піролітичної камери відносна концентрація H_2 та CO в вихідному газі змінюється мало, проте зростає відносна концентрація CH_4 , C_2H_4 , C_2H_2 . Це зумовлює підвищення коефіцієнту трансформації електричної енергії α , у випадку найбільш низької температури стінок камери (~850 K) спостерігається найбільш високий показник $\alpha=56$.

Для визначення впливу плазмової складової розглядався випадок роботи системи без ввімкнення розряду (без плазмового каталізу). Вихідний газ, в цьому випадку, складався з N_2 , O_2 , H_2O , CO_2 , C_2H_5OH . Загальний потік на виході мало відрізнявся від вхідного.

З усього вищевказаного можна зробити такий висновок, що використання плазмово-каталітичного реформування для конверсії етанолу є набагато ефективнішим, ніж використання плазмового реформування, де значення α для системи подібної конфігурації було на порядок нижче.

ПЛАЗМОВО-РІДИННА СИСТЕМА З ОБЕРТАЛЬНОЮ КОВЗНОЮ ДУГОЮ

О.А. Недибалюк, О.В. Соломенко, В.Я. Черняк, Є.В. Мартиш, І.І. Федірчик

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Важливою задачею для плазмохімії є створення та дослідження плазмових систем, які б працювали за високих тисків мали великий ресурс роботи та генерували нерівноважну плазму. Нерівноважна низькотемпературна плазма ділиться на два типи за рівнем нерівноважності: плазму з температурою важкої компоненти порядку кімнатної температури (діелектричний бар'єрний розряд, мікро-розряд) і так звану "теплу" плазму [1] з температурою понад 1000 К. "Тепла" плазма [1] може бути створена різними типами розрядів: поперечна дуга [2]; ковзна дуга [3] і обертальна ковзна дуга [4, 5]. На відміну від ковзної дуги [3], поперечна дуга [2] має фіксовану довжину стовпа розряду, але менший термін експлуатації. Обертальні ковзні дуги [4, 5] поділяються на два типи: з поздовжнім рухом [4] та без поздовжнього руху [5] стовпа розряду. Обертальна ковзна дуга без поздовжнього руху має фіксований стовп розряду, на відміну від ковзної дуги [3], і більш тривалий термін служби, на відміну від поперечної дуги [2].

В даній роботі розроблено плазмово-рідинну систему з обертальною ковзною дугою з одним рідким електродом та досліджено її властивості. Рідкий електрод відновлюється за допомогою неперервної подачі рідини, а металевий електрод витрачається набагато менше за рахунок того, що дуга ковзає по ньому. Виміряні вольт-амперні характеристики даного розряду для двох режимів роботи „твердий” та „рідкий” катод. Досліджено емісійні спектри плазми в діапазоні 200-1000 нм між електродами та у плазмовому факелі в залежності від величини потоку газу та струму розряду. Визначено температури заселення збуджених електронних, коливальних і обертальних рівнів та їх розподіл вздовж плазмового факелу в залежності від величини потоку газу та струму. Обчислено відносні концентрації компонент плазми, які спостерігалися на емісійних спектрах плазми, та побудовано їх залежності від величини потоку газу та потужності, яка вкладається в розряд.

1. Fridman A. Plasma Chemistry. Cambridge: Cambridge University Press; 2008.
2. Prisyazhnevych IV, Chernyak VY, Yukhymenko VV, Naumov VV, Matejčik Š, Skalny JD, Sabo M. Study of non-isothermality of atmospheric plasma in transverse arc discharge // Ukr. J. Phys. – 2007. – 52, 11, – P. 1061-1067.
3. Czernichowski A. Gliding arc. Applications to engineering and environment control // Pure&Appl. Chem. – 1994. – 66, 6. – P. 1301-1310.
4. Cormier JM, Rusu I. Syngas production via methane steam reforming with oxygen: plasma reactors versus chemical reactors // J. Phys. D: Appl. Phys. –2001. – 34. – P. 2798-2803.
5. Chernyak V. Gas discharge plasma in dynamics system as a nonequilibrium plasma sources // Proc. 3rd Czech-Russian Seminar on Electrophysical and Thermophysical Processes in Low-temperature Plasma, Brno, November 16-19. –1999. – P. 94-99.

ПЛАЗМОВЕ СТИМУЛЮВАННЯ ГОРІННЯ СТЕАРИНУ

О.А. Недибалюк¹, О.В. Соломенко¹, В.Я. Черняк¹, Є.В. Мартиш¹, О.Ю. Вергун¹,
С.Г. Орловська²

¹*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна*

²*Одеський національний університет імені І.І. Мечникова, Одеса, Україна*

Для плазмового стимулювання горіння використовують нерівноважну плазму. Нерівноважна плазма може бути створена різними типами розрядів: поперечна дуга [1]; ковзна дуга [2] і обертальна ковзна дуга (ОКД) [3, 4]. На відміну від ковзної дуги [2], поперечна дуга [1] має фіксовану довжину стовпа розряду, але менший термін експлуатації. Обертальні ковзні дуги [3, 4] поділяються на ОКД з поздовжнім рухом [3] і ОКД без поздовжнього руху [4] стовпа розряду. Обертальна ковзна дуга без поздовжнього руху має фіксований стовп розряду, на відміну від ковзної дуги [2], і більш тривалий термін служби, на відміну від поперечної дуги [1]. Тому обертальна ковзна дуга без поздовжнього руху стовпа розряду була використана в цій роботі.

В даній роботі досліджено плазмове стимулювання горіння стеарину. Стеарин – екологічно чисте паливо, яке виробляється з відновлюваної сировини. Він може бути видобутий із в тропічних рослин, таких як пальма. Досліджено вольт-амперні характеристики розряду за наявності та відсутності вуглеводнів в системі. Діагностика плазмового факелу та полум'я відбувалась за допомогою емісійної спектроскопії. Емісійні спектри реєструвалися за допомогою спектрального приладу S-150-2-3648 USB в діапазоні довжин хвиль 200-1000 нм. Визначено температури заселення збуджених електронних, коливальних і обертальних рівнів. Визначено температури за суцільним спектром випромінювання та побудовано їх аксіальний розподіл в полум'ї під час плазмового стимулювання горіння вуглеводнів. Досліджено вплив камери згорання та її розмірів на ефективність плазмової системи.

1. Prysiazhnevych IV, Chernyak VY, Yukhymenko VV, Naumov VV, Matejčik ŠS, Skalny JD, Sabo M. Study of non-isothermality of atmospheric plasma in transverse arc discharge // Ukr. J. Phys. – 2007. – 52, 11, – P. 1061-1067.
2. Czernichowski A. Gliding arc. Applications to engineering and environmentcontrol // Pure&Appl. Chem. – 1994. – 66, 6. – P. 1301-1310.
3. Cormier JM, Rusu I. Syngas production via methane steam reforming with oxygen: plasma reactors versus chemical reactors // J. Phys. D: Appl. Phys. –2001. – 34. – P. 2798-2803.
4. Chernyak V. Gas discharge plasma in dynamics system as a nonequilibrium plasma sources // Proc. 3rd Czech-Russian Seminar on Electrophysical and Thermophysical Processes in Low-temperature Plasma, Brno, November 16-19. –1999. – P. 94-99.

ОСОБЛИВОСТІ ГЕНЕРАЦІЇ ТЕРМОІОННОЇ ПЛАЗМИ В РОЗРЯДІ З РОЗЖАРЮВАНИМ КАТОДОМ

Є.В. Боргун, М.О. Азаренков, О.Ф. Целуйко, Д.Л. Рябчиков, І.М. Серета, Я.О.Гречко.

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

В цій роботі досліджується процес генерації щільної плазми при термічному випаровуванні підложки електронним пучком. Особливостями досліджень є формування електронного пучка біля поверхні тигля. Для цього тигель з підложкою, що випаровувалась, розташовувалися в первинній плазмі та на нього подавався потенціал позитивний відносно плазми. Електронний пучок формувался в шарі між тиглем та первинною плазмою, що виконувала роль плазмового емітора електронів. В нашому випадку первинна плазма створювалась джерелом на основі розряду з розжарюваним катодом в повздовжньому магнітному полі.

Переваги такої системи в порівнянні з загальним електронно-променевим випаровуванням – рівномірний з усіх боків зразка розігрів, можливість використовувати низьку (до 1 кВ) напругу, нечутливість до скачків тиску при випаровуванні підложки. Це викликано відсутністю простору транспортування пучка, тому використання високої напруги вже не актуально. Потужність розігріву визначається головним чином струмом електронного пучка. Особливістю такої схеми є інтенсивна іонізація пару біля тиглю та формування щільної термоіонної плазми навколо. Ця плазма рухає прискорюючий шар на декілька сантиметрів від тигля. Іони плазми прискорюються в протилежному напрямку від електронів та формують інтенсивний розбіжний пучок іонів. Завдяки тому, що така система самоузгоджена, формування електронного пучка та генерація термоіонної плазми сильно впливають один на іншого. Для технологічних процесів є важливим знати методи регулювання як енергії та потужності електронного пучка, так і параметрів термоіонної плазми. Було встановлено, що струм з тигля до термоіонної плазми може перевищувати в декілька разів (в 3–6 разів) розрядний струм джерела первинної плазми. Це дозволяє використовувати відносно малопотужні джерела первинної плазми ($I_p = 1\div 3$ А, $V_p = 50$ В) для генерації електронного пучка на тигель з струмом 4–12 А та енергією до 400 еВ.

Але варто відмітити, що напруга, яка прикладена до тиглю, перерозподіляється між тиглевим шаром та шаром стінки камери, таким чином енергія електронного пучка стає меншою за прикладану напругу. Падіння напруги на стінці камери з'являється після того, коли струм з тигля перевищує струм джерела первинної плазми та може досягати половини напруги, прикладеної до тигля, а половина потужності витрачається на стінках камери.

Таке перерозподілення потенціалу співпадає з додатковою генерацією заряджених частинок в камері. Стінки вакуумної камери починають грати роль катода в напів-самостійного тліючого розряду. Анодом є тигель. Потік іонного струму на стінки визиває емісію електронів завдяки γ -процесу. Ці електрони забезпечують необхідне збільшення генерації частинок.

Таким чином, в роботі було показано, що використання відносно мало-потужних (50÷150 Вт) джерел первинної плазми може зробити потужню (1–5 Вт) пучково-випаровування систему з плазмовим емітером та формування електронного пучка біля поверхні тигля. Струм та енергію електронного пучка, а також струм та енергія іонного пучка з термоіонної плазми можна контролювати, змінюючи параметри (I_p , V_p , H , p) джерела первинної плазми.

РОЗПОДІЛ ІНТЕНСИВНОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГЕЛІЄВОГО ПЛАЗМОВОГО СТРУМЕНЮ В АТМОСФЕРІ

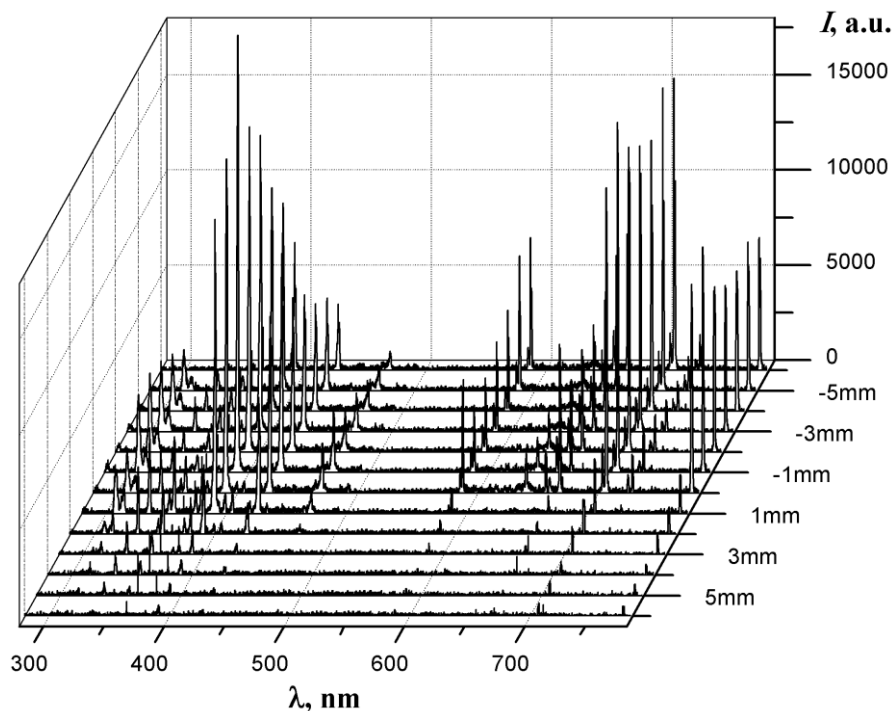
О.М.Корбут, В.А.Кельман, Ю.В.Жменяк, М.С.Кленівський

*Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород
e-mail: dishaisama@rambler.ru*

Дослідження плазмових струменів атмосферного тиску, сформованих, зокрема, в капілярних джерелах бар'єрного розряду викликано інтересом до ряду їх перспективних застосувань в таких галузях як: інженерія поверхні, аеродинаміка, біомедицина, хірургія та ін. [1].

Нами в лабораторних умовах було отримано плазмовий струмінь інертного газу гелію в атмосфері. Для цього була розроблена конструкція, що містить капіляр у вигляді кварцової трубки довжиною 5,3 см, внутрішнім діаметром 3 мм та зовнішнім – 6 мм. Всередині капіляра міститься голковий електрод діаметром 2,3 мм та довжиною 4,5 см. Інший електрод розміщено поверх капіляра. Крізь капіляр продувався інертний газ гелій. Витрата гелію складала близько 2 л/хв., а швидкість потоку атомів інертного газу на виході оцінюється величиною 4,9 м/с. Збудження розряду здійснювалося джерелом однополярних імпульсів з частотою слідування 1 кГц.

Дане дослідження зосереджено на вивченні спектрального розподілу інтенсивності випромінювання плазмового струменю вздовж осі його поширення. Сканування вздовж осі плазмового струменю реалізовувалось наступним чином. За допомогою оптичної лінзи на площині



вхідної щілини монохроматора формувалося зображення плазмового струменю у масштабі 2:1. Паралельним зміщенням лінзи забезпечувалося переміщення зображення плазмового струменю на площині вхідної щілини монохроматора. При цьому вхідна щілина монохроматора водночас виступала у ролі діафрагми, здійснюючи відбір випромінювання певної ділянки плазмового струменю. Ширина вхідної щілини монохроматора складала 0,2 мм, що відповідає відбору випромінювання з ділянки плазмового струменю шириною 0,1 мм.

На рис. наведені спектри випромінювання плазмового струменю в атмосфері в різних його точках. Від'ємним значенням відповідає відбір випромінювання при русі від кінця капіляру в його глиб. Основними компонентами плазмового струменю, виходячи із зареєстрованих емісій, є He, N_2 , N_2^+ , O та OH. Наявність у спектрі випромінювання плазмового струменю окрім емісій основної компоненти (інертного газу гелію) емісій N_2 , N_2^+ , O та OH* зумовлена збудженням атмосферних газів, оскільки розряд горить у повітрі. Отримані дані вказують, що максимальна інтенсивність випромінювання різних компонент плазмового струменю спостерігається в області, що прилягає до кінця капіляра.

[1] D. Pappas, J. Vac. Sci. Technol. A **29** 020801 (2011).

ВИХРОВА СТРУМОВА ПЕТЛЯ У ДЖЕРЕЛАХ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФІОЛЕТУ ДЛЯ НАНОЛІТОГРАФІЇ

І.П. Ярова, М.О.Азаренков, Є.В.Боргун, В.І.Маслов, Д.Л.Рябчиков, О.Ф.Целуйко
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61108 Харків, Україна

В даний час джерела вакуумного ультрафіолету широко досліджуються з метою їх використання в нанолітографії (див., наприклад, [1-7]). Попередні експерименти авторів показали існування в цьому джерелі вакуумного ультрафіолету струмової петлі. У матеріалі отримано нелінійне вихрове рівняння, що описує властивості і формування вихрової струмової петлі. Формування струмової петлі визначається двома механізмами, а саме, індукційним і електростатичним. Розглядається роль виникаючої квазістаціонарної вихрової струмової петлі у створенні, довгому утриманні і додатковому нагріванні плазми.

Література

1. V. M. Borisov, A. Yu. Vinokhodov, A. S. Ivanov, et al., *Izv. Ross. Akad. Nauk* 69, 182 (2005).
2. R. Seisyan, *Zh. Tekh. Fiz.* 75 (5), 1 (2005) [*Tech. Phys.* 50, 535 (2005)].
3. G. Niimi, Y. Hayashi, M. Nakajima, M. Watanabe, A. Okino, K. Horioka, E. Hotta. Observation of multi-pulse soft x-ray lasing in a fast capillary discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34 (2001) 2123–2126.
4. Rocca J J, Shlyaptsev V, Tomasel F G, Cortazar O D, Hartshorn D and ChillaJLA. 1994. *Phys. Rev. Lett.* 73. 2192.
5. E. Hotta, Y. Sakai, G. Niimi, Y. Hayashi, M. Watanabe, A. Okino, K. Horioka. Optimization of Capillary Discharge Condition for SXR and EUV Sources. 28th ICPIG, July 15-20, 2007, Prague, Czech Republic.
6. D. Attwood, “Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation”, Cambridge (1999).
7. Borgun Ie.V., Azarenkov N.A., Hassanein A., Tseluyko A.F., Maslov V.I., Ryabchikov D.L. Double layer influence on dynamic of the EUV radiation from plasma of the high-current pulse diode in the tin vapor. *Physics Letters.* 2013. v. A 377. p. 307-309.

ТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ ПОВІТРЯНОЇ ТА ПАРОВОЇ ПЛАЗМИ З ДОМІШКОЮ ЕЛЕКТРОДНОГО МАТЕРІАЛУ

В.А. Жовтянський¹, П.В. Порицький², Ю.А. Гончарук¹

¹Інститут газу НАН України, м. Київ

²Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ

Транспортні коефіцієнти є важливими характеристиками газо-плазмових сумішей [1]. Якщо ступінь іонізації не дуже висока, то ефекти перенесення можна розрахувати в лоренцевому наближенні, припустивши домінування окремого виду зіткнень. Електронна складова цих ефектів у згаданих умовах є найбільш вагомою. Проте з підвищенням температури потрібно урахувати зіткнення важких частинок як з електронами, так і між собою, що призводить до ускладнення процедури розрахунків.

Методи розрахунків транспортних коефіцієнтів розроблені в кінетичній теорії газів за умов локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР). Для розрахунків транспортних властивостей найбільш широко використовується метод Чепмена-Енскога, який є добре деталізованим. Проте обсяг обчислень за цим методом швидко зростає зі збільшенням порядку наближень. Крім того, проміжні результати не мають безпосереднього фізичного змісту, тому їх складно контролювати. Зазначених вад позбавлений метод моментів Греда, який може розглядатися як альтернативний. Розрахункова процедура цього методу краще структурована та проміжні стадії легко можна контролювати за допомогою тих чи інших спрощень, наприклад, лоренцевого наближення для плазми.

У цій роботі для визначення коефіцієнтів перенесення в повітряній та паровій плазмі з домішкою електродного матеріалу – міді (при довільній концентрації останніх, а також в умовах відхилень від ЛТР) використано метод Греда. Кінцева мета досліджень – моделювання теплофізичних процесів виробництва альтернативних газових палив на основі плазмової конверсії вуглецевмісної сировини [2]. Розглянуті особливості розрахунків за методом Греда: стійкість до зміни початкових даних, зокрема транспортних інтегралів; конвергенцію наближень зі збільшенням їхнього порядку; вплив певних

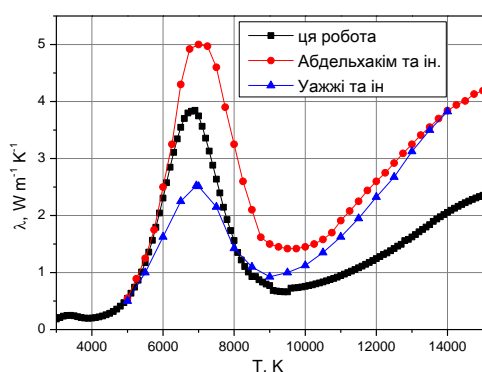


Рис. 1. Залежність теплопровідності від температури для плазми суміші повітря-пари міді при вмісті останніх 1%

припущень на точність розрахунків електронних коефіцієнтів залежно від складу середовища. Метод дозволяє урахувати ефект Рамзауера-Таунсенда, якщо він властивий для частинок середовища, що розглядається. Показана застосовність методу Греда для розрахунків транспортних властивостей багатокомпонентної термічної плазми; проведено його порівняння з відповідною розрахунковою процедурою методу Чепмена-Енскога. Приклад розрахунку коефіцієнта теплопровідності для суміші повітря-пари міді при вмісті останніх 1% та його порівняння з роботами [3, 4] наведені на рис. 1 (слід зауважити, що в роботі [3] урахована єдина складова повітря – азот).

1. В.А. Жовтянський, Ю.І. Лелюх, Я.В. Ткаченко, Ю.А. Гончарук. Особливості розв'язку рівняння балансу енергії електричної дуги, див. цей збірник.

2. Жовтянський В.А., Петров С.В., Колесник В.В. и др., Энерготехнологии и ресурсосбережение, № 5, 15 (2012).

3. Abdelhakim H., Dinguirard J.P., Vacquie S., J. Phys. D: Appl. Phys., **13**, 1427 (1980).

4. Ouajji H., Cheminat B., Andanson P., J. Phys. D: Appl. Phys., **19**, 1903 (1986).

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ УТВОРЕННЯ АТОМАРНОГО АЗОТУ В СУМІШЕВІЙ ПЛАЗМІ ЖЕВРІЮЧОГО РОЗРЯДУ

Жовтянський В.А.¹, Анісімова О.В.²

¹Інститут газу НАН України, Київ

²НТУУ «Київський політехнічний інститут», Київ

Жевріючі розряди (ЖР) низького тиску в аномальному режимі широко використовуються в процесах азотування поверхні конструкційних виробів. Вважається, що основна роль в процесах дифузійного насичення азотом поверхні металевого виробу належить атомарному азоту – зокрема, в метастабільному стані [1]. Саме тому ми досліджуємо плазмоутворюючі суміші азоту з домішкою аргону, в яких атомарний азот ефективно генерується [2].

Гідродинамічне моделювання фізичних процесів в ЖР дає задовільні результати з точки зору енергетики процесу, оскільки у формуванні нелокальних ефектів бере участь відносно невелика кількість швидких електронів [3]. У роботі [4] було отримано картину просторового розподілу параметрів розряду для випадку центрально симетричного розряду за тиску 150 Па, який використано і в даній роботі. Але ця робота обмежується чистими газами, для яких відомі коефіцієнти Таунсенда.

Швидкісна константа дисоціації молекулярного азоту може бути визначена за функцією розподілу електронів за енергіями (ФРЕЕ). Так в [5] ФРЕЕ знаходилась шляхом чисельного інтегрування рівняння Больцмана, записаного в двочленному наближенні для суміші молекулярного азоту і аргону. В цій роботі для обчислення ФРЕЕ та концентрації атомарного азоту N_A було використано усереднені значення напруженості поля E та концентрації електронів N_e , отримані експериментально на основі вимірювань подвійними зондами.

У даній роботі розраховується просторовий розподіл концентрації атомарного азоту в центрально симетричному ЖР в суміші азот-аргон. Основним процесом утворення атомарного азоту вважалась дисоціація прямим електронним ударом. Як канали зникнення розглядалися прокачування робочого газу в об'ємі вакуумної камери та дифузія атомарного азоту на катод. ФРЕЕ і швидкісна константа дисоціації молекулярного азоту визначались за допомогою програми Volsigplus [6]. Для визначення просторових розподілів E та N_e була розроблена обчислювальна програма на основі системи гідродинамічних рівнянь для суміші газів. Коефіцієнти Таунсенда для компонент суміші визначались за ФРЕЕ.

Отримані дані порівнюються з результатами експерименту в умовах, аналогічних розглянутим. Розраховані E та N_e в області максимальної концентрації електронів близькі до вимірних експериментально. Максимум генерації атомарного азоту дещо зміщений до катода.

Література

1. Kitajima T., Nakano T., Samukawa S., **Plasma Sources Sci. Technol.**, **17**, 1 (2008).
2. Словецкий Д.И., **Химия плазмы**. – М.: Атомиздат, 1974. Вып. 1, с. 156.
3. Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д., **ЖТФ**, **78**, вып. 8, 71 (2008).
4. В.А. Жовтянский, Ю.И. Лелюх, **Письма в ЖТФ** **35**, 81 (2009).
5. Хомич В.А., Рябцев А.В., Дидык Е.Г. и др., **Письма в ЖТФ**, **36**, вып. 19, 91 (2010).
6. BOLSIG+ 2012 CPAT: <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr>

ГЕНЕРАТОР ОБ'ЄМНОЇ ДУГОВОЇ ПЛАЗМИ ДЛЯ ІОННО-ПЛАЗМОВОГО ОКСИДУВАННЯ

В.А. Жовтянський¹, В.Г. Назаренко¹, В.О. Хомич²

¹Інститут газу НАН України, Київ

²Інститут фізики НАН України, Київ

Оксидування застосовується для отримання захисних і декоративних покриттів, а також для формування діелектричних шарів у мікроелектроніці. Оксидування в кисневмісній низькотемпературній плазмі дозволяє формувати найбільш якісні оксидні шари [1]. Нами створений генератор кисневмісної плазми на основі об'ємного дугового розряду низького тиску з термоємистим порожнистим катодом. При цьому досягаються оптимальні умови для іонного очищення, розігрівання та підтримання температури поверхні в процесі формування оксидованого шару. Використання для цієї мети низькотемпературної газорозрядної плазми є перспективним як з погляду екологічної чистоти процесу, так і за показниками енергетичної ефективності.

Одним з найбільш відповідальних елементів генератора, що визначає його надійність і ресурс роботи, є катодний вузол – тим більше, що в процесі плазмової обробки застосовується такий активний газ як кисень. Запропонований нами катод дозволяє працювати з струмами десятки ампер у плазмовому середовищі реактивних газів (O_2 , N_2 , H_2 тощо) з великим робочим ресурсом. Катодний вузол виконаний у вигляді автономного пристрою, який через керамічний ізолятор приєднується до власне вакуумної камери робочим об'ємом $0,1 \text{ м}^3$. Конструктивно катод являє собою танталовий порожнистий циліндр (діаметром 4 і довжиною 35 мм), укладений в молібденовий корпус. Плазмоутворюючий газ аргон подається через порожнистий катод, одночасно забезпечуючи його захист від реактивного газу, що надходить безпосередньо в робочу камеру.

Живлення розряду в робочій камері здійснюється від високовольтного (стартова ступінь) і низьковольтного (робоча ступінь) блоків живлення. При подачі напруги на електродну систему (порожнистий катод-анод, який знаходиться в камері) та напуску через порожнистий катод баластного газу (Ar) запалюється високовольтний жевріючий розряд ($U = 1000 \text{ В}$, $I \leq 1 \text{ А}$) та починається нагрівання катоду. Температура порожнистого катода зростає до появи термоелектронної емісії, завдяки чому розряд переходить в низьковольтний дуговий режим. Після цього живлення розряду здійснюється від низьковольтного силового блоку живлення ($U = 35\text{-}60 \text{ В}$, $I = 5\text{-}30 \text{ А}$). Зміною струму розряду можна регулювати потужність, що вводиться в плазму, досягаючи концентрації електронів $N_e \approx 10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при температурі електронів 2-3 еВ. Подачею напруги зсуву за допомогою високочастотного генератора ($f \leq 220 \text{ кГц}$, $U \leq 300 \text{ В}$) проводиться нагрівання, знегажування та йонне очищення деталей, що підлягають оксидуванню, в плазмі інертного газу. При досягненні робочої температури згаданих деталей ($T = 250 \div 450 \text{ }^\circ\text{C}$) в камеру напускається кисень. Регулюючи подачу реактивного газу (кисню), досягаються оптимальні умови оксидування.

Як показали вимірювання з допомогою плоского електричного зонду, неоднорідність концентрації електронів плазми в робочій зоні (в межах 12 см від центру робочої камери) не перевищує $\pm 25\%$ від її середнього значення.

Випробування генератора плазми протягом десяти годин показало стабільну роботу катодного вузла в кисневмісному плазмоутворюючому середовищі.

1. Yu. A. Burachevsky, V. A. Burdovitsin, and E. M. Oks, Plasma Physics Reports, **37**, No. 13 (2011).

ОПТИЧНА ДІАГНОСТИКА НЕРІВНОВАЖНОЇ ПЛАЗМИ ЖЕВРІЮЧОГО РОЗРЯДУ

Жовтянський В.А., Сиротюк Р.П.
Інститут газу НАН України, Київ

Використання жевріючого розряду (ЖР) для модифікування поверхні конструктивних виробів має значні переваги за показниками енергетичної ефективності та екологічної чистоти технологічного процесу. З точки зору оптимізації процесів модифікації важливе місце посідає діагностика технологічної плазми ЖР, у першу чергу – визначення електронної температури та концентрації електронів. Методи оптичної емісійної спектроскопії, дозволяють визначити параметри плазми на основі вимірних інтенсивностей емісійних ліній та застосування моделі, яка дозволяє адекватно врахувати фактор різкої нерівноважності плазми ЖР.

Експериментальні дослідження ЖР проводились на технологічній установці з вакуумною камерою об'ємом $\sim 0,1 \text{ м}^3$, у центрі якої розташований плоский молібденовий предметний столик діаметром 40 мм [1]. У технологічному варіанті на нього встановлюються оброблювані зразки – в цілому вони є катодом. Анодом служить корпус вакуумної камери. Живлення ЖР здійснюється випрямленою напругою U до 1500 В; його потужність складала до 70 Вт.

У процесі експериментальних досліджень згаданий предметний столик замінюється молібденовою кулею – з тим, щоб строго відповідати моделі центрально симетричного ЖР. В іншому варіанті цей столик у вакуумній же камері поміщається в кварцову трубку, внутрішній діаметр якої відповідає діаметру столика. Довжина трубки складає 5 – 10 см – так, щоб у ній зосереджувалась характерна прикатодна область ЖР. Це спрощує обробку вихідних спектральних спостережень.

Вимірювались інтенсивності емісійних ліній в плазмі аргону при тисках від 4 до 100 Па. Використаний монохроматор/спектрограф М266 та детектор на базі двомірної матриці ПЗС. Дані з матриці зчитувалися та реєструвалися на комп'ютері. Для визначення параметрів плазми використовувалась коронарна модель. Вона має високу точність визначення електронних температур та концентрацій в області тисків до 10 Па. Принципово, можлива її модифікація, що дозволить значно розширити область застосовності моделі. В основі визначення параметрів плазми є вираз, що пов'язує інтенсивність емісійних ліній з коефіцієнтами швидкостей збудження, що залежать від функції розподілу електронів за енергією та перерізу збудження:

$$\frac{I_{Ar(I)}}{I_{Ar(II)}} = \frac{A_{Ar(I)} n_{Ar(I)}}{A_{Ar(II)} n_{Ar(II)}} = \frac{n_e n_{Ar} Q_{exc}^{Ar(I)}}{n_e n_{Ar} Q_{exc}^{Ar(II)}} = \frac{Q_{exc}^{Ar(I)}}{Q_{exc}^{Ar(II)}}$$

$$Q_{exc} = \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma_{exc} \sqrt{\frac{2E_e}{m_e}} f_e(E_e) dE_e$$

де $I_{Ar(I)}$ та $I_{Ar(II)}$ – інтенсивності емісійних ліній аргону при переході зі збуджених станів I та II на резонансні чи метастабільні рівні, Q_{exc} – коефіцієнт швидкості збудження, σ_{exc} – переріз збудження, E_{th} – порогова енергія збудження, f_e – функція розподілу електронів за енергією E_e .

1. В.А.Жовтянский, В.Г.Назаренко, О.В.Анисимова и др., Тез. докл. межд. научно-техн. конф. «Энергоэффективность-2010» (Киев, 19 – 21 октября 2010 г.). – К.: Ин-т газа НАНУ, 2010. – С. 220 – 225.

ДЖЕРЕЛО ІОНІВ МЕТАЛІВ ДЛЯ ІМІТАЦІЙНИХ ВИПРОБУВАНЬ

В.А. Батурич, П.А. Литвинов, С.А. Пустовойтов, В.І. Мирошніченко

*Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми
вул. Петропавловська 58, Суми 40030 Україна*

Для проведення експериментів по імітаційному опроміненню матеріалів ядерної енергетики, в Інституті прикладної фізики НАН України, розроблено та досліджено джерело іонів металів розпилювального типу для іонних прискорювачів. В конструкції джерела реалізована ідея подвійного контрагування плазми і функціонування двох послідовних розрядів - газомagnetронного і Пеннінговського. Розроблене джерело дозволяє отримувати іони як магнітних так і немагнітних металів. В доповіді представлені результати експериментальних досліджень генерації іонів Fe^+ , Fe^{++} та Zr^+ , Zr^{++} в імпульсному і стаціонарному режимах роботи джерела. Показано, що частка однозарядних іонів Fe^+ досягає $\sim 20\%$, а двохзарядних іонів Fe^{++} $\sim 23\%$ від загального іонного струму. Загальний струм екстрагованих із джерела іонів досягає 1 мА.

Розроблене джерело може бути використане як інжектор іонного імплантера або високоенергетичного прискорювача важких іонів.

ПРЕДСТЕРИЛІЗАЦІЙНА ОБРОБКА МЕДИЧНИХ ІНСТРУМЕНТІВ УЛЬТРАЗВУКОМ І ОЗОНОМ

Лозіна А.С., Таран В.С., Красний В.В., Чечельницький О.Г.

*Національний Науковий Центр «Харківський фізико-технічний інститут», Харків,
Україна, E-mail: vtaran@ipp.kharkov.ua*

У роботі представлено метод проведення предстерилізації медичних інструментів комбінацією ультразвуку та озону. Предстерилізаційне очищення є другим етапом обробки медичних інструментів, яке проводиться після дезінфекції та відмивання виробів від дезінфектанту, з метою остаточного видалення залишків білкових, жирових, механічних забруднень, лікарських препаратів і т.д. У лабораторії був освоєний стандартний метод проведення дезінфекції, з подальшою предстерилізацією медичного інструменту, який застосовується в медичних установах на даний час. Для порівняння було проведено три роботи: предстерилізація запропонованим методом; інжекція озону в ультразвукову ванну без включення ультразвуку, і робота ультразвуку без інжекції в ультразвукову ванну озону.

Процес предстерилізаційної обробки медичного інструменту проводився в ультразвуковій ванні об'ємом 2.5 літри при частоті УЗ джерела 25 кГц і потужності 60 Вт. Озон інjektувався в УЗ ванну від генератора озону на основі діелектричного бар'єрного розряду. Параметри генератора при протоці осушеного повітря 0.2 л/хв: потужність 30 Вт, вихідна концентрація озону 30 мг/л.. Максимальна концентрація озону у ванні, що наповнена дистильованою водою, становила 10 мг/л.. Якість очищення перевіряли на повноту відмивання виробів від лужних компонентів: на ватний тампон наносили декілька крапель 1%-ного спиртового розчину фенолфталеїну і цим тампоном протирали випробуваний інструмент. Поява рожевого забарвлення вказує на неякісне відмивання від миючих засобів. Проби на сліди крові на медичному інструменті після обробки в УЗ ванні проводили, використовуючи робочий розчин тест-системи «Делатест», приготований згідно інструкції. Після проведення проб, результати експерименту були наступними: при використанні методу, заснованого на комбінації ультразвуку та озону, на медичних інструментах не було виявлено слідів лужного розчину після 10 хвилин обробки, а слідів крові після 15 хвилин. При роботі з озоном, без включення ультразвуку, на медичному інструменті не виявлено слідів лужного розчину після 15 хвилин роботи, і після 20 хвилин - слідів крові. При роботі одного ультразвуку для обробки забрудненого медичного інструмента, на його поверхні були виявлені сліди лугу і органічних сполук. Також у роботі проведено порівняльний аналіз впливу на очищення інструментарію дезінфікуючим засобом Анізім. У цьому випадку вже після 5 хвилин обробки на поверхні інструменту не було виявлено слідів лугу і крові.

Попередній список учасників

Інститут газу НАНУ

- | | |
|-------------------|---------------------|
| 1. Анісімова О.В. | 3. Жовтянський В.А. |
| 2. Гончарук Ю.А. | 4. Назаренко В.Г. |

Інститут теоретичної фізики ім. М.М.Боголюбова

- | | |
|--------------------|----------------|
| 1. Загородній А.Г. | 2. Черняк О.М. |
|--------------------|----------------|

Інститут фізики НАНУ

- | | |
|------------------------|----------------|
| 1. Добровольський А.М. | 3. Ціолко В.В. |
| 2. Мацевич С.В. | |

Інститут електронної фізики НАНУ

- | |
|----------------|
| 1. Корбут О.П. |
|----------------|

Інститут прикладної фізики НАНУ

- | | |
|-------------------|----------------|
| 1. Алексенко О.В. | 2. Возний В.І. |
|-------------------|----------------|

Інститут ядерних досліджень НАНУ

- | | |
|----------------------|--------------------|
| 1. Белошенко М.А. | 12. Різник С.М. |
| 2. Борисенко А.Г. | 13. Слободян В.М. |
| 3. Бурдо О.С. | 14. Старчик П.Д. |
| 4. Вишневський І.М. | 15. Таранов В.Б. |
| 5. Вірко В.Ф. | 16. Тищенко М.Г. |
| 6. Колесниченко Я.І. | 17. Федорович О.А. |
| 7. Лепявко Б.С. | 18. Фесенюк О.П. |
| 8. Луценко В.В. | 19. Шамрай К.П. |
| 9. Марченко В.С. | 20. Яворський В.О. |
| 10. Павленко В.М. | 21. Яковенко Ю.В. |
| 11. Порицький П.В. | |

Київський національний університет ім. Т.Г.Шевченка

- | | |
|------------------|-------------------|
| 1. Бардамид О.Ф. | 4. Недибалюк О.А. |
| 2. Веклич А.М. | 5. Юхименко В.В. |
| 3. Кельник О.І. | |

Національний технічний університет України «КПІ»

- | |
|---------------------|
| 1. Чаплинський Р.Ю. |
|---------------------|

Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна

1. Азаренков М.О.
2. Боргун Є.В.
3. Бурмака Г.П.
4. Гірка І.О.
5. Гірка О.І.
6. Гришанов М.І.
7. Дерев'янка В.О.
8. Івко С.В.
9. Леонович А.В.
10. Ярова І.П.

ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» Інститут фізики плазми

1. Бондаренко М.М.
2. Гаркуша І.Є.
3. Заманов М.В.
4. Касілов А.А.
5. Козуля М.М.
6. Коровін В.Б.
7. Кулик Ю.С.
8. Лозін О.В.
9. Лозіна А.С.
10. Малко С.В.
11. Махлай В.О.
12. Місірук І.О.
13. Панкратов І.М.
14. Помазан О.О.
15. Ситников Д.А.

ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» Інститут плазмової електроніки та нових методів прискорення

1. Ковтун Ю.В.
2. Онищенко І.М.
3. Свічкарь О.С.

Скорочення, що використовуються в тексті:

- ІГ - Інститут газу НАН України, м. Київ.
ІЕФ - Інститут електронної фізики НАН України, м. Ужгород
ІПФ - Інститут прикладної фізики НАН України, м. Суми
ІТФ - Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, м. Київ.
ІФ - Інститут фізики НАН України, м. Київ.
ІЯД - Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ.
КНУ - Київський національний університет ім. Т.Г. Шевченка.
КПІ - Київський політехнічний інститут.
ХНУ - Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна.
ХФТІ - Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут».
ІПЕ - Інститут плазмової електроніки та нових методів прискорення ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».
ІФП - Інститут фізики плазми ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».