

**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 - 2015**

**Київ, 22-23 вересня 2015 р.**

**Програма  
Збірник анотацій  
Список учасників**

**Київ – 2015**

# Зміст

<b>Вступ.....</b>	<b>iii</b>
<b>Програмний та організаційний комітети.....</b>	<b>iv</b>
<b>Розклад конференції</b>	
<b>Вівторок, 22 вересня.....</b>	<b>vi</b>
<b>Середа, 23 вересня.....</b>	<b>ix</b>
<b>Анотації</b>	
<b>Вівторок, 22 вересня.....</b>	<b>1</b>
<b>Середа, 23 вересня.....</b>	<b>27</b>
<b>Попередній список учасників.....</b>	<b>xii</b>

## **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 (ІЯД) НАН України при сприянні Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова (ІТФ) НАН України. Нею буде продовжено серію конференцій, започатковану в Києві в Інституті ядерних досліджень у 1992 р.

До програми конференції включено 57 доповідей. Програмний комітет відібрав 28 доповідей для усного представлення на п'яти секціях. Решту, 29 доповідей, прийнято для стендового представлення на двох 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.Ю. Сторіжко (ІПФ)  
І.М. Онищенко (ХФТІ)  
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/2015.html>

## Розклад конференції

Вівторок, 22 вересня 2015 р.		Середа, 23 вересня 2015 р.	
9:00	<b>РЕЄСТРАЦІЯ, КАВА</b>	9:30	У.Ср.1 <b>І.Є. Гаркуша (огляд, ХФТІ)</b>
10:00	<b>Відкриття конференції І.М. Вишневський (ІЯД)</b>	10:00	У.Ср.2 <b>Т.С. Руденко (ІЯД)</b>
10:10	У.Вт.1 <b>В.В. Луценко (ІЯД)</b>	10:20	У.Ср.3 <b>Л.В. Найко (ІФ)</b>
10:35	У.Вт.2 <b>Р.О. Павліченко (ХФТІ)</b>	10:40	У.Ср.4 <b>В.Б. Юферов (ХФТІ)</b>
11:00	У.Вт.3 <b>Я.І. Колесниченко (огляд, ІЯД)</b>	11:00	<b>КАВА</b>
11:30	У.Вт.4 <b>І.М. Панкратов (ХФТІ)</b>	11:30	У.Ср.5 <b>В.А. Жовтянський (ІГ)</b>
11:50	У.Вт.5 <b>Ю.В. Яковенко (ІЯД)</b>	11:55	У.Ср.6 <b>О.А. Федорович (ІЯД)</b>
12:10	У.Вт.6 <b>М.М. Козуля (ХФТІ)</b>	12:20	У.Ср.7 <b>О.Ю. Кравченко (КНУ)</b>
12:30	<b>ОБІД</b>	12:40	У.Ср.8 <b>С.О. Фесенко (КНУ)</b>
13:30	<b>СТЕНДОВА СЕКЦІЯ – 1 С.1-С.13</b>	13:00	<b>ОБІД</b>
14:50	<b>КАВА</b>	13:50	<b>СТЕНДОВА СЕКЦІЯ – 2 С.14-С.29</b>
15:20	У.Вт.7 <b>М.Б. Древаль (ХФТІ)</b>	15:10	<b>КАВА</b>
15:45	У.Вт.8 <b>І.М. Онищенко (ХФТІ)</b>	15:40	У.Ср.9 <b>В.О. Яворський (ІЯД)</b>
16:10	У.Вт.9 <b>І.О. Анісімов (КНУ)</b>	16:05	У.Ср.10 <b>О.М. Черняк (ІТФ)</b>
16:30	У.Вт.10 <b>В.С. Марченко (ІЯД)</b>	16:25	У.Ср.11 <b>О.Я. Дзюблик (ІЯД)</b>
16:50	У.Вт.11 <b>І.О. Гірка (ХНУ)</b>	16:45	У.Ср.12 <b>Ю.В. Ковтун (ХФТІ)</b>
17:10	У.Вт.12 <b>І.Б. Денисенко (ХНУ)</b>	17:05	У.Ср.13 <b>В.О. Лісовський (ХНУ)</b>
17:30 17:50	У.Вт.13 <b>В.О. Махлай (ХФТІ)</b>	17:25	У.Ср.14 <b>О.І. Кельник (КНУ)</b>
18:30	<b>БЕНКЕТ</b>	17:45	У.Ср.15 <b>І.І. Федірчик (КНУ)</b>
		18:05	<b>ЗАКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ</b>

## Вівторок, 22 вересня

Час	Назва	Доповідач	Стор.
<b>9:00-10:00</b>	<b>РЕЄСТРАЦІЯ (з кавою та чаєм)</b>		
<b>10:00-10:10</b>	<b>ВІДКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ</b>	І.М. Вишневський, директор ІЯД	
<b>10:10-12:30</b>	<b>УСНА СЕКЦІЯ - 1: Тороїдальні термоядерні системи</b>	Головує <b>І.М. Онищенко</b>	
10:10 У.Вт.1	Глобальні моди з $m = n$ та їх дестабілізація в прийдешніх експериментах з нейтральною інжекцією в стелараторі Wendelstein 7-X	В.В. Луценко	1
10:35 У.Вт.2	Фізичні явища, що відповідають за створення та утримання плазми у торсатроні «Ураган-3М»	Р.О. Павліченко	2
11:00 У.Вт.3	Фізика енергійних частинок у системах з магнітним утриманням плазми	Я.І. Колесниченко	3
11:30 У.Вт.4	Генерація електронів втікачів як можливий тригер підсилення МГД активності плазми та миттєвих змін у поведінці пучка цих електронів	І.М. Панкратов	4
11:50 У.Вт.5	Цеберне перенесення надтеплових йонів у токамаках	Ю.В. Яковенко	5
12:10 У.Вт.6	Альвенів нагрів плазми в стелараторі Ураган-2М	М.М. Козуля	6
<b>12:30-13:30</b>	<b>ОБІД</b>		
<b>13:30-14:50</b>	<b>СТЕНДОВА СЕКЦІЯ - 1</b>		
С.1	Збільшення ефективності конверсії в плазмових джерелах ультрафіолетового випромінювання	Я.О. Гречко	14
С.2	Процеси випромінювання в неоднорідній турбулентній плазмі	В.М. Павленко	15
С.3	Дрейфові стохастичні рівняння руху швидких заряджених частинок в плазмі	А.А. Гурин	16
С.4	Фокер-Планкова модель обумовлених зіткненнями втрат заряджених продуктів синтезу в токамаках	В.Я. Голобородько	17
С.5	Стосовно питання про просторовий розподіл емісії м'якого рентгена в торсатроні У-3М	О.В. Турянская	18

C.6	Поведінка випромінювання надтеплових електронів на торсатроні Ураган-3М після вимкнення нагріву за даними електронного циклотронного випромінювання	М.В. Заманов	19
C.7	Моделювання поширення електромагнітних хвиль крізь плазму методом скінченних різниць у часовому діапазоні	Д.О. Мельник	20
C.8	Евристичний розв'язок задачі Ленгмюра в довільній області	О.В. Гапон	21
C.9	Числове дослідження стохастизації руху частинок множинними альфвеновими збуреннями	М.Г. Тищенко	22
C.10	Вплив пеннінговської іонізації на баланс заряджених частинок у плазмі стаціонарного відбивного розряду	О.М. Озеров	23
C.11	Вплив утікаючих електронів на параметричну нестійкість у торсатроні «Ураган-3М»	М.О. Литова	24
C.12	Зміна інтенсивності D-D реакції в системі плазма-пучок при збудженні геодезичної акустичної моди	Б.С. Лепявко	25
C.13	Комплекс двохполяризаційної рефлектометрії торсатрону У-2М з використанням фіксованого набору частот	К.К. Третьак	26
<b>14:50-15:20</b>	<b>КАВА</b>		
<b>15:20-17:50</b>	<b>УСНА СЕКЦІЯ - 2: Тороїдальні системи, загальні питання фізики плазми, плазмова електроніка, реакторні аспекти</b>	<b>Головує Я.І. Колесниченко</b>	
15:20 У.Вт.7	Спостереження коливань з частотою 1-400 кГц в торсатронах У-3М та У-2М	М.Б. Древаль	7
15:45 У.Вт.8	Мульти-банчевий режим збудження кільватерного поля в плазмово-діелектричній структурі	І.М. Онищенко	8
16:10 У.Вт.9	Динаміка циліндричного електронного згустку, що рухається в плазмі вздовж зовнішнього магнітного поля, та збудження ним кільватерних хвиль	І.О. Анісімов	9
16:30 У.Вт.10	Високочастотні нестійкості індуковані енергійними іонами в магнітних островах	В.С. Марченко	10
16:50 У.Вт.11	Параметрична нестійкість власних азимутально несиметричних хвиль під дією змінного електричного поля в ізотропній плазмі	І.О. Гірка	11

17:10 У.Вт.12	Аналітичний опис функції розподілу електронів за енергією у газорозрядній плазмі, що містить субмікронні порошинки	І. Б. Денисенко	12
17:30 У.Вт.13	Механізми ерозії вольфраму та вольфрамових покриттів під впливом потоків плазми в умовах, що наближені до ITER ELM	В.О. Махлай	13
<b>18:30</b>	<b>БЕНКЕТ</b>		



## Середа, 23 вересня

Час	Назва	Доповідач	Стор.
<b>09:30-11:00</b>	<b>УСНА СЕКЦІЯ - 3:</b>	<b>Головує</b>	
	<b>Плазмодинаміка, газовий розряд</b>	<b>В.А. Жовтянський</b>	
09:30 У.Ср.1	Нове покоління квазістаціонарних сильнострумних плазмових прискорювачів (КСПП): фізичні засади та експериментальне втілення	І.Є. Гаркуша	27
10:00 У.Ср.2	Теорія плазмового двигуна на основі електромагнітного поля, що обертається	Т. С. Руденко	28
10:20 У.Ср.3	Дослідження плазмового прискорювача з замкненим дрейфом електронів та відкритими стінками	Л.В. Найко	29
10:40 У.Ср.4	Порівняльні характеристики атомарної і молекулярної плазми в стаціонарних і імпульсних розрядах	В.Б. Юферов	30
<b>11:00-11:30</b>	<b>КАВА</b>		
<b>11:30-13:00</b>	<b>УСНА СЕКЦІЯ – 4: Плазмові технології, газовий розряд</b>	<b>Головує</b>	
		<b>І.О. Гірка</b>	
11:30 У.Ср.5	До питання про моделювання нерівноважних процесів в електродугових технологіях	В.А. Жовтянський	31
11:55 У.Ср.6	Вплив параметрів плазми на процес плазмохімічного синтезу алмазоподібних плівок	О.А. Федорович	32
12:20 У.Ср.7	Динаміка пилових частинок в плазмових струменях	О.Ю. Кравченко	33
12:40 У.Ср.8	Дослідження плазми електродугового розряду між композитними С-Сu електродами в атмосфері повітря	С.О. Фесенко	34
<b>13:00-13:50</b>	<b>ОБІД</b>		
<b>13:50-15:10</b>	<b>СТЕНДОВА СЕКЦІЯ - 2</b>		
С.14	Імплантація іонів дейтерію та гелію у вольфрамове покриття композиційних структур при послідовному опроміненні	В.В. Бобков	42
С.15	Режими горіння і осьова структура розряду постійного струму з поперечною діафрагмою	В.О. Лісовський	43
С.16	Вплив геометрії катоду на пробій газу в неоднорідному постійному електричному полі в азоті	В.О. Лісовський	44
С.17	Планарний високочастотний розряд з ізолюваними електродами при атмосферному тиску: особливості горіння та перспективи застосування	В.Ю. Баженов	45

C.18	Спектроскопічні дослідження плазми ВЧ-розряду при плазмохімічному травленні епітаксціальних структур нітриду галію	В.В. Гладковський	46
C.19	Час життя електрона в щільній плазмі	Л.М. Войтенко	47
C.20	Вплив металевих домішок на транспортні властивості багатоконпонентної неідеальної плазми підводних розрядів	П.В. Порицький	48
C.21	Вплив збуджених станів азоту і кисню на кінетику озону та гідроокислів $H_2O_2$ , $OH$ та $HO_2$ в плазмі бар'єрного розряду в повітрі атмосферного тиску	А.Г. Калюжна	49
C.22	Фізика прианодних процесів у сферичному жевріючому розряді	О.В. Анісімова	50
C.23	Залежність концентрації атомарного кисню від компонентного складу суміші $Ar:O_2$ в плазмі розряду низького тиску з порожнистим катодом	Ю.В. Лаврукевич	51
C.24	Ерозія складеної тривимірної вольфрамкової мішені під впливом потужних плазмових потоків КСПП X-50	С.С. Геращенко	52
C.25	Формування області компресії в плазмовому потоці МПК за різних початкових умов	Т.М. Чередниченко	53
C.26	Використання рефракції електромагнітних хвиль для діагностики плазми у схрещених $E \times B$ полях	Ю.В. Ковтун	54
C.27	Інтерферометрія плазми з використанням рефракції похилих НВЧ променів	Ю.В. Ковтун	55
C.28	Дослідження мікророзрядної системи з вихровою подачею газу	Ок. В. Соломенко	56
C.29	Деструкція фенолу у плазмово рідинній системі зі вторинним розрядом, на базі обертової ковзної дуги	Д.К. Гамазін	57
<b>15:10-15:40</b>	<b>КАВА</b>		
<b>15:40-18:05</b>	<b>УСНА СЕКЦІЯ - 5: Реакторні аспекти, газовий розряд, плазмові технології</b>	<b>Головує І.Є. Гаркуша</b>	
15:40 У.Ср.9	Моделювання потоків заряджених продуктів синтезу із плазми токамаків-реакторів	В.О. Яворський	35
16:05 У.Ср.10	Динаміка підансамблів замагнічених частинок у випадковому електричному полі	О.М. Черняк	36

16:25 У.Ср.11	Збудження ядер електронами в гарячій плазмі	О.Я.Дзюблик	37
16:45 У.Ср.12	Утворення та дослідження параметрів густої газометалевої Zr-Ag плазми відбивного розряду	Ю.В. Ковтун	38
17:05 У.Ср.13	Оптичні дослідження тліючого та високочастотного розрядів низького тиску у водні	В.О. Лісовський	39
17:25 У.Ср.14	Застосування додаткового мікроплазмового розряду в газовій суміші Ne-Xe з метою підвищення енергетичної ефективності ультрафіолетового випромінювання в діелектричній комірці плазмового дисплею	О.І. Кельник	40
17:45 У.Ср.15	Плазмово-рідинна система для каталізу хімічних процесів	І.І. Федірчик	41
<b>18:05</b>	<b>ЗАКРИТТЯ КОНФЕРЕНЦІЇ</b>		

**ГЛОБАЛЬНІ МОДИ  $3m = n$  ТА ЇХ ДЕСТАБІЛІЗАЦІЯ В  
ПРИЙДЕШНІХ ЕКСПЕРИМЕНТАХ З НЕЙТРАЛЬНОЮ ІНЖЕКЦІЄЮ  
В СТЕЛАРАТОРІ WENDELSTEIN 7-X**

Я.І. Колесниченко<sup>1</sup>, А. Кьоніс<sup>2</sup>, В.В. Луценко<sup>1</sup>,  
М. Дрєвлак<sup>2</sup>, Ю. Туркін<sup>2</sup>, П. Геландер<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Інститут ядерних досліджень, Проспект Науки 47, 03028, Київ, Україна*  
<sup>2</sup>*Інститут фізики плазми Макса Планка, Вендельштайнштрассе 1, D-17491,  
Грайфсвальд, Німеччина*

Нестійкості плазми, що збуджуються енергійними йонами з різними властивостями та наслідками, спостерігалися в багатьох тороїдальних термоядерних пристроях. Зокрема, нестійкості, спричинені йонними пучками, що утворювалися при нагріванні плазми пучками нейтральних атомів, спостерігалися у стелараторі Wendelstein 7-AS (W7-AS) [1-3]. У цьому пристрої йонно-пучкові нестійкості спостерігалися в розрядах як з низьким, так і з високим тиском; однак в останньому випадку вони були швидкоплинними й виникали після переходу на повну потужність нагрівання в режимі зростання густини плазми. Тому є важливим зрозуміти, яким буде вплив енергійних йонів на стійкість плазми у новому стелараторі серії Вендельштайн, а саме, у оптимізованому стелараторі Wendelstein 7-X (W7-X), спорудження якого вже практично завершено в Інституті фізики плазми Макса Планка. Це й спонукало авторів до виконання цієї роботи, націленої на вивчення стійкості плазми у стелараторі W7-X під час інжекції пучків нейтральних атомів.

Wendelstein 7-X, як і його попередник Wendelstein 7-AS, характеризується малим магнітним широм. Однак, обертальне перетворення магнітних силових ліній ( $t$ ) у W7-X, на противагу W7-AS, є близьким до одиниці. Зазначимо, що  $t$  у Геліас-реакторі (пристрій серії Wendelstein) буде також близьким до одиниці [4].

В роботі показано, що моди альфвенового типу з глобальною радіальною структурою існують та резонансно взаємодіють з енергійними йонами, що є дестабілізуючим фактором. Ці моди характеризуються рівними пологідальними та тороїдальними хвильовими числами ( $m = n$ ) й можуть збуджуватися при  $2 \leq m \ll 10$ .

Проведений аналіз включає: (а) виведення рівняння для скалярного потенціалу збудженого електромагнітного поля у стислій плазмі з енергійними йонами, (б) розрахунки власних мод на основі цих рівнянь кодами BOA та CAS3-D, (в) аналіз стійкості як методом теорії збурень, так і без її нього (non-perturbatively), (г) вивчення властивостей енергійних йонів та впливу на них рівноважного радіального електричного поля. Аналіз проведено для «дзеркальної» (high-mirror) магнітної конфігурації. Пітч-кути та максимальна енергія інжекттованих йонів вибиралася у відповідності до планів перших експериментів на W7-X з інжекцією пучків нейтральних атомів.

Робота частково підтримана проектом НАНУ-УНТЦ #6058.

- [1] A. Weller, M. Anton, J. Geiger et al 2001 *Phys. Plasmas* **8** 931  
[2] A. Weller, J. Geiger, A. Werner et al 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** A285  
[3] M. Hirsch, J. Baldzuhn, C.D. Beidler et al 2008 *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 053001  
[4] C.D. Beidler, E. Harmeyer, F. Herrnegger et al 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1759

## ФІЗИЧНІ ЯВИЩА, ЩО ВІДПОВІДАЮТЬ ЗА СТВОРЕННЯ ТА УТРИМАННЯ ПЛАЗМИ У ТОРСАТРОНІ «УРАГАН-3М»

Р.О. Павліченко, А.Н. Шаповал, І.М. Панкратов, В.Г. Коновалов,  
В.Є. Моїсеєнко, А.Є. Кулага, М.В. Заманов, А.В. Лозін,  
Ю.К. Міронов, В.С. Романов, М.М. Махов та В.С. Войцєня

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

Представлені фізичні механізми, які суттєво впливають на створення та утримання плазми в умовах ВЧ нагріву в альфвенівському діапазоні частот ( $\omega \leq 0.8\omega_{ci}(0)$ ) на торсатроні «Ураган-3М» ( $l/m=3/9$ ,  $R=1\text{м}$ ,  $a\approx 0.12\text{м}$ ,  $B_{\text{тор}}=(0.68-0.72)\text{Т}$ ) з природним відкритим гвинтовим дивертором [1]. Магнітна система «Урагану-3М» знаходиться у великій вакуумній камері.

Показано, що процес іонізації молекулярного водню, що надходить з великого буферного об'єму вакуумної камери є основним механізмом утворення плазми в усіх фазах розряду. Цей висновок зроблено з аналізу просторового та спектрального розподілу інтенсивності ліній серії Бальмера. Знайдено, що залежність відносної заселеності рівнів в від головного квантового числа  $n$  для  $H_{\alpha}$ ;  $H_{\beta}$ ;  $H_{\gamma}$ ;  $H_{\delta}$  та  $H_{\epsilon}$  інтенсивностей дотримується функціональної залежності  $\propto n^{-6}$  на активній стадії ВЧ розряду.

Знайдені значення заселення рівня  $N(n=3)$ , які визначені з інтенсивності  $H_{\alpha}$  лінії водню уздовж центральної хорди та середньої густини електронів (за даними мікрохвильової інтерферометрії (140ГГц)), дозволили оцінити час утримання часток плазми в торсатроні «Ураган-3М». Отримане мале значення часу утримання часток плазми  $\tau_p \sim 0.4\text{мс}$  для високого рівня ВЧ потужності вказує на наявність аномальних втрат, наприклад, турбулентні втрати через високу амплітуди ВЧ хвилі [2].

На наявність підвищеної турбулентності можна також посылатися враховуючи дані по вимірюванню просторового профілю за допомогою мікрохвильового радіометра. Отримані результати електронного циклотронного випромінювання (ЕСЕ) для другої гармоніки незвичайної хвилі (при деяких припущеннях профілю густини електронів) також можуть свідчити про наявність аномальних втрат. Підвищений рівень ЕСЕ із центра плазмового шнура ( $\rho \leq 0.3$ ) вказує на краще утримання плазми у цій частині розряду [2].

[1] Shvets O.M. et al, Nucl. Fusion (1986), 26, p.23

[2] Voitsenya V.S. et al, Phys. Scr. (2014), T161 014009 (7pp)

**ФІЗИКА ЕНЕРГІЙНИХ ЧАСТИНОК У СИСТЕМАХ  
З МАГНІТНИМ УТРИМАННЯМ ПЛАЗМИ**

Я.І. Колесниченко

*Інститут ядерних досліджень, Проспект Науки 47, 03028, Київ, Україна*

Вивчення фізики енергійних (надтеплових) частинок – йонів та електронів – у токамаках та стелараторах належить до ключового напрямку термоядерних досліджень. У доповіді планується представити стан досліджень у цій галузі на основі матеріалів 14-ої Конференції МАГАТЕ з енергійних частинок у системах з магнітним утриманням (14<sup>th</sup> IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems), яка має відбутися у вересні цього року у Відні (Австрія).

Відзначу, що перша та ювілейна конференції цієї серії відбулися у Києві на базі нашого Інституту ядерних досліджень у 1989 р. та 2009 р.

## ГЕНЕРАЦІЯ ЕЛЕКТРОНІВ ВТІКАЮЧІВ ЯК МОЖЛИВИЙ ТРИГЕР ПІДСИЛЕННЯ МГД АКТИВНОСТІ ПЛАЗМИ ТА МИТТЄВИХ ЗМІН У ПОВІДІНЦІ ПУЧКА ЦИХ ЕЛЕКТРОНІВ

І. М. Панкратов<sup>1</sup>, R. J. Zhou<sup>2</sup>, L. Q. Hu<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Інститут фізики плазми Академії наук Китаю, Хефей 230031, Китай

E-mail: [pankratov@kipt.kharkov.ua](mailto:pankratov@kipt.kharkov.ua)

Загальновідомо, що електрони втікачі є великою загрозою для безпечної роботи великих токамаків та токамака – реактора ITER [1, 2]. Тому вивчення на діючих токамаках явищ, що пов’язані з електронами втікачами є актуальним.

Нещодавно [3] на токамаці EAST (Experimental Advanced Superconducting Tokamak) у розряді #28957 спостерігалось незвичайне явище, в якому практично миттєво змінювалась інтенсивність синхротронного випромінювання електронів втікачів та форма його плями, що співпадало з ступінчастим зростанням надтеплого випромінювання (ECE сигнал) та спалахами МГД активністю плазми ( $m/n=2/1$  spikes, Mirnov coils). Максимальна енергія електронів втікачів у розряді досягала  $E \approx 30$  MeV [3], у цих умовах вторинна генерація електронів втікачів мала місце (див., наприклад, [4]). В експерименті [3] електрони втікачі були локалізовані біля  $q = 2$  раціональної магнітної поверхні ( $q$  - запас стійкості плазми) та струм цих електронів був не малий. Раніше подібне явище спостерігалось на токамаці TEXTOR [5].

У роботі проведено детальну інтерпретацію цього експерименту та показано вплив магнітних перемикань (magnetic reconnections) під час розвитку тірінг (tearing) моди на це незвичайне явище. Нагадаємо, що стійкість тірінг мод дуже чутлива до градієнту густини струму поблизу раціональної поверхні [6], що мало місце під час генерації електронів втікачів в експерименті [3]. Ці локальні зміни густини струму поблизу  $q = 2$  поверхні були тригером для виникнення тірінг нестійкості (спалахи МГД активності). Під час цих МГД спалахів виникає швидка зміна магнітного потоку (squeezing and reconnection of the magnetic field lines), що приводить до сплесків електричного поля [6]. Під час сплесків індукованого електричного поля миттєво підсилюється генерація як надтеплових електронів (ступінчасте зростання ECE сигналу), так і електронів втікачів (зміни інтенсивності синхротронного випромінювання). Зміни у поведінці  $V_{loop}$  та  $I_{pl}$  сигналів є доказом такої миттєвої генерації.

Перемикання магнітних силових ліній приводить до їх стохастизації. Тому швидкі зміни форми плями синхротронного випромінювання електронів втікачів (перехід від полої до наповненої структури яке спостерігалось в експерименті [3]) можна пояснити поширенням пучка електронів у результаті виникання стохастичної області.

1. ITER Physics Basis, Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions, Nuclear Fusion **39**, 2175 (1999).
2. Progress in the ITER Physics Basis, Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions, Nuclear Fusion **47**, S128 (2007).
3. R. J. Zhou, L. Q. Hu, E. Z. Li, M. Xu, G. Q. Zhong, L. Q. Xu, S. Y. Lin, J. Z. Zhang, and the EAST Team, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 055006 (2013).
4. I.M. Pankratov, R. Jaspers, K.H. Finken, I. Entrop, Secondary generation of runaway electrons and its detection in tokamaks. *Proceedings of 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 1999*, European Physical Society, 1999 Vol. 23J, 597.
5. R. Jaspers, ‘Relativistic Runaway Electrons in Tokamak Plasmas’, Ph.D. thesis (Eindhoven University of Technology, The Netherlands, 1995). See: <http://repository.tue.nl/431410>.
6. D. Biskamp, *Magnetic Reconnection in Plasmas* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).

**ЦЕБЕРНЕ ПЕРЕНЕСЕННЯ НАДТЕПЛОВИХ ЙОНІВ У ТОКАМАКАХ**

Ю. В. Яковенко<sup>1,2</sup>, О. С. Бурдо<sup>1</sup>, Я. І. Колесниченко<sup>1</sup>, М. Г. Тищенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Інститут ядерних досліджень НАН України*

<sup>2</sup>*Національний університет «Києво-Могилянська академія»*

Вивчається так зване «цеберне перенесення» (bucket transport) надтеплових йонів [1] – просторове перемішування завдяки просторовому зміщенню резонансів – з особливою увагою до квазістаціонарних магнітних збурень. Пропонується гамільтонів формалізм, придатний для випадку, коли зміщення резонансів є наслідком зіткненневого гальмування частинок та часової еволюції магнітного числа обертів (коефіцієнту запасу стійкості). Показано, що потік енергії, що створюється цеберним перенесенням, є значним у конфігураціях із низьким широм. Знайдено, що цеберні транспортні потоки, спричинені магнітними островами мають тенденцію локалізуватись на відстані від островів. Обговорюється також цеберне перенесення, викликане збуреннями з ненульовою частотою.

Доповідь ґрунтується на нещодавній публікації [2]. Робота частково підтримувалася Проектом № 6058 Українського науково-технологічного центру та Національної академії наук України і Проектом № 0114U000678 Національної академії наук України.

**Література**

- [1] C. T. Hsu, C. Z. Cheng, P. Helander, D. J. Sigmar, R. White, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 2503.  
[2] Yu. V. Yakovenko, O. S. Burdo, Ya. I. Kolesnichenko, M. H. Tyshchenko, *Phys. Lett. A* **379** (2015) 2062.



**АЛЬВЕНІВ НАГРІВ ПЛАЗМИ В СТЕЛАРАТОРІ УРАГАН-2М**

В.Є. Моїсеєнко, А.В. Лозін, М.М. Козуля, Ю.К. Міронов, В.С. Романов, А.Н. Шаповал, В.Г. Коновалов, В.В. Філіппов, В.Б. Коровін, А.Ю. Красюк, В.В. Чечкін, Л.І. Григор'єва та В.С. Войцєня

Експерименти на торсатроні Ураган-2М потерпають від випадкового потрапляння вакуумного мастила, що відбулося декілька років тому. Після цього було прикладено значних зусиль для видалення мастила із застосуванням очищуючих ВЧ розрядів та прогрівання вакуумної камери. Нещодавні експерименти були проведені з використанням нагріву в режимі Альвєнова резонансу за допомогою колінвальної антени. Випромінювання SXR, CV, OV та ОП свідчили про проходження радіаційного бар'єру на установці. Плазма з температурою  $\sim 50$  еВ існувала недовгий проміжок часу в декілька мілісекунд. Потім відбувався радіаційний колапс.

В цій експериментальній кампанії на торсатроні Ураган-2М імпульси склалися з двох етапів, що відповідали різним схемам підключення антен до ВЧ генераторів. В першій схемі під час першого етапу використовувалася наступна комбінація генератор-антена: Каскад-1 — велика рамкова антена, Каскад-2 — колінвальна антена. Велика рамкова антена створювала плазму малої густини і низької температури, з якої і починала роботу колінвальна антена. В цьому режімі було отримано плазму з середньою густиною в  $4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Нижня оцінка температури електронів за результатами вимірювання м'якого рентгенівського випромінювання методом двох фольг складала 50 еВ.

Окремо була досліджена залежність параметрів плазми від конфігурації магнітного поля і тиску нейтрального газу. Оптимальне магнітне поле дорівнювало  $B_0 = 0.36 \text{ Т}$  за співвідношення тороїдально компоненту гвинтового поля до повного тороїдального поля  $k_\phi = 0.338$ . Оптимальний тиск нейтрального газу склав  $2 \times 10^{-5} \text{ Торр}$ .

Під час другого етапу використовувалася комбінація Каскад-2 — колінвальна антена без залучення початкового створення плазми за допомогою генератора Каскад-1. На цьому етапі вихідна потужність ВЧ генератора нарощувалась керованими сходишками у 50%, 75%, 100% від повної потужності. Колінвальна антена при знятті у часі першій сходишці самостійно готувала плазму. При підводі 100% у ВЧ потужності спостерігалось вигорання нейтрального газу.

## СПОСТЕРЕЖЕННЯ КОЛИВАНЬ З ЧАСТОТОЮ 1-400 КГЦ В ТОРСАТРОНАХ У-3М ТА У-2М.

М.Б. Древаль<sup>1</sup>, Ю.В. Яковенко<sup>2</sup>, Е.Л. Сороковий<sup>1</sup>, В.К. Пашнев<sup>1</sup>, О.С. Славний<sup>1</sup>, Р.О. Павліченко<sup>1</sup>, А.Є. Кулага<sup>1</sup>, М.В. Заманов<sup>1</sup>, О.В. Лозін<sup>1</sup>, В.Є. Моїсеєнко<sup>1</sup>, І.Є. Гаркуша<sup>1</sup> та В.С. Войцень<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Інститут фізики плазми, Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут", Харків, Україна*

<sup>2</sup>*Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України, Київ, Україна*

### Абстракт

Вперше в торсатроні У-3М спостерігалися квазікогерентні коливання з частотою 20-400 кГц. Умови збудження цих коливань строго залежать від типу розряду У-3М. Вони спостерігаються тільки в розрядах рамкової антени з низькою густиною ( $n_e \approx (1-2) \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ) і зникають в розрядах з більш високою густиною. Як надтеплові електрони, так і іони з високою енергією присутні в розряді низької густини і відсутні в розрядах У-3М з вищою густиною. Спостерігається немонотонна еволюція частоти зі зміною її похідної з часом та швидкими стрибками. Проте на стаціонарній стадії струму плазми частота флуктуацій стає майже постійною. Оцінки вказують, що ТАЕ-моди можуть бути відповідальними за коливання з частотою 150-400 кГц. Сплеск низькочастотних 20-70 кГц коливань спостерігається під час різкої модифікації утримання плазми У-3М. Сплеск коливань із частотою 20 кГц відповідає моді  $m=2$ . Цю моду, яка обертається в електронному діаманітному напрямку з частотою, нижчою частоти GAM, можна класифікувати як моду дрейфово-звукового типу.

Квазікогерентні коливання з низькою частотою (близько 1-5 кГц) спостерігаються у розрядах з трипіввитковою антеною з густиною  $n_e \approx 4 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$  на У-3М та в розрядах з колінчастою антеною на торсатроні У-2М. Існує певний тип розрядів У-3М, при якому збурення має протилежні фази на каналах м'якого рентгенівського випромінювання з протилежними прицільними параметрами. В інших розрядах фаза збурення інвертується на якомусь радіусі плазми або не інвертується взагалі. Коливання зі схожою поведінкою спостерігаються у випромінюванні світла оптичного діапазону в торсатроні У-2М. У торсатроні У-2М збудження коливань, локалізованих у зовнішній частині плазми, корелює з градієнтом світлового випромінювання в цій області.

## МУЛЬТИ-БАНЧЕВИЙ РЕЖИМ ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМОВО-ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ СТРУКТУРІ

І.М. Оніщенко, Г.П. Березіна, К.В. Галайдич, Р.Р. Князев, А.Ф. Лінник, П.І. Марков,  
О.Л. Омелаєнко, В.І. Приступа, Г.В. Сотніков, В.С. Ус

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

У доповіді представлені результати теоретичних і експериментальних досліджень процесів збудження кільватерного поля в плазмово-діелектричній структурі регулярною послідовністю релятивістських електронних згустків, необхідні для розробки концепції плазмово-діелектричного кільватерного прискорювача [1].

Проведені теоретичні дослідження електродинаміки діелектричного хвилеводу з осьовим прольотним каналом, заповненим плазмою, показують, що наявність плазми в прольотному каналі призводить до зміни топографії основної моди діелектричного кільватерного поля, так що в каналі поле стає об'ємним. Викликане цим збільшення коефіцієнту зв'язку згустків з полем забезпечує збільшення амплітуди поздовжнього поля в каналі зі зростанням щільності плазми. Одночасно радіальне поле збуджуваного плазмового кільватерного поля забезпечує фокусування згустків.

Для експериментального підтвердження наведених висновків про роль плазми в прольотному каналі проведені експерименти з використанням послідовності релятивістських електронних згустків, отриманих на резонансному електронному прискорювачі «Алмаз-2М» (енергія - 4.5MeV, кількість згустків -  $6 \cdot 10^3$ , заряд згустку - 0.26нК, тривалість кожного згустку - 60пс з інтервалом між ними 300 пс, частота слідування згустків 2805МГц). Згустки через титанову фольгу товщиною 30мкм надходили в діелектричний хвилевід круглого перетину, заповнений діелектриком (фторопласт Ф-4  $\epsilon = 2.04$ ;  $tg\delta = 2 \cdot 10^{-4}$ ) з прольотним каналом діаметром 21мм. Плазма в прольотному каналі діелектричного хвилеводу створювалася самим пучком при його проходженні через нейтральний газ регульованого тиску, що заповнює прольотний канал, в результаті розвитку пучково-плазмового розряду (ППР) у збудженому кільватерному полі при тиску в області 1 Тора і ударної іонізації електронами пучка при великих тисках.

В експерименті продемонстровано, що в хвилеводному випадку амплітуда збуджуваного поздовжнього кільватерного поля на осі в області тисків, при яких розвивається ППР і створюється плазма, кільватерне поле в каналі стає об'ємним, що призводить до зростання амплітуди збудженого кільватерного поля в порівнянні з випадком відсутності напуску газу. Для цього випадку спостерігається фокусування згустків-драйверів, обумовлене знаходженням згустків в гальмуючій фазі сумарного поздовжнього поля діелектричної та плазмової хвиль і одночасно у фокусуємому полі плазмової хвилі.

1. G.P. Berezina, K.V. Galaydych, R.R.Knyazev, A.F. Linnik, P.I. Markov, O.L. Omelayenko, I.N. Onischenko, V.I. Pristupa, G.V. Sotnikov, V.S. Us. Concept of plasma-dielectric wakefield accelerator. Theory and experiment. Problems of Atomic Science and Technology, *Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration*. 2015, No.4.

Робота виконана при підтримці цільової комплексної програми НАН України "Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій", договір № П-1/63-2015 на виконання наукового проекту «Розробка фізичних принципів плазмово-діелектричного кільватерного прискорювача. Теорія і експеримент».

## ДИНАМІКА ЦИЛІНДРИЧНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ЗГУСТКУ, ЩО РУХАЄТЬСЯ В ПЛАЗМІ ВЗДОВЖ ЗОВНІШНЬОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ, ТА ЗБУДЖЕННЯ НИМ КІЛЬВАТЕРНИХ ХВИЛЬ

І.О.Анісімов, М.А.Щербінін

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем*

Питання про динаміку електронних згустків, інжекттованих у плазму, та збудження ними кільватерних хвиль останнім часом привертає увагу в першу чергу в зв'язку з проблемою створення прискорювачів заряджених частинок на кільватерних хвилях [1-6]. Зворотний вплив кільватерних полів на згустки призводить, зокрема, до їх радіального дефокусування. Очевидно, такому дефокусуванню можна запобігти, наклавши на систему зовнішнє поздовжнє магнітне поле достатньої напруженості [7-8].

У цій доповіді за допомогою комп'ютерного моделювання методом крупних частинок [9] досліджена динаміка нерелятивістського електронного згустку первісно циліндричної форми, інжекттованого в однорідну плазму вздовж силових ліній зовнішнього магнітного поля. Розглянуто випадки, коли початкова довжина згустку дорівнює довжині кільватерної хвилі у фоновій плазмі (короткий згусток) та трьом довжинам таких хвиль (довгий згусток).

Показано, що сильне зовнішнє магнітне поля придушує радіальне дефокусування згустку, але призводить до інтенсивнішого розширення згустку в поздовжньому напрямі. В результаті довжина області, де спостерігається збудження кільватерної хвилі суттєво зростає.

Детально досліджено також динаміку електронів згустку в процесі його руху в плазмі, а також рух електронів фонові плазми в полі кільватерної хвилі.

### Перелік посилань

1. M.J. Hogan, T.O. Raubenheimer, A.Seryi, P.Muggli, T.Katsouleas, C.Huang, W.Lu, W.An, K.A.Marsh, W.B.Mori, C.E.Clayton and C.Joshi. // *New J. Phys.* (2010), **12**, 055030.
2. A. Tremaine, J. Rosenzweig, and P. Schoessow, // *Phys. Rev. E* (1997), **56**, 7204.
3. A. Bazzania, M. Giovannozzic, P. Londrillo, S. Sinigardia, G. Turchettia. // *C. R. Mecanique* (2014), **342**, 647.
4. T. Tajima, J. M. Dawson. // *Phys. Rev. Lett.* (1979), **43**, 267.
5. I. Blumenfeld, C.E. Clayton, F.J. Decker, M.J. Hogan, C. Huang. // *Nature* (2007), **445**, 741.
6. T. Katsouleas. // *Physical Review A*, March 1986, Vol. 3. №3. Pp. 2056-2065.
7. M.A.Shcherbinin, I.O.Anisimov. // *Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics* (20). 2014. No 6 (94). Pp. 116-119.
8. M.A.Shcherbinin, I.O.Anisimov. // *Proceedings of the XV<sup>th</sup> International young scientists' conference on applied physics.* June 10-13, 2015, Kyiv, Ukraine. Pp. 131-132.
9. Yu.M. Tolochkevych, T.Eu. Litoshenko, I.O. Anisimov. // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Acceleration Methods 2010.* №4. P. 47-50.

**Високочастотні нестійкості індуковані енергійними іонами  
в магнітних островах**

*В.С. Марченко, С.М. Резник*

*ІЯД НАНУ*

Енергійні іони, які використовуються для нагрівання плазми в сучасних токамаках, як і термоядерні альфа-частинки, які будуть підтримувати горіння в майбутніх реакторах, мають ларморівський радіус порівняний з півшириною магнітних островів, які часто присутні в розрядах з високим тиском плазми. Коли такі іони інжектуються в острів, вони кружляють навколо магнітної осі острова, яка утворюється еліптичними точками. В результаті утворюється популяція з сильним азимутальним потоком навколо осі острова. В даній роботі показано, що така популяція збуджує високочастотні моди, які локалізовані в острові і рухаються разом з ним. Частота (інкремент) моди може значно перевищити частоту нижнього гібридного резонансу (циклотронну частоту енергійних іонів). Обговорюється можливий зв'язок цих мод з експериментально спостереженим аномальним розсіянням гіротронних пучків магнітними островами.

**ПАРАМЕТРИЧНА НЕСТІЙКІСТЬ ВЛАСНИХ АЗИМУТАЛЬНО  
НЕСИМЕТРИЧНИХ ХВИЛЬ ПІД ДІЄЮ ЗМІННОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО  
ПОЛЯ В ІЗОТРОПНІЙ ПЛАЗМІ**

В. Гірка, І. Гірка

*Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна, Україна*

Дане дослідження присвячено розвитку теорії параметричного збудження власних електромагнітних хвиль, що поширюються поперек осі циліндричних хвилеводів, які частково заповнено ізотропною плазмою. Проблему вирішено теоретично у гідродинамічному наближенні, для опису полів цих мод використано рівняння Максвелла. Дані азимутально несиметричні електромагнітні хвилі поширюються у вигляді пакету, який приблизно описується основною азимутальною гармонікою та двома найближчими сателітами. В роботі здобуто нелінійну крайову умову для поля цих мод, що описує протікання поверхневого струму вздовж межі плазми. Ця умова дозволяє вивести нескінчену систему рівнянь для гармонік тангенціального електричного поля зазначених несиметричних мод. Залежність інкременту їхньої параметричної нестійкості від значень параметрів плазмового хвилеводу та змінного електричного поля досліджено аналітично та в числовий спосіб.

Встановлено, що величина цих інкрементів зростає при збільшенні амплітуди зовнішнього змінного електричного поля, зменшенні різниці між робочою частотою цього поля та власною частотою цих мод та збільшенні величини власної частоти. Практичне використання цих мод виглядає перспективним для розробки антенно-плазмових систем, які широко використовуються у різних цивільних технологіях та для підтримання газових розрядів, які застосовують при реалізації різноманітних сучасних високотехнологічних процесів.

АНАЛІТИЧНИЙ ОПИС ФУНКЦІЇ РОЗПОДІЛУ ЕЛЕКТРОНІВ ЗА ЕНЕРГІЄЮ У  
ГАЗОРОЗРЯДНІЙ ПЛАЗМІ, ЩО МІСТИТЬ СУБМІКРОННІ ПОРОШИНКИ

І. Б. Денисенко, М. О. Азаренков

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

Отримано аналітичні вирази, що описують функцію розподілу електронів за енергією (ФРЕЕ) в аргонівій плазмі, яка містить порошинки субмікронного розміру. Дослідження було проведено у локальному наближенні, тобто розв'язувалося однорідне рівняння Больцмана для електронів. В моделі, що використовувалася за аналітичних розрахунків, не враховувалося електрон-електронні зіткнення у газорозрядній плазмі, а також трансформація електронів високої енергії в низькоенергетичні електрони в результаті непружних зіткнень з атомами робочого газу. Використовуючи ці аналітичні вирази та рівняння, що описує зарядження порошинок, було отримано ФРЕЕ, ефективну температуру електронів, заряд порошинок та потенціал на їх поверхні для різних густин та радіусів порошинок, різних густин електронів, частоти та амплітуди поля, що підтримує газорозрядну плазму. Параметри заповненої плазми, які було отримано за допомогою спрощеної моделі, було порівняно з відповідними параметрами, які було здобуто за допомогою числових розрахунків, що базувалися на методі скінченних різниць. У цих числових розрахунках було враховано вплив електрон-електронних зіткнень та трансформації електронів високої енергії в низькоенергетичні електрони в умовах непружних електронно-нейтральних зіткнень на ФРЕЕ. Показано, що ці аналітичні вирази можна використовувати для опису ФРЕЕ та розрахунку інших параметрів заповненої плазми за типових експериментальних умов, зокрема, у випадку позитивного стовпу тліючого розряду постійного струму та у разі, коли сильно заповнена плазма підтримується генератором частоти 13,56 МГц.

## МЕХАНІЗМИ ЕРОЗІЇ ВОЛЬФРАМУ ТА ВОЛЬФРАМОВИХ ПОКРИТТІВ ПІД ВПЛИВОМ ПОТОКІВ ПЛАЗМИ В УМОВАХ, ЩО НАБЛИЖЕНІ ДО ІТЕР ELM.

В.О. Махлай<sup>1</sup>, І.Є. Гаркуша<sup>1,5</sup>, М.М. Аксенов<sup>1</sup>, О.В. Бирка<sup>1</sup>, С.С. Геращенко<sup>1</sup>,  
М.В. Кулик<sup>1</sup>, Й. Лінке<sup>3</sup>, С.В. Малихін<sup>2</sup>, В.В. Чеботарьов<sup>1</sup>, В.С. Таран<sup>1</sup>, О. І. Тимошенко<sup>1</sup>  
М.Я. Садовський<sup>4</sup>, Е. Складнік-Садовська<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики плазми, ННЦ ХФТІ, Академічна 1, Харків.

<sup>2</sup>Національний Технічний університет ХПІ, Харків

<sup>3</sup>Дослідницький центр Юліх, Юліх, Німеччина,

<sup>4</sup>Національний центр ядерних досліджень, Варшава, Польща

<sup>5</sup>Харківський Національний університет ім. В.Н. Каразіна, Харків.

Врахування всіх процесів, що супроводжують взаємодію потужних потоків плазми з поверхнями матеріалів в умовах дивертора Міжнародного Термоядерного Експериментального Реактора (ІТЕР), дозволить достовірно спрогнозувати робочій ресурс термоядерного реактора. Згідно з останніми даними в якості основного захисного матеріалу в диверторі ІТЕР обрано вольфрам. Основним недоліком цього матеріалу є достатньо висока температура в'язко-крихкого переходу, що веде до його крихкого руйнування під впливом потужних теплових навантажень. Застосування спеціальної конструкції елементів, що контактуватимуть з плазмою (так звана castellated structure) виготовленої з вольфрамівих сплавів або з інших матеріалів, але з нанесеними вольфрамівими покриттями, може суттєво подовжити строк служби дивертора. Оскільки на діючих термоядерних установках неможливо повною мірою відтворити умови ІТЕР тому використовують потужні потоки плазми для імітаційних досліджень перспективних матеріалів в екстремальних умовах.

Експерименти з моделювання впливу перехідних навантажень на елементи дивертору ІТЕР з близькими параметрами (густиною енергії до 2,4 МДж/м<sup>2</sup> та тривалістю імпульсу 0,25 мс), а також корпускулярним (в діапазоні від 10<sup>23</sup> до 10<sup>27</sup> іон/м<sup>2</sup>с) навантаженням виконано на квазістаціонарному плазмовому прискорювачі КСПІ Х-50. Особлива увага приділялась вивченню ерозії чистого вольфраму, сплаву WTa5 та castellated структур з нанесеними вольфрамівими покриттями.

Показано, що шорсткість опромінених поверхонь, обумовлена модифікацією поверхні та розвитком тріщин. Це стосується як монолітного вольфраму так і покриттів. Покриття, нанесені на castellated структуру, були протестовані в умовах коли теплові навантаження були нижчі за поріг плавлення, а також в умовах плавлення поверхні. Розбрикування крапель та викид твердого пилу основний механізми ерозії в умовах коли теплові навантаження перевищують поріг плавлення вольфраму. Проведено вивчення термонапружень в різних сортах вольфраму, опромінених плазмою. Встановлено, що наявність напруження є причиною відокремлення твердих частинок пилу від опроміненої поверхні.



## ЗБІЛЬШЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ КОНВЕРСІЇ В ПЛАЗМОВИХ ДЖЕРЕЛАХ УЛЬТРАФІОЛЕТОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

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

*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна*

В роботі [1] була показана можливість генерації спрямованого випромінювання з довжиною хвилі 13,5 нм в сильнострумовому імпульсному плазмовому діоді з обмеженою поверхнею потенціального електрода. Спрямованість характерна для потужних (понад 1 МВт) пікових імпульсів випромінювання тривалістю 100-200 нс, які спостерігаються в індуктивній стадії розвитку розряду на тлі звичайного рекомбінаційного (тривалість 1-1,5 мкс) випромінювання. В роботі [2] було встановлено, що поява пікових імпульсів обумовлена швидким введенням в плазму додаткової енергії за допомогою пучкового механізму нагріву. При цьому короткочасна генерація потужного електронного пучка відбувається в подвійному електричному шарі об'ємного заряду, який періодично формується в струмопровідній плазмі.

Метою даної роботи було показати, що при такому способі нагріву суттєво (на порядок і більше) зростає ефективність конверсії енергії, що підводиться, в енергію випромінювання. Для цього необхідно було визначити динаміку активної потужності, що вводиться в розряд, з подальшим співставленням з динамікою інтенсивності випромінювання з довжиною хвилі 13,5 нм. Розрахунок активної потужності проводився виходячи з рівняння ланцюга з використанням осцилограм розрядного струму, а повної потужності випромінювання – з урахуванням діаграми спрямованості.

Основна проблема полягала в коректному відновленні розрядного струму. Незначні помилки в 1-2 % поступово призводять до появи на динаміці активної потужності величезних негативних значень, особливо при переході від високовольтної до потужнострумової фази розвитку розряду. При використанні інтегруючого індукційного датчика струму, точність вимірювань визначається співвідношенням між повним активним опором датчика та індуктивним опором вимірювальної котушки. Показано, що при відновленні токового сигналу необхідно враховувати не тільки це співвідношення, а також паразитну ємність вимірювального ланцюга, що складається з ємності котушки, вимірювального кабелю і входної ємності осцилографа. Та хоча опір паразитної ємності в нашому випадку на два порядки перевершував величину вимірювального опору, нехтування цією величиною при відновленні токового сигналу призводило до появи значних помилок при розрахунку активної потужності.

Проведений аналіз коефіцієнтів конверсії у випадку генерації звичайного рекомбінаційного випромінювання та у випадку формування спрямованого пікового імпульсу випромінювання показав, що в останньому випадку коефіцієнт конверсії енергії може досягати 7-9 %, що в нашому випадку на два порядки вище, ніж для звичайного рекомбінаційного випромінювання. Таким чином, генерація направленої пікової випромінювання в плазмовому джерелі може істотно підвищити ефективність такої системи.

1. I.V. Borgun et al. The Formation of a Power Multi-Pulse Extreme Ultraviolet Radiation in the Pulse Plasma Diode of Low Pressure // Journal Acta Polytechnica.– 2013.– 53(2).– P. 117-122

2. I.V. Borgun et al. Double layer influence on dynamic of the EUV radiation from plasma of the high-current pulse diode in the tin vapor // Physics Letters A 377.– 2013.– P. 307-309

## ПРОЦЕСИ ВИПРОМІНЮВАННЯ В НЕОДНОРІДНІЙ ТУРБУЛЕНТНІЙ ПЛАЗМІ

В.М.Павленко, В.Г.Панченко, М.А.Белошенко

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Відомо, що внаслідок трансформації ленгмюрівських хвиль на флуктуаціях густини можуть утворюватись електромагнітні хвилі, які випромінюються із плазми.

Слід відзначити, що вивчення процесів трансформації хвиль у плазмі є важливим для дослідження властивостей плазми, проведення плазмової діагностики, аналізу конкурентності механізмів випромінювання із плазми, вимірювання ефективності дисипації енергії високочастотної плазми тощо.

У доповіді на базі кінетичної теорії флуктуацій розглянуто процеси трансформації повздовжніх ленгмюрівських хвиль у поперечні електромагнітні хвилі в неоднорідній плазмі на флуктуаціях густини. Турбулентність плазми зумовлена наявністю параметричної нестійкості верхньогібридної хвилі накачки, яка розпадається на дочірню верхньогібридну хвилю та дрейфові коливання. Розрахунки проведені в запороговій області параметричної нестійкості. Механізм стабілізації параметричної нестійкості обумовлений введенням ефективної частини зіткнень, яка перевищує декременти хвиль – продуктів розпаду і означає розширення групи резонансних частинок, що взаємодіють із плазмовими хвилями.

При цих умовах обчислено коефіцієнт трансформації в запороговій області нестійкості і показана домінуюча роль доданка, який залежить від поля накачки.

Отримано вираз для інтенсивності випромінювання та знайдено її залежність від ступеня неоднорідності плазми, амплітуди і частоти хвилі накачки.

Результати доповіді актуальні для високотемпературної лабораторної, а також космічної плазми.

## **Дрейфові стохастичні рівняння руху швидких заряджених частинок в плазмі**

*А. Гурин, В. Яворський*

*Інститут ядерних досліджень НАН України*

На основі теорії стохастичних процесів одержані коректні стохастичні рівняння руху частинок в плазмі, що відповідають кінетичній теорії в загальному вигляді, в тому числі – в дрейфовому наближенні. Розглянуто деякі кінетичні моделі, що застосовуються в спрощених числових розрахунках руху частинок в плазмі методом Монте-Карло. Встановлено, що відповідність кінетичної та мікроскопічної стохастичної теорій пов'язана з коректністю врахування тертя й випадкової складової прискорення частинок в рівняннях Ланжевена. Показано, що точні, узгоджені з кінетичною теорією дрейфові стохастичні рівняння не є більш складними, ніж ті, що породжуються спрощеними моделями. Отримані стохастичні рівняння руху можуть бути покладені в основу розрахунків, що гарантують мінімальні розбіжності результатів, одержаних методом Монте-Карло та безпосереднім розв'язком кінетичного рівняння Фокера-Планка. Розглянуто приклад такого порівняльного аналізу.

## Фокер-Планкова модель обумовлених зіткненнями втрат заряджених продуктів синтезу в токамаках

В. Голобородько, В. Яворський

*Інститут ядерних досліджень НАН України*

Моделювання обумовлених зіткненнями втрат заряджених продуктів синтезу в токамаках важливе, як з точки зору впливу альфа частинок синтезу на поверхню першої стінки, так і для вдосконалення діагностики втрат швидких йонів [1, 2]. Робота присвячена розвитку Фокер-Планкового підходу для розрахунків поверхневих та швидкостевих розподілів втрат швидких йонів в токамаках. Вона узагальнює та поглиблює попередні розробки публікацій [3-5] на випадок довільної форми першої стінки, а також враховує ефекти гіро-руху. Розроблений в даній роботі підхід буде застосований для дослідження поперітного розподілу неокласичних втрат альфа частинок синтезу в токамаці ITER. Слід зауважити, що запропонований Фокер-Планковий підхід корисний для перевірки моделей Монте-Карло [6, 7], які використовуються для розрахунків втрат швидких йонів із тороїдної плазми.

- [1] FASOLI, A., et al., Nucl. Fusion **47** (2007) S264–S284
- [2] KIPTILY V.G et al, Nucl.Fusion **65** (2009) 065030
- [3] PUTVINSKII S.V., “Alpha Particles in Tokamaks”, in Rev. of Plasma Physics edited by V.B. Kadomtsev, vol. 18, Consultant Bureau, NY, 1993.
- [4] YAVORSKIJ, V., et al., EPS 2012, paper P1.144
- [5] YAVORSKIJ., V.A. et al., Nucl. Fusion **43**, 1077 (2003)
- [6] KURKI-SUONIO, T., et al., Nucl. Fusion **49** (2009) 095001
- [7] SHINOHARA, K., et al., Nucl. Fusion **51** (2011) 063028

**СТОСОВНО ПИТАННЯ ПРО ПРОСТОРОВИЙ РОЗПОДІЛ ЕМІСІЇ М'ЯКОГО РЕНТГЕНА В ТОРСАТРОНІ У-3М**

О.В. Турянская<sup>1</sup>, М.Б. Древаль<sup>2</sup>,

<sup>1</sup>*Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна, Харків, Україна*

<sup>2</sup>*Інститут фізики плазми, Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут", Харків, Україна*

Датчик для вимірювання часового поведіння та просторового розподілу випромінювання м'якого рентгена уздовж двадцяти хорд був нещодавно встановлений на торстроні У-3М. Отримана еволюція профілю інтегрального випромінювання м'якого рентгена у розряді У-3М дає інформацію щодо модифікації утримання плазми торсатрона У-3М [1.2]. У даній роботі, базуючись на експериментально вимірянних інтегральних даних, шляхом чисельних розрахунків знайдено розподіл локальної емісії м'якого рентгена по перерізу А-А торсатрона У-3М. Виконана апроксимація магнітних поверхонь перерізу А-А у вигляді набору значень величини нормованого радіусу, у вузлах сітки, яка покриває даний переріз. У реальній геометрії комплексу діагностики м'якого рентгенівського випромінювання на У-3М виконане чисельне знаходження розподілу інтегрального випромінювання на кожному з двадцяти діагностичних каналів для різних модельних профілів емісії і виконане порівняння їх з експериментом.

[1] M. Dreval // Probl. Atom. Sci. Technol. 2014, v. 6, p. 250-253.

[2] M. Dreval // Probl. Atom. Sci. Technol. 2015, v. 1,

-3

\_\_\_\_\_ , . . . , . . .

-3 . ,

-3

ізований  
 $10^{12} \text{ см}^{-3}$  ,

рії ери  
 ред о гу  
 гни поля  
 ( $\omega \leq 0.8\omega_{ci}$ ) .

«

» ел о нів

них част  
 ектронів  
 $1 * 10^{12} \text{ см}^{-3}$  .

(32-37 57-75 )

(ECE)

## МОДЕЛЮВАННЯ ПОШИРЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ КРІЗЬ ПЛАЗМУ МЕТОДОМ СКІНЧЕННИХ РІЗНИЦЬ У ЧАСОВОМУ ДІАПАЗОНІ

Мельник Д.О., Павленко І.В., Гірка І.О.

*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна  
м. Свободи 4, 61022, Харків, Україна*

Завдяки беззаперечному прогресу комп'ютерної техніки моделювання поширення електромагнітних хвиль крізь суцільні середовища методом Скінченних Різниць у Часовому Діапазоні (СРЧД) [1] набуло нових можливостей. Зручну дискретизацію системи рівнянь Максвелла було запропоновано ще у роботі Yee [2]. Та ця система рівнянь має бути доповнена рівняннями руху заряджених частинок у середовищі, крізь яке поширюється електромагнітна хвиля. У випадку плазми такими рівняннями є рівняння руху електронів та іонів.

Оскільки метод описує еволюцію системи (від увімкнення струму в збуджувальній антені до досягнення стаціонарного стану) у режимі реального часу, можливості числового моделювання визначаються кількістю вимірів задачі та густиною просторово-часової сітки дискретизації. На сьогоднішній день цілком реальними є можливості моделювання двовимірних структур або тривимірних структур, якщо задача є обмеженою в усіх трьох напрямках або можна застосувати періодичні крайові умови [3].

У межах адаптації методу СРЧД до вивчення холодної плазми було проаналізовано можливості застосування процедури прямого інтегрування (direct integration). Процедура прямого інтегрування була принциповим вибором моделювання, бо допускає легку паралелізацію обчислень. Було створено тривимірний код у декартовій системі координат. Було реалізовано три типи крайових умов: 1) крайова умова ідеального електричного провідника; 2) поглинаюча крайова умова та 3) періодична крайова умова. Точність відтворення аналітичної дисперсії електромагнітної хвилі було протестовано на прикладі незвичайної та звичайної електромагнітних мод, які поширюються перпендикулярно до зовнішнього магнітного поля. Показано, що без урахування процесів дисипації (наприклад, через зіткнення частинок плазми) числова дисперсія не відтворює результати аналітичної дисперсії поблизу частот плазмових резонансів та плазмових відсічок. Розроблено процедуру обчислення усередненого потоку енергії хвилі крізь довільну ділянку поверхні, включаючи ділянки межі плазми. Додаткового дослідження вимагає питання числової стійкості схеми дискретизації, але у профільних публікаціях панує думка, що критерій стійкості схеми прямого інтегрування співпадає з вакуумним критерієм Куранта. Таким чином, числовий код описує перехідні процеси збудження коливальних частинок плазми при запуску у плазму електромагнітної хвилі.

Методика дає можливість вивчати поширення хвиль крізь неоднорідні плазмові структури, просторово-часові розподіли потоків енергії у системі та не прив'язана до монохроматичного сигналу, який подається на антену.

1. Taflove A., Hagness S.C. Computational Electromagnetics: Finite- Difference Time-Domain Method.– Artech House, 2000.– 852 p.
2. Yee K.S. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation.– 1966.– V.14, №3.– P.302-307.
3. Surkova M., Tierens W., Pavlenko I. et al // IEEE Transactions on Antennas and Propagation.– 2014.– V.62, №12.– P.6307-6316.

## ЕВРИСТИЧНИЙ РОЗВ'ЯЗОК ЗАДАЧІ ЛЕНГМЮРА В ДОВІЛЬНІЙ ОБЛАСТІ

Азаренков М.О., Гапон О.В., Дудін С.В.

*Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна, Харків 61108,  
пр. Курчатова, 31.*

*Email: gapon@pht.univer.kharkov.ua*

Розглядається електропозитивна однокомпонентна газорозрядна плазма низького тиску, втрати іонів з якої відбуваються без пружних зіткнень, а частота іонізації за об'ємом є незмінною. Якщо об'єм має форму плаского шару, необмеженого циліндру або кулі, то розподіл густини іонів можна знайти аналітично методом Ленгмюра [1]. В разі довільної області метод Ленгмюра не може бути застосованим, тому що на відміну від простих об'ємів стає суттєвим розподіл іонів за напрямками руху. Складнощі розв'язку (як аналітичного, так і числового) точних рівнянь руху іонної рідини (див., наприклад, [2]) є причиною того, що для пошуку розподілу густини в довільних областях використовують методи прямого моделювання [3,4].

В цій роботі ставиться питання пошуку системи рівнянь дифузійного типу, яка мала б розв'язок, близький до розв'язку задачі Ленгмюра в довільній області. Розглядається гранична задача для рівняння дифузії із спеціально збудованим "коефіцієнтом дифузії", та права частина якого є густиною джерел іонів. "Коефіцієнт дифузії" залежить від форми області, та є функцією розв'язку рівняння Лапласа з однорідними граничними умовами. Числовий розв'язок цих граничних задач є елементарним. "Коефіцієнт дифузії" будується так, щоби розв'язки для шару, циліндру та кулі наближалися до аналітичних.

На цей час в нас немає доказів того, що запропонований метод з якої-небудь точки зору наближає точний розв'язок. Проте, тестові розрахунки відповідають результатам, отриманим іншими числовими методами.

### Посилання

- [1] Langmuir I., Tonks L. Phys. Rev. 1929, **34**, 876.
- [2] С.А.Двинин, А.А.Кузовников. Вестник Московского университета, серия 3. 2005, **5**, 18
- [3] G.L.Delzanno et al., IEEE Trans.Pl.Sci., 2013, **41**, p.3577
- [4] <http://www.eecs.berkeley.edu/XRG/Software/Description/oopic.html>



## ЧИСЛОВЕ ДОСЛІДЖЕННЯ СТОХАСТИЗАЦІЇ РУХУ ЧАСТИНОК МНОЖИННИМИ АЛЬФВЕНОВИМИ ЗБУРЕННЯМИ

М. Г. Тищенко<sup>1</sup>, Ю. В. Яковенко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Інститут ядерних досліджень НАН України*

<sup>2</sup>*Національний університет «Києво-Могилянська академія»*

Робота є спрямованою на встановлення умов, за яких множинні альфвеніві власні моди є здатними відібрати значну частку енергії у швидких йонів для можливої передачі в іншу область простору (просторового каналювання [1]). Це може траплятись, якщо резонансні острови нестійкостей перекриваються і утворюють широку стохастичну зону в фазовому просторі швидких йонів. У попередній роботі [2] було отримано аналітичний вираз для ширини резонансів швидких йонів з альфвеновими власними модами, на основі якого оцінено кількість та амплітуду мод, необхідні для стохастизації. Проте оцінки роботи [2] ґрунтувались на такій гіпотезі (узагальненні критерію Чірікова): моди здатні стохастизувати певний енергетичний діапазон, якщо сумарна ширина створених ними резонансів перевищує його ширину. Хоча ця гіпотеза виглядає правдоподібною, вона вимагає перевірки, яка й робиться в цій роботі.

Гіпотеза перевіряється на прикладі двох гамільтонових систем. Перша з них описує рух швидких йонів в електромагнітному полі декількох альфвенових збурень у дрейфовому наближенні. Друга є простою системою з одним ступенем вільності, подібною до стандартного відображення, але з нерегулярними частотами збурень. Наша робоча гіпотеза була такою: критерій стохастичності певного інтервалу енергій можна сформулювати в термінах повної ширини резонансів частинки на цьому інтервалі. Щоб знайти цей критерій проводяться числові розрахунки траєкторій гамільтонових систем, що розглядаються. Для знаходження ширини окремих одиничних резонансів будуються карти Пуанкаре. Потім для знаходження ширини стохастичної зони / резонансних островів, утворених набором хвиль, чисельно моделюється рух частинки під час адіабатичного ввімкнення, а потім вимкнення збурення. Знайдений критерій стохастичності використовується для уточнення результатів роботи [2].

Робота частково підтримувалася Проектом № 6058 Українського науково-технологічного центру та Національної академії наук України і Проектом № 0114U000678 Національної академії наук України.

### Література

- [1] Ya.I. Kolesnichenko et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 075001 (2010)  
 [2] М.Н. Tyshchenko, Yu.V. Yakovenko. Probl. Atom. Sci. Technol. (2015), №1. Series: Plasma Physics (21), p. 49-52.

## ВПЛИВ ПЕННІНГОВСЬКОЇ ІОНІЗАЦІЇ НА БАЛАНС ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У ПЛАЗМІ СТАЦІОНАРНОГО ВІДБИВНОГО РОЗРЯДУ

Ю.В. Ковтун, О.М. Озеров, Е.І. Скібенко, В.Б. Юферов

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

Відбивний розряд, відомий також як розряд Пеннінга, вперше був запропонований Пеннінгом Ф.М. [1] для створення вакуумного манометра. На теперішній час основними областями застосування відбивного розряду є вакуумна техніка, фізика атомних і електронних зіткнень, фізика пучків заряджених частинок, фізика плазми, прикладні плазмові технології та ін. Проте, не дивлячись на багаторічні і численні дослідження не існує достатньо повної фізичної моделі, що описує відбивний розряд. Це частково пов'язано з тим, що відбивний розряд, залежно від величини тиску і магнітного поля, має ряд режимів [2]. При цьому параметри розряду та утвореної плазми в різних режимах істотно відрізняються один від одного. Відбивний розряд при тиску вище  $p > 1,33 \cdot 10^{-2}$  Па і невисокому ступеню іонізації плазми найчастіше використовується для створення на його основі плазмових джерел. При цьому часто потрібне отримання оптимального співвідношення параметрів плазми до енерговнеску.

В роботі [3] була запропонована та розглянута модель стаціонарного відбивного розряду на основі глобальної (усередненої по об'єму) моделі [4]. В проведених у [3] розрахунках невраховувалась іонізація розпоросених атомів матеріалу катода за рахунок Пеннінговської іонізації, яка в слабо іонізованій плазмі може істотно впливати на ступінь іонізації розпоросених атомів.

У даній роботі розглянуто вплив Пеннінговської іонізації на баланс заряджених частинок у слабо іонізованій неізотермічній аргоновій плазмі стаціонарного відбивного розряду. Проведено розрахунок температури та густини електронів плазми від величини магнітного поля та початкового тиску газу. Розрахована густина метастабільних атомів аргону у плазмі розряду. Розглянуто процес розпилювання мідного катода іонами аргону та міді. Проведено розгляд процесів утворення іонів розпоросених атомів за рахунок іонізації електронним ударом, Пеннінговської іонізації та перезарядження на іонах газу у плазмі. Розрахунковим шляхом визначена густина нейтральних частинок і іонів розпоросених атомів катода. Визначена ступінь іонізації розпоросених атомів від параметрів плазми.

1. F.M. Penning // *Physica*. - 1937. - Vol. 4, № 2. - P. 71–75.
2. W. Schuurman // *Physica*. - 1967. - Vol. 36, № 1. - P. 136–160.
3. Yu.V. Kovtun, A.N. Ozerov, A.I. Skibenko, E.I. Skibenko, V.B. Yuferov // *Problems of atomic science and technology. Series: Physics of plasma (21)*. - 2015. - № 1. - P. 201-204.
4. C. Lee, M.A. Lieberman // *J. Vac. Sci. Technol. A*. - 1995. - Vol. 13, №2. - P. 368-380.

## Вплив утікаючих електронів на параметричну нестійкість у торсатроні «Ураган -3 М»

\*М.О. Литова, І.К. Тарасов, М.І. Тарасов, Д.А. Ситников

*ІНЦ «Харківський фізико-технічний інститут» Інститут Фізики Плазми  
61108, Харків, вул. Академічна 1*

*\* Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна,  
61108. Харків. пр. Курчатова 31  
[itarasov@ipp.kharkov.ua](mailto:itarasov@ipp.kharkov.ua)*

У даній роботі проводиться порівняльний аналіз спектрів збуджуваних електростатичних і електромагнітних коливань у периферійній області торсатрона, а також спектрів коливань у зоні утримання плазми у порівнянні зі спектрами модуляції потоку утікаючих електронів.

Причиною виникнення такої спектральної картини, на думку авторів, є збудження параметричної нестійкості за наявності в плазмі потоку утікаючих електронів

Поріг збудження параметричної нестійкості пов'язаний як із посиленням потоку утікаючих електронів, так і з повним придушенням.

Обговорюються зв'язки цих явищ та їх вплив на умови утримання і нагріву плазми в установках УТС.

### Література

1. V.V. Olshansky, K.N. Stepanov, I.K. Tarasov, M.I. Tarasov, D.A. Sitnikov, A.I. Skibenko, E.D. Volkov // Problems of Atomic Science and Technology, 2009, №1, Series: Plasma Physics, p. 46-48.
2. V.E. Moiseenko, I.K. Tarasov, M.I. Tarasov, D.A. Sitnikov, V.B. Korovin, and other // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics Kharkov-2014, № 6 (94), p. 266-168.
3. С.Н. Громов, Л.Л. Пасечник, В.Ф. Семенюк, Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 3, стр. 145-148.

## ЗМІНА ІНТЕНСИВНОСТІ D-D РЕАКЦІЇ В СИСТЕМІ ПЛАЗМА-ПУЧОК ПРИ ЗБУДЖЕННІ ГЕОДЕЗИЧНОЇ АКУСТИЧНОЇ МОДИ

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

Проведено теоретичні дослідження, присвячені вивченню впливу геодезичної акустичної моди на зміну інтенсивності D-D реакції при взаємодії пучка швидких йонів з плазмою.

Як було показано в попередній роботі [1], швидкі йони, що утворюються внаслідок нагрівання плазми інжекцією нейтрального пучка (NBI), збуджують так звану геодезичну акустичну моду, зумовлену швидкими частинками (E-GAM). Передача енергії від йонів моді відбувається внаслідок резонансної взаємодії ( $\omega = \omega_i$ ,  $\omega_i$  – транзитна частота пролітного йону,  $\omega$  – частота моди). Ця взаємодія призводить до того, що йон може втратити значну частину своєї енергії за час, що є значно меншим за характерний час термалізації за рахунок зіткнень. Даний процес зумовлює зміну функції розподілу пучка. За температури плазми  $T < 10$  keV, та за умови, що енергія йонів пучка значно вища за енергію частинок плазми ( $E_i \gg E_p$ ), переважна більшість реакцій синтезу (D-D) відбувається саме між йонами пучка та плазми, а отже, суттєва зміна функції розподілу пучка призведе до помітної зміни інтенсивності реакції.

Також було показано, що завдяки збереженню узагальненого моменту імпульсу  $P_\phi$  під час нестійкості GAM (E-GAM), зменшення енергії частинок призводить до того, що швидкі йони зміщуються у радіальному напрямку. Зміщення може відбуватись як в напрямку центру плазми, так і назовні – залежно від напрямку руху частинки відносно магнітного поля. Величина цього зміщення може мати порядок колоїдального ларморівського радіусу швидких йонів.

Таким чином, збурення моди E-GAM має наслідком появу двох факторів: зміна функції розподілу пучка та зміна радіального розподілу густини пучка, що має призвести до зміни інтенсивності реакції синтезу.

Вплив та внесок цих факторів було оцінено аналітично. Показано, що чим більшу частину енергії втратили швидкі йони пучка, тим більш важливу роль буде грати зміна функції розподілу пучка у порівнянні з радіальним перерозподілом. Ця зміна буде відбуватись шляхом перемішування частинок в резонансній області, що призведе до утворення плато на функції розподілу пучка.

Надалі планується вдосконалення цієї теорії, а також її застосування для пояснення існуючих та передбачення майбутніх експериментальних результатів.

1. Ya.I. Kolesnichenko, V.V. Lutsenko, B.S. Lepiavko Phys. Lett. A **378** (2014) 2683.

## КОМПЛЕКС ДВОХПОЛЯРИЗАЦІЙНОЇ РЕФЛЕКТОМЕТРІЇ ТОРСАТРОНУ У-2М З ВИКОРИСТАННЯМ ФІКСОВАНОГО НАБОРУ ЧАСТОТ

К.К. Третяк, Д.Л. Греков, В.В. Філіпов

*ІНЦ ХФТІ, Інститут фізики плазми*

В експериментальних дослідженнях плазми в тороїдальних пастках з магнітним утриманням використовується безліч, нерідко дуже витончених, діагностичних методів. Серед них значне місце займають ті, що засновані на взаємодії електромагнітних полів НВЧ діапазону з плазмою. Рефлектометрія з використанням звичайної (О-) хвилі, поряд з томпсоновським розсіюванням і інтерферометрією, широко застосовується для вимірювання профілю густини плазми в термоядерних пастках [1, 2 та ін.]. У діючих зараз рефлектометрах для визначення профілю густини за похідною від зсуву фази зондуєчої хвилі по частоті використовується метод швидкого свіпювання частоти генератора.

Відмітними особливостями розробленого комплексу двохполяризаційної рефлектометрії є те, що в ньому поряд з О- хвилею використовується незвичайна (Х-) хвиля і зондування плазми відбувається одночасно на великій кількості пар близьких частот. Якщо для О- хвилі набіг фази залежить лише від густини плазми, то для Х- хвилі він визначається як густиною плазми, так і величиною магнітного поля. На відміну від токамаків, магнітне поле торсатрону У-2М створюється зовнішніми провідниками і не залежить від параметрів плазми при характерних для сучасних експериментів величинах тиску плазми і, отже, є відомим. Це дозволяє використовувати Х- хвилю для визначення профілю густини плазми. Зондування плазми на близько лежачих частотах, на відміну від свіпювання частоти, дозволяє використовувати супергетеродинні схеми і тим самим істотно збільшити перешкодозахищеність системи і точність вимірювання фазового зсуву, а використання Х- хвилі розширює діапазон вимірюваних густини в заданій смузі частот генератора.

Для відновлення профілю густини плазми за даними залежності набігу фаз зондуєчих хвиль від частоти як для О- хвилі так і для Х- хвилі розроблені оригінальні ітераційні алгоритми розв'язання інтегральних рівнянь, стійкі по відношенню до помилок вимірювань.

1. Simonet F. Measurement of electron density profile by microwave reflectometry on tokamaks // Rev. Sci. Instrum.-1985.-V. 56, N. 5.-P. 664-669.
2. Conway G.D. et al A reflectometer for fluctuation and correlation studies on the Joint European Torus tokamak // Rev. Sci. Instrum.-1999.-V. 70, N. 10.-P. 3921-3929.

**НОВЕ ПОКОЛІННЯ КВАЗІСТАЦІОНАРНИХ СИЛЬНОСТРУМНИХ  
ПЛАЗМОВИХ ПРИСКОРЮВАЧІВ (КСПП): ФІЗИЧНІ ЗАСАДИ ТА  
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ВТІЛЕННЯ**

І.Є. Гаркуша, М.В. Кулик, В.О. Махлай, Д.Г. Соляков, В.В. Стальцов, В.В. Чеботарьов

*Інститут Фізики Плазми, Національний Науковий Центр «Харківський Фізико-Технічний Інститут», 61108, Харків, [garkusha@ipp.kharkov.ua](mailto:garkusha@ipp.kharkov.ua)*

В доповіді надається аналіз сучасного стану експериментальних досліджень квазістаціонарних прискорювачів плазми, робиться акцент на основних проблемах, що стримують подальший розвиток плазмодинаміки високих густин енергії. Дані дослідження стосуються, зокрема, питань експериментального відтворення плазмових навантажень в термоядерних реакторах із магнітним утриманням плазми (таких як ІТЕР і ДЕМО) та фундаментальних проблем фізики плазмово-поверхневої взаємодії в екстремальних умовах

Представлено концепцію прискорювачів плазми нового покоління, що ґрунтується на організації сильнострумового розряду в прискорювальному каналі КСПП у зовнішньому поздовжньому магнітному полі. Даний підхід, зокрема, спроможний змістити до суттєво більших величин розрядних струмів та напруги негативний вплив ефекту «кризи струму» в квазістаціонарних прискорювачах за рахунок додаткового обертання плазми в каналі КСПП, послабити процеси дисипації енергії при вході плазмового потоку в магнітне поле, надає можливість створити більш потужні і компактні прискорювачі плазми та опанувати якісно новим діапазоном параметрів плазмових потоків, що генеруються.

Обговорюються питання генерації і прискорення плазмового потоку в слабому поздовжньому магнітному полі та інжекції щільної замагніченої плазми в умовах поступового збільшення магнітного поля.

Надається схема експериментального прототипу нового потужного прискорювача КСПП-М, детально описуються його основні функціональні елементи.

Збудовано новий експериментальний стенд на базі прискорювача КСПП-М, який введено в дію наприкінці минулого році.

Здійснено фізичний запуск прискорювача та отримано першу плазму. Коротко висвітлені основні електротехнічні характеристики прискорювача КСПП-М та подальші кроки щодо підвищення енергетичних параметрів плазми та її транспортування у зростаючому до  $B_{\max}=2T$  магнітному полі нової експериментальної установки.

## ТЕОРІЯ ПЛАЗМОВОГО ДВИГУНА НА ОСНОВІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ, ЩО ОБЕРТАЄТЬСЯ

Я. І. Колесниченко, В. В. Луценко, Т. С. Руденко  
*Інститут ядерних досліджень НАН України*

Останніми роками було запропоновано та досліджено безелектродні електричні силові системи (БЕСС) [1-4]. Основною ідеєю БЕСС є створення тяги, яка виникає внаслідок прискорення плазми ВЧ полем за допомогою антени чи електродів, що не контактують з плазмою. Оскільки антена / електроди не торкаються плазми, то відсутня ерозія електродів та забруднення плазми, що значно збільшує час життя двигуна. Завдяки цій особливості БЕСС можуть бути використані для довготривалих космічних польотів, якщо такі системи вдасться реалізувати. Однак прискорення плазми ВЧ полем експериментально поки що не спостерігалось, що можна пояснити потребою в оптимізації системи [4].

Для оптимізації БЕСС потрібно зрозуміти, які фізичні процеси протікають в двигуні. Їх вивченню присвячена дана робота.

Розроблено теорію БЕСС, що базується на магнітному полі соленоїда і електромагнітного поля, яке обертається. В розгляд також включено вивчення прискорення плазми ВЧ полем і супутньої тяги. Припускається, що ВЧ частота перевищує нижньо-гібридну частоту, але значно менша ніж електронна гірчастота. Отримано та проаналізовано вираз для тяги. Показано, що приріст тяги є значним лише тоді, коли дрейфова швидкість, індукована ВЧ полем, перевищує швидкість інжектваної плазми. Кривина силових ліній магнітного поля та прискорення плазми за межами соленоїда є факторами, які можуть значно збільшувати тягу. З іншого боку аксіальна неоднорідність та деякі інші фактори можуть негативно впливати на тягу. Отримані результати можуть бути використані для оптимізації експериментів направлених на створення двигуна для довготривалих космічних польотів.

Доповідь буде зроблено на основі роботи [5].

1. Toki K. et al 2009. J. Plasma Fusion Res. SERIES, **8** 25–30.
2. Matsuoka, T. et al 2011. Plasma and Fusion Research: Regular Articles, **6** 2406103(1)–2406103(4).
3. Matsuoka T. et al 2012. Jpn. J. Appl. Phys., **51** 096201(1)–096201(7).
4. Shinohara S. et al 2013. Trans. of Fusion Science and Technology, **63** 164–167.
5. Kolesnichenko Ya. I., Lutsenko V. V., Rudenko T. S. 2015. J. Plasma Physics, **81** 905810205(1)–905810205(21); doi:10.1017/S002237781400110X

**ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМОВОГО ПРИСКОРЮВАЧА З ЗАМКНЕНИМ ДРЕЙФОМ ЕЛЕКТРОНІВ ТА ВІДКРИТИМИ СТІНКАМИ**

Найко Л.В.<sup>1</sup>, Гончаров О.А.<sup>1</sup>., Добровольський А.М.<sup>1</sup>., Літовко І.В.<sup>2</sup>., Найко І.В.<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>*Інститут фізики НАН України,*

<sup>2</sup>*Інститут ядерних досліджень НАН України*

В даній роботі наводяться теоретичні та експериментальні дослідження нової модифікації плазмового прискорювача з замкненим дрейфом електронів та необмеженими діелектриками чи металом відкритими стінками прискорюючого каналу. Такий тип прискорювачів може бути застосований для економічно ефективного створення плазми низького обслуговування. Вперше описана одновимірною модель плазмового прискорювача з відкритими стінками, яка є плазмооптичним пристроєм нового покоління.,

В рамках теоретичного дослідження отримані прості та прозорі аналітичні розв'язки і представлені результати числового моделювання, які дозволяють з нових позицій розглядати фізику процесів у прискорювачах із замкненим дрейфом електронів. Грунтуючись на ідеї збереження струму в системі в рамках одновимірної гідродинамічної моделі, були отримані точні вирази, які описують розподіл електричного потенціалу, поля та густини електронів вздовж прискорюючого проміжку. Було показано, що розподіл потенціалу має параболічний вигляд для різних режимів роботи (в низько струмовому режимі, а також у сильно струмовому режимі квазінейтральної плазми), і не залежить від самоузгодженого врахування кінцевої температури електронів. Встановлено, що за умов, для яких всі електрони виникли в проміжку завдяки ударній іонізації, і потрапили на анод завдяки класичній рухливості в поперечному магнітному полі, стан повного падіння електричного потенціалу в прискорюючому проміжку відповідає умові рівності довжини зазору та товщини анодного шару.

Була створена експериментальна модель циліндричного плазмового прискорювача, який генерує та формує потік іонів плазми, що сходяться на вісь системи. Завдяки цій моделі були отримані вольт-амперні характеристики прискорювача в різних режимах роботи.

У квазінейтральному сильно струмовому режимі роботи плазмового прискорювача спостерігається плазмовий факел. Показано, що вздовж осі струменя виникає падіння потенціалу, яке може бути використане для прискорення іонно-плазмового потоку.

Також відзначено, що густина іонного струму на осі струменя може досягати 2-3% від загального струму розряду.

Отримані експериментальні результати якісно узгоджуються з теоретичними розрахунками.

Відзначимо також, що описане джерело іонів плазми може бути привабливим для різноманітних високотехнологічних застосувань, наприклад, як для створення ефективного плазмової лінзи з позитивним просторовим зарядом для фокусування негативних інтенсивних потоків заряджених частинок (електронів і негативних іонів), так і для потенційних розробок низько вартісних і компактних ракетних двигунів.



## ПОРІВНЯЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ АТОМАРНОЇ І МОЛЕКУЛЯРНОЇ ПЛАЗМИ В СТАЦІОНАРНИХ І ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДАХ

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

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут», Україна,  
61108, Харків, вул. Академічна 1, ННЦ ХФТІ*

Розглянуті процеси утворення атомарної та молекулярної частково іонізованої плазми для магнітоплазмової сепарації багатокомпонентної суміші в стаціонарному магнітному полі [1,2]. Проведене дослідження вольт-амперних характеристик стаціонарних та імпульсних розрядів в одно- та багатоатомних газах за умови  $\varepsilon < \phi_i$ , де  $\varepsilon$  - енергія дисоціації,  $\phi_i$  – потенціал іонізації. У стаціонарному режимі отримана молекулярна плазма з іонами  $N_2^+$  за відсутності іонів  $N^+$ [3]. Напруга і струм стаціонарного розряду змінювався залежно від робочого тиску:  $P = (2 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-4})$  Тор, і при його зростанні збільшувався з 10 А до 17 А при зниженні напруги від 60 В до 50 В, при приблизно постійному енерговкладі. Для отримання атомарної компоненти азотної плазми використовувався імпульсний режим, який створювався за допомогою конденсаторної батареї ємністю 6,6 мФ, напругою до 300 В з використанням індуктивності, яка визначає тривалість імпульсу. При тиску  $2 \cdot 10^{-4}$  Тор та тривалості на піввисоті імпульсу  $\sim 20$  мс величина розрядного струму становила 32 А. При тиску  $2 \cdot 10^{-3}$  Тор і тривалості на піввисоті імпульсу  $\sim 30$  мс струм становив 26 А. Отримані величини  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $n_i$  і деякі оптичні характеристики для різних величин  $p_0$ . У роботі проводиться порівняння характеристик молекулярної та атомарної азотної плазми. Результати показали, що в імпульсному режимі максимум струму розряду у часі припадає на третину максимуму напруги, тобто подальше підвищення напруги не призводить до утворення більшого числа заряджених частинок, і енергія що вводиться витрачається на інші процеси. Приводиться обговорення результатів.

1. Yuferov V.B., Shariy S.V., Katrechko V.V. et al. Features of molecular plasma SNF after heating and ionization // Problems of Atomic Science and Technology. – 2014. – No.5(93). – P.63-68.
2. В.Б. Юферов, В.В. Катречко, С.В. Шарий, А.С. Свичкарь, Т.И. Ткачёва, Е.В. Муфель, В.О. Ильичева, С.Н. Хижняк Физические принципы разделения многокомпонентных сред при термонагреве// Вопросы атомной науки и техники. – 2015. - №2 (96) – с. 43-47.
3. Юферов В.Б., Свичкарь А.С., Шарий С.В Ткачева Т.И Ильичева В.О., Катречко В.В., Швець М.О., Шаповал А.И., Хижняк С.Н. О перераспределении ионных потоков в имитационных экспериментах по магнитоплазменной сепарации //Вопросы атомной науки и техники. – 2013. - №5 (87) – с.100-103.

## ДО ПИТАННЯ ПРО МОДЕЛЮВАННЯ НЕРІВНОВАЖНИХ ПРОЦЕСІВ В ЕЛЕКТРОДУГОВИХ ТЕХНОЛОГІЯХ

Жовтянський В.А., Лелюх Ю.І., Ткаченко Я.В., Порицький П.В.\*, Гончарук Ю.А.

Інститут газу НАН України, м. Київ, [zhovt@ukr.net](mailto:zhovt@ukr.net)

\*Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ

Одним з напрямків подальшого підвищення енергоефективності в плазмових енерготехнологічних процесах є використання нерівноважних властивостей плазми. Характер цієї нерівноважності визначається, в кінцевому рахунку, градієнтними ефектами в розряді. Раніше авторами показана пріоритетна роль нерівноважності, зумовленої перенесенням випромінювання в плазмі. Вона, в свою чергу, є залежною від радіальної неоднорідності плазми в каналі електричної дуги. В цій роботі дослідження проведені на прикладі електричної дуги між мідними електродами, що випаровуються. Коефіцієнт теплопровідності в такій плазмі характеризується яскраво вираженими максимумами, що відповідають дисоціативній та іонізаційній компонентам реактивної складової теплопровідності. Параметри плазми вважалися функціями температури, радіальний розподіл якої визначався рівнянням балансу енергії Еленбааса-Геллера.

У результаті чисельного моделювання виявлена наявність локальних екстремумів залежності напруженості електричного поля від сили розрядного струму, які поступово розмиваються і зміщуються в область великих струмів при збільшенні радіуса каналу. На рис. 1, представлені залежності поля від струму в каналі дуги радіусом  $R = 3$  мм при різних процентних вмістах парів міді. Концентрація парів міді в радіальному перетині дуги вважалася змінною пропорційно профілю функції Беселя нульового порядку по радіусу. Ці криві також демонструють наявність локальних екстремумів на отриманих кривих, які поступово зміщуються в область великих струмів при збільшенні максимального значення концентрації парів міді на осі каналу.

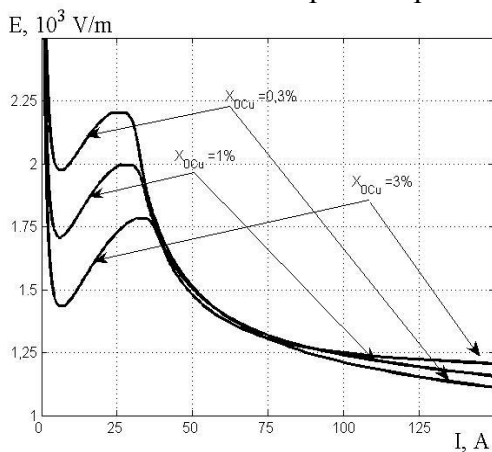


Рис. 1. Залежність напруженості електричного поля дугового розряду  $E$  від струму  $I$  при неоднорідній концентрації парів міді з максимальним значенням концентрації на осі дуги  $X_{0Cu}$ , що вказана на полі рисунка, при радіусі каналу дуги  $R = 3$  мм; температура газу на границі каналу  $T_w = 1000$  К

Наявність цих екстремумів, як і у випадку збільшення радіуса каналу дуги, свідчить про можливість існування декількох температурних профілів і, відповідно, кількох значень розрядного струму при одному і тому ж значенні напруженості електричного поля. Наприклад, напруженості електричного поля  $E = 1909$  В / м за максимального значення концентрації парів міді на осі дуги  $X_{0Cu} = 1\%$ , відповідають три різні значення розрядного струму:  $I = 5,84$  А,  $30,0$  А і  $54,9$  А.

Звичайно ж, реалізація того чи іншого режиму горіння дуги в області неоднозначних розв'язків рівняння Еленбааса-Геллера, так само як і питання стійкості останніх, в конкретних застосуваннях повинні розглядатися з урахуванням навантажувальної характеристики електричного ланцюга, що включає дуговий розряд.

Виконання цієї роботи підтримано НАНУ, програма "Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій".

## ВПЛИВ ПАРАМЕТРІВ ПЛАЗМИ НА ПРОЦЕС ПЛАЗМОХІМІЧНОГО СИНТЕЗУ АЛМАЗОПОДІБНИХ ПЛІВОК

В.В. Гладковський<sup>1</sup>, Б.П. Полозов<sup>1</sup>, О.А. Федорович<sup>1</sup>, В.В. Бурдін<sup>2</sup>, Б.К. Сердега<sup>3</sup>

1. Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, [v.glad2010@yandex.ua](mailto:v.glad2010@yandex.ua),

2. Інститут проблем матеріалознавства НАНУ, Київ,

3. Інститут фізики напівпровідників НАНУ, Київ.

Доповідь присвячена дослідженню плазмохімічного синтезу алмазоподібних плівок (АПП) і параметрів, що впливають на їх синтез.

В даний час широко поширений метод отримання АПП з вуглеводнів шляхом осадження з газової фази. Цей метод дає можливість отримувати структурно досконалі АПП для мікро- та наноелектроніки на підкладках з високою температурою плавлення і товщиною плівок кілька десятків мікрон. У роботі [1] визначено основні параметри плазми, що впливають на структуру та властивості отримуваних АПП. До них відносяться: енергія осаджуваних частинок; температура підкладки; хімічний склад плазми; тиск робочих газів, їх відсоткове співвідношення та інші.

В даний роботі досліджувався вплив енергії заряджених частинок плазми і температури підкладки на ріст АПП. Синтез проводився в реакторі на базі ємнісного ВЧ розряду в схрещеному керованому магнітному полі [2], який збуджувався в сумішах  $\text{H}_2 + \text{CH}_4$  або  $\text{H}_2 + \text{CH}_4 + \text{Ar}$  у різному відсотковому співвідношенні. В якості підкладок використовувалися пластини з кремнію, кераміки, нікелю, молібдену, вольфраму, кварцу та інших матеріалів. Температура підкладки регулювалася в діапазоні від  $350^\circ\text{C}$  до  $900^\circ\text{C}$ . Для управління напругою зміщення, і, відповідно, енергією заряджених частинок, крім зміни інших параметрів розряду і плазми, використовували додаткове джерело живлення, підключене до активного і заземленого електродів через спеціальні фільтри.

Показано, що структура і швидкість росту синтезованих АПП вельми чутливі до енергії бомбардуючих заряджених частинок та температури підкладки. Дослідження одержаних структур з використанням мікроскопу «Біолам-М» показало, що при збільшенні температури від  $350^\circ\text{C}$  до  $750^\circ\text{C}$  на поверхні виявлено ріст світло-сірих утворень. При подальшому збільшенні температури підкладки від  $750^\circ\text{C}$  до  $900^\circ\text{C}$  спостерігається потемніння її поверхні. В діапазоні напруг зміщення  $-100 - 0 - +80$  В також спостерігається ріст світло-сірих утворень. При зміні напруги зміщення в діапазоні  $-100 - -220$  В, так і  $+80 - +160$  В спостерігаються потемніння поверхні підкладки.

Отримані плівки досліджувались також за допомогою рентгенівського аналізу, електронної та атомносилової мікроскопії. Вони підтверджують наявність АПП на поверхні підкладок. Спостерігаються також нанорозмірні структури.

1. И.А. Сыпченко О влиянии условий осаждения на структуру, фазовый состав и свойства алмазоподобных пленок углерода. // Вопросы проектирования и производства конструкций летательных аппаратов: сб. науч. тр. НАУ (эрокосм. ун-та) им. Н.Е. Жуковского «ХАУ».- Вып. 3 (63).- Х., 2010.- с. 296-303. а

2. В.В. Гладковський, Е.Г. Костин, Б.П. Полозов, О.А. Федорович, В.А. Петряков Влияние параметров ВЧ разряда и параметров нагревателя на температуру подложки в плазмохимическом реакторе «Алмаз» для синтеза углеродных алмазоподобных пленок // ТКЭА- 2014.- № 5-6. С 39-45

## ДИНАМІКА ПИЛОВИХ ЧАСТИНОК В ПЛАЗМОВИХ СТРУМЕНЯХ

О.Ю. Кравченко, І.С. Марущак, М.З. Пашківський

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем*

Плазмове напилення є одним з найбільш перспективних методів нанесення плівок [1]. Якість плівок визначається фізико-хімічними характеристиками пилових матеріалів, режимами напилення, деформаційними та тепловими явищами при взаємодії пилової частинки з поверхнею. Кінематика цих явищ залежить від таких параметрів як швидкість, температура та заряд пилової частинки. В зв'язку з цим, дослідження динаміки пилових частинок в плазмових струменях, які можуть використовуватись для транспортування пилових частинок до підкладки, представляє значний інтерес. На відміну від газових струменів з дисперсною фазою, де основною силою, що визначає рух пилових частинок, є сила аеродинамічного опору, в плазмі пилові частинки заряджаються і на них діє також електрична сила. Тому метою цієї роботи є дослідження розподілу заряду пилових частинок в плазмовому струмені та впливу електричного поля на їх динаміку.

В даній роботі проводиться комп'ютерне моделювання розширення осесиметричного плазмового струменю з пиловими частинками заданого розміру в розріджений нейтральний газ. Вважалось, що струмінь витікає через кругле сопло, на якому задавались параметри плазми. Для описання руху запорошеної плазми використовувалась система рівнянь двох-рідинної гідродинаміки (одна рідина описує рух плазми, а друга – пилової компоненти). В цій моделі також використовувались рівняння для визначення енергій: внутрішньої енергії електронів, внутрішньої енергії важкої компоненти плазми та внутрішньої енергії пилової компоненти. Враховувалась також рекомбінація плазми при зіткненнях електронів і іонів з пиловими частинками та тричастинкова рекомбінація. Заряд пилових частинок визначався з теорії обмеженого орбітального руху. Розв'язок задачі проводився за допомогою числового методу “крупних частинок” [2].

Розрахунки задачі проведені для різної ступені іонізації плазми та різних концентрацій пилових частинок на перерізі сопла. Одержані просторові розподіли параметрів плазми і пилової компоненти в різні моменти часу після інжекції плазмового струменю. Показано, що при великій ступені іонізації плазми ( $\alpha > 0.001$ ) швидкості руху пилових частинок суттєво збільшуються в порівнянні з випадком слабо іонізованого плазмового струменю. Цей результат можна пояснити зростанням ролі електричної сили в прискоренні пилових частинок при збільшенні концентрації електронів та іонів. Встановлено також, що при збільшенні концентрації пилових частинок в плазмовому потоці має місце зменшення їх направленої швидкості, яке узгоджується з законами збереження енергії та імпульсу для пилової компоненти.

1. Доукина . И.А. Исследование скорости движения дисперсных частиц в плазменном потоке //Известия Самарского научного центра Российской академии наук -2012. –Т.14. №6. –С.143-149.

2. Белоцерковский О. М. Метод крупных частиц в газовой динамике / О. М Белоцерковский, Ю. М. Давыдов - М.: Наука, 1982. – 391 с.

## ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМИ ЕЛЕКТРОДУГОВОГО РОЗРЯДУ МІЖ КОМПОЗИТНИМИ С-Cu ЕЛЕКТРОДАМИ В АТМОСФЕРІ ПОВІТРЯ

Веклич А.М., Фесенко С.О., Борецький В.Ф.

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

В роботі досліджується плазма електродугового розряду між композитними електродами в атмосфері повітря. Дуга запалювалась між розташованими вертикально композитними С-Cu електродами (вміст міді 20%) діаметром 6 мм, відстань між ними — 8 мм. Сила струму дуги становить 3,5 А або 30 А.

На першому етапі виконувались дослідження плазми методами оптичної спектроскопії. Вважалось, що плазма перебуває у стані локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) та має осьову симетрію. Останнє припущення дозволяє перерахувати спостережувані інтенсивності спектральних ліній у їх локальні значення. Радіальний розподіл температури плазми у середньому перерізі міжелектродного проміжку визначали методом діаграм Больцмана із залученням спектральних ліній атома міді. Електронна концентрація визначалась із ширини спектральної лінії атома міді 515,3 нм, розширеної за рахунок квадратичного ефекту Штарка. Ця методика не вимагає наявності ЛТР у плазмі. Додатково, вимірювання радіального розподілу інтенсивності спектральної лінії атома міді 465,1 нм дозволяє визначити відносний просторовий хід електронної концентрації. Радіальний розподіл атомів міді визначали методом лазерної абсорбційної спектроскопії.

Для порівняння одержаних результатів, на наступному етапі визначався радіальний розподіл електронної концентрації  $N_e$  в плазмі шляхом розв'язку рівняння енергетичного балансу (1), яке дозволяє виразити електропровідність  $\sigma$  через напруженість електричного поля  $E$ , теплопровідність  $\lambda$  та температуру  $T$ .

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

Значення поля  $E$  позитивного стовпа дугового розряду визначали із залежності напруги на дузі від довжини міжелектродного проміжку. Відповідно до роботи [1] теплопровідність  $\lambda$  плазмової суміші повітря та парів металів не залежить у досліджуваному діапазоні температур від наявності домішок. Тому у розрахунках  $\sigma$  використовували теплопровідність плазми повітря без домішок. Електронну концентрацію в плазмі  $N_e$  визначали із  $\sigma$  (2):

$$N_e = \frac{m_e \sigma}{e^2} \sum_p N_p \int_0^\infty \sqrt{\frac{2E_{el}}{m_e}} Q_{e-p}(E_{el}) f(E_{el}) dE_{el}, \quad (2)$$

де  $m_e$  – маса електрона,  $e$  – заряд електрона,  $N_p$  – концентрація частинок сорту “ $p$ ” в плазмі (враховували лише основні компоненти повітря: N, N<sub>2</sub>, O, O<sub>2</sub>),  $E_{el}$  – енергія електронів,  $Q_{e-p}$  – переріз розсіювання електронів на частинках сорту “ $p$ ”,  $f(E_{el})$  – функція розподілу електронів за енергіями, яку вважали максвелівською. Для визначення електронної концентрації у цьому випадку виконували попередній розрахунок компонентного складу плазми у припущенні ЛТР. Порівняння одержаних різними методиками результатів дозволило зробити висновок щодо доцільності їх використання для діагностики плазми.

1. Boretskij V.F., Cressault Y, Teulet Ph., Veklich A.N. Plasma of electric arc discharge in carbon dioxide with copper vapours // XIX th Symposium on Physics of Switching Arc (FSO 2011) 5-9 September 2011, Brno, Czech Republic, pp. 121 - 124.

## Моделювання потоків заряджених продуктів синтезу із плазми токамаків-реакторів

В. Яворський<sup>1</sup>, Ю.Баранов<sup>2</sup>, В. Голобородько<sup>1</sup>, Д. Дарроу<sup>3</sup>, В.Г. Кіптілий<sup>2</sup>, К. Шопф<sup>4</sup>,  
К. Перес фон Тюн<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України

<sup>2</sup>Калемський науковий центр, Велика Британія

<sup>3</sup>Прінстонська лабораторія фізики плазми, США

<sup>4</sup>Інститут теоретичної фізики Інсбруцького університету, Австрія

В доповіді будуть представлені результати моделювання обумовлених зіткненнями потоків заряджених продуктів синтезу, що втрачаються із плазми токамаків із помірними струмами, таких як TFTR та JET, а також із плазми крупномасштабного токамака-реактора ITER.

Необхідні числові розрахунки будуть проведені за допомогою Монте-Карлового числового коду DOLFI, що враховує ефекти гофрів та резонансних магнітних збурень магнітного поля токамака. Вказаний код дозволяє обчислювати розподіли дифузійно-конвективних втрат швидких йонів по поверхні першої стінки у залежності від швидкості частинок, що втрачаються із плазми.

Показано, що обумовлені зіткненнями потоки заряджених продуктів синтезу надзвичайно сильно модульовані по полоїдній та тороїдній координатах. Результати моделювання добре узгоджуються із експериментальними даними вимірювань втрат заряджених продуктів синтезу додатково до миттєвих втрат в токамаках TFTR (так звані «загальмовані» втрати [1]) та JET («аномальні» втрати) [2,3]). Будуть представлені також результати прогнозних розрахунків теплових навантажень на першу стінку та флюенсів альфа частинок для базових сценаріїв токамака ITER.

[1] S. Zweben, et al., Nucl. Fusion **40** 91 (2000).

[2] V. Yavorskij, et al., Nucl. Fusion **43** 1077 (2003).

[3] Yu. Baranov, et al., EPS 2010, paper P1.141.

**ДИНАМІКА ПІДАНСАМБЛІВ ЗАМАГНІЧЕНИХ ЧАСТИНОК  
У ВИПАДКОВОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ**О.М. Черняк, В.І. Засенко*Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України*

Задача перенесення пасивних домішок випадковими полями є актуальною для різних середовищ. Окремий її клас складають задачі перенесення частинок у двовимірних полях, які характеризуються довгими часами кореляцій. Особливий інтерес представляє границя замороженого поля з нескінченним кореляційним часом. Побудувавши статистичний опис поведінки частинок для такої границі, ми отримуємо опис і для змінних у часі полів зі скінченим часом кореляції.

Основною задачею побудови статистичного опису замагнічених частинок у випадковому електростатичному полі є знаходження лагранжевої кореляційної функції за відомою ейлеровою. Строгих методів для такого переходу в загальному випадку не існує, тому будують наближену лагранжову кореляційну функцію. Зокрема, ми розглядаємо два методи переходу від ейлерової до лагранжевої кореляційної функції випадкового поля швидкості, які базуються на евристичних припущеннях: метод декорельованих траєкторій [1, 2] та наближення моментами [3]. Обґрунтованість їх припущень вимагає додаткової перевірки, яка була здійснена нами через порівняння результатів розрахунків, здійснених на основі статистичних підходів [1, 3], з даними числового експерименту.

В ході порівняння [4] проаналізовано основні відмінності між цими підходами, що стосуються (а) припущення про підансамблі та (б) способу замикання рівнянь, які визначають лагранжеву кореляційну функцію. Числове моделювання показало, що еволюція статистичних характеристик підансамблів частинок, які різняться початковими умовами, дійсно протікає по-різному, тому припущення про підансамблі [1] має підґрунтя. Проте для визначення лагранжевої кореляційної функції важливішим виявився спосіб замикання рівняння. Так, наближення моментами [3] не використовує припущення про підансамблі, але краще відтворює результати числового моделювання за рахунок іншого способу замикання.

Робота виконана в рамках проекту УНТЦ 6060.

- [1] M. Vlad, F. Spineanu, J.H. Misguich, R. Balescu, Phys.Rev. E **58**, 7359 (1998).
- [2] T. Hauff, F. Jenko, Phys Plasmas **13**, 102309 (2006).
- [3] V.I. Zasenko, A.G. Zagorodny, O.M. Chernyak, UJP **56**, 1007 (2011).

## ЗБУДЖЕННЯ ЯДЕР ЕЛЕКТРОНАМИ В ГАРЯЧІЙ ПЛАЗМІ

О.Я.Дзюблик

*Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ*

Розглянуто кулонівське збудження ядер в гарячій плазмі вільними електронами, кінетична енергія яких перевищує порогову енергію збудження ядер. Розкладаючи хвильову функцію електронів, що падають на ядро, по парціальним хвилям, ми розраховували переріз реакції за допомогою відомих формул Альдера та ін. При цьому застосовувались різні підходи, а саме борнівське наближення пошкоджених плоских хвиль, ВКБ апроксимація та прямі обчислення з використанням стандартних функцій, що описують рух частинок в кулонівському полі ядра [1]. Числові розрахунки перерізу кулонівського збудження були проведені для ряду ядер з низькими енергіями збуджених станів, які показали, що непружне розсіяння електронів ядрами в плазмі може бути ефективним методом їх збудження. Переріз збудження ядер з електричними мультипольними переходами виявляється значно більшим ніж для ядер з магнітними переходами. Наші результати були підтвержені Ткалею та ін. [2].

Роль електронного екранування в кулонівському збудженні ядер вивчалась в роботі [3]. Припускалося, що фактор екранування поля ядра описується експонентою. Для слабо іонізованої плазми екранування в основному обумовлено зв'язаними атомними електронами, для яких радіус екранування майже співпадає з радіусом атома. Знов використовувався парціальний розклад для хвильових функцій електронів. Рівняння Шредінгера для радіальних функцій  $F_l(kr)$ , які відповідають певному орбітальному кутовому моменту  $l$ , розраховувалось чисельно, використовуючи граничні умови у вигляді відомої асимптотики  $F_l(kr)$  при  $r \rightarrow \infty$ . За допомогою таких функцій ми розраховали залежність перерізу  $\sigma(E)$  кулонівського збудження ядра  $^{201}\text{Hg}$  від енергії падаючих електронів для ряду значень радіуса екранування і фіксованого значення середньої густини вільних електронів. В цьому ядрі генеруються  $E2$ -переходи з основного  $3/2^-$  стану в збуджений  $1/2^-$  стан з енергією  $E_0=1,556$  кеВ. Показано, що роль електронного екранування суттєва при енергіях електронів  $E$  близьких до порогового значення  $E_0$ .

При  $E = E_0$  переріз з врахуванням екранування  $\sigma(E_0) \neq 0$  на відміну від випадку чистого кулонівського поля, для якого  $\sigma(E_0) = 0$ . Для помірного екранування крива  $\sigma(E_0)$  швидко зростає і потім поступово спадає, наближаючись при великих енергіях до значення, одержаного без врахування екранування. Навпаки, при малих значеннях радіуса екранування крива зростає дуже повільно. В цьому ж випадку відбувається значне відхилення "екранованого" перерізу від "неекранованого". При великих  $E$  вони співпадають.

Розрахована також швидкість кулонівського збудження ядра  $^{201}\text{Hg}$  від температури плазми в інтервалі від нуля до 10 МК. Вважалось, що електрони описуються максвеллівським розподілом по швидкостям. Знайдено, що при дуже малих значеннях радіуса екранування  $\sim 10^{-3}$  nm ядерна реакція подавлена практично при всіх цих температурах. Така ситуація можливо реалізується в зірках з великою густиною.

[1] G.Gosselin, V.Méot, P.Morel, N.Pilet, A.Ya.Dzyublik, Phys. Rev. C **79**, 014604 (2009).

[2] E.Tkalya, et al., Phys. Rev. C **85**, 044612 (2012).

[3] A.Ya.Dzyublik, G.Gosselin, V.Méot, P.Morel, Europhys. Lett. **102**, 62001 (2013).



## УТВОРЕННЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ГУСТОЇ ГАЗОМЕТАЛЕВОЇ Zr-Ar ПЛАЗМИ ВІДБИВНОГО РОЗРЯДУ

Ю.В. Ковтун, Є.В. Сюсько, А.М. Шаповал, Е.І. Скібенко, А.І. Скибенко, О.С. Купрін,  
О.М. Єгоров, І.Є. Гаркуша, В.Б. Юферов

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

Одним із стимулюючих факторів розвитку досліджень плазми, що обертається в схрещених  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  полях, є можливість використання її для створення пристроїв, пов'язаних з розділенням речовини на масові групи і елементи [1]. При цьому розглядається високоіонізована густа плазма з концентрацією часток до  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Одним із варіантів пристроїв, в яких плазма обертається, є відбивний розряд. Проведені попередні дослідження плазми імпульсного відбивного розряду [2, 3] в середовищі газової робочої речовини з різною атомною вагою  $H_2$  (2 а.о.м.),  $Ar$  (39,9 а.о.м.),  $Kr$  (83,8 а.о.м.)- $Xe$  (131,3 а.о.м.)- $N_2$  (28 а.о.м.)- $O_2$  (32 а.о.м.) та розпошеного матеріалу катодів  $Ti$  (47,9 а.о.м.) показали можливість створення густої багатокомпонентної газометалевої плазми, що обертається зі швидкістю  $v_\phi \sim 10^6 \text{ см/с}$ , густиною  $N_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$  та високим ступенем іонізації  $\sim 100\%$ .

У даній роботі наведені результати експериментального дослідження параметрів густої багатокомпонентної газометалевої плазми, утвореною у імпульсному відбивному розряді в середовищі робочої речовини, яка складалася з газової компоненти  $Ar$  (39,9 а.о.м.) і металевої  $Zr$  (91,2 а.о.м.), якій був попередньо нанесений на торцеві поверхні катодів. Експерименти проводилися при наступних початкових умовах: тиск  $Ar$   $P=0,4-7,3 \text{ Па}$ , індукція магнітного поля до  $0,5 \text{ Т}$ , розрядна напруга та струм відповідно  $U_{dis} \leq 4,5 \text{ кВ}$ ,  $I_{dis} \leq 1,8 \text{ кА}$ . Густина плазми визначалась НВЧ методами діагностики плазми на частотах  $f=37,1-75,45 \text{ ГГц}$ , що дозволило проводити вимірювання густини плазми у діапазоні  $N=1,4 \cdot 10^{12} - 6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Максимальна густина плазми визначалась методом відсічки при одно часовому зондуванні плазми мікрохвилями на частоті  $f=37,1 \text{ ГГц}$  та  $75,45 \text{ ГГц}$ . Дослідження показали, що густина плазми досягає величини  $N \geq 6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Проведені вимірювання часової залежності середньої густини газометалевої плазми за допомогою мікрохвильового інтерферометру. Вимірювана часова залежність інтегральної інтенсивності оптичного випромінювання в діапазоні довжин хвиль  $\lambda=180-1100 \text{ нм}$  із плазмового середовища, за допомогою фотодіода ФДУК-13У. Методом оптичної емісійної спектроскопії визначено елементний склад утворюваної плазми. В лінійчатому спектрі плазми спостерігаються лінії збуджених іонів  $Zr^{+*}$  ( $Zr II$ ). Дослідження лінійчатого спектру плазми від початкового тиску показали, що інтенсивність ліній зменшується зі зростанням тиску.

1. R. Gueroult, N.J. Fisch // Plasma Sources Sci. Technol. - 2014. - Vol. 23, № 3. - p. 035002.
2. Ю.В. Ковтун, Є.І. Скібенко, А.І. Скибенко, В.Б. Юферов // УФЖ. - 2013. - Т.58, №5. - с. 450-457.
3. Yu.V. Kovtun // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration. Issue 8. - 2013. - №4 (86). - p. 38-43.

## ОПТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТЛІЮЧОГО ТА ВИСОКОЧАСТОТНОГО РОЗРЯДІВ НИЗЬКОГО ТИСКУ У ВОДНІ

В.О. Лісовський<sup>1,2</sup>, К.П. Артюшенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Свободи, 4, Харків

<sup>2</sup> Науковий фізико-технологічний центр МОН та НАН України, м. Свободи, 6, Харків

Тліючий і високочастотний розряди низького тиску у водні використовуються для накачування УФ лазерів, в джерелах негативних іонів, для видалення оксидних шарів з поверхонь металів. Добавка водню в аргон значно прискорює розпорошення поверхонь металів. Суміші водню з азотом застосовуються в процесах іонного азотування для зміцнення металевих інструментів і матеріалів. Розряди у водні з малими добавками (менше 1%) вуглеводнів (наприклад, метану) використовуються для осадження діамантових плівок. Тому дослідження розрядів у водні становить значний інтерес.

У цій роботі за допомогою оптичного спектрометра Qmini (RGB Lasersysteme GmbH) були виміряні спектри випромінювання тліючого розряду, а також слабкострумового режиму високочастотного розряду у водні в діапазоні довжин хвиль 300 – 900 нм. Дослідження проведені при відстані між електродами 100 мм в діапазоні тиску газу від 0,05 до 0,5 Торр та розрядному струмі 5 мА (як постійному, так й активному високочастотному).

Тліючий розряд у дослідженому діапазоні тиску водню складається з катодного шару (катодного світіння та темного катодного простору), а також негативного світіння.

На спектрі катодного світіння спостерігаються переважно бальмерівські лінії  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  та  $H_{\delta}$  з майже постійною інтенсивністю. Світіння молекулярних смуг водню в цій частині розряду слабке. Ступінь дисоціації молекул водню, визначений з відношення інтенсивностей молекулярних і бальмерівських ліній, становить приблизно 10 – 20 %. У темному катодному просторі інтенсивності бальмерівських ліній монотонно зменшуються при віддаленні від катода, тоді як інтенсивності молекулярних ліній спочатку також зменшуються, але в кінці катодного шару помітно зростають. Найбільша інтенсивність молекулярних ліній спостерігається в негативному світінні, тут ступінь дисоціації молекул водню досягає 40 – 50 %. З підвищенням тиску газу ступінь дисоціації молекул зменшується. З відношення інтенсивностей ліній (з урахуванням дисоціативного збудження бальмерівських ліній [В.Р. Lavrov et al., PSST, 2006, **15**, 135]) була оцінена також ефективна температура електронів, енергія яких перевищує порогові збудження атомів і молекул водню. В катодному світінні і початковій частині темного катодного простору, де напруженість електричного поля велика, ефективна температура електронів перевищує 100 еВ, потім швидко зменшується і в негативному світінні становить 10–20 еВ.

Високочастотний розряд складається з квазінейтральної плазми і двох приелектродних шарів. Електрони набувають енергію для іонізації молекул газу у слабкострумовому режимі не в шарах (як в катодному шарі тліючого розряду) і навіть не в плазмовому об'ємі, а при їх зіткненнях з осцилюючими межами шарів (стохастичний нагрів). Внаслідок цього осьові профілі ліній випромінювання як атомарного, так і молекулярного водню мають максимуми поблизу меж приелектродних шарів, а при віддаленні від них швидко зменшуються до величин, відповідних світінню в електричному полі квазінейтральної плазми.

## ЗАСТОСУВАННЯ ДОДАТКОВОГО МІКРОПЛАЗМОВОГО РОЗРЯДУ В ГАЗОВІЙ СУМІШІ Ne-Xe З МЕТОЮ ПІДВИЩЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНОЇ ЕФЕКТИВНОСТІ УЛЬТРАФІОЛЕТОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ КОМІРЦІ ПЛАЗМОВОГО ДИСПЛЕЮ

О.І.Кельник, О.В.Самчук

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, факультет радіофізики,  
електроніки та комп'ютерних систем, oles@univ.kiev.ua*

Одним з основних типів сучасних інформаційних дисплеїв є плазмові дисплейні панелі (PDP, [1]), що використовують імпульсний газовий розряд у кожній комірці як джерело випромінювання ультрафіолетових квантів. Ці кванти, в свою чергу, є джерелом збудження для люмінофорів червоного, зеленого та синього кольору, які й формують даний колір кожного пікселя, з яких складається зображення на екрані дисплею. У сучасних серійних PDP як правило застосовуються діелектричні комірки із газовою сумішшю неону (основний газ) та ксенону (порядку 5% від загальної кількості газу). На противагу високій якості зображення для таких дисплеїв проблемою є низька енергетична ефективність (потужність вихідного світла складає порядку 1% від споживаної потужності PDP). Пропонувалися різноманітні способи підвищення цієї ефективності, такі як зміна складу газової суміші (зокрема, включення додаткових газів); зміна розташування, розмірів та кількості електродів, форми імпульсу керуючої напруги тощо. Нами раніше пропонувалося розміщення всередині комірки додаткового джерела електронів для поліпшення умов запалювання розряду [2]. Але розміщення незалежного додаткового джерела електронів всередині кожної комірки PDP істотно ускладнює її будову, що різко підвищує вартість виробу. У даній роботі розглядається модифікація цього способу, що передбачає отримання додаткових електронів шляхом запалювання у комірці додаткового імпульсного розряду на початковому етапі розвитку основного мікроплазмового розряду.

Для перевірки ефективності даного способу було проведено комп'ютерне моделювання із використанням створеного нами раніше двовимірного коду, що використовує метод великих частинок у комірках (PiC) для слабоіонізованих плазмових систем. У цьому коді рух електронів, а також різних сортів іонів, збуджених атомів та молекул обробляється як рух окремих великих частинок, тоді як нейтральна газова складова враховується як нерухомий фон. При розрахунку за допомогою методу Монте-Карло враховувалося 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, перезарядка, а також вторинна іон-електронна емісія (для підвищення вторинної емісії діелектричні стінки комірок серійних PDP спеціально покривають оксидом магнію). Окрім трьох основних електродів у копланарній геометрії [1], для запалювання додаткового розряду застосовувалися два спеціальних електроди. Оскільки вони, як і основні електроди, є ізольованими, ускладнення будови кожної комірки буде істотно меншим, ніж у випадку незалежного додаткового джерела електронів. У суміші 95% неону і 5% ксенону при повному тискові від 300 до 700 торр розрахунки проводилися для розрядних напруг від 200 до 300В. Отримано, що наявність додаткового розряду створює деяку додаткову кількість електронів у області біля катоду, що дозволяє підвищити енергетичну ефективність випромінювання розрядом ультрафіолетових квантів приблизно на 20%.

1. J.-P.Voeuf // J. Phys. D: App. Phys., **36**, P. R53–R79 (2003).

2. О.В.Самчук, О.І.Кельник // Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу – 2013, Збірник анотацій, С.38.

## ПЛАЗМОВО-РІДИННА СИСТЕМА ДЛЯ КАТАЛІЗУ ХІМІЧНИХ ПРОЦЕСІВ

І.І. Федірчик, О.А. Недибалюк, В.Я. Черняк

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

Прикладні застосування плазмохімії на сьогодні значно обмежені низькою енергоефективністю існуючих плазмових технологій та швидким руйнуванням електродів у традиційних джерелах плазми на основі електричних розрядів. Проблема енергоефективності спричинена тим, що для генерування плазми використовується найдорожчий вид енергії – електрична енергія. Одним з найефективніших методів збільшення енергоефективності плазмохімічних технологій є їх інтегрування у існуючі хімічні технології. Оскільки плазма є джерелом активних частинок, її можна використовувати як каталізатор для активації різноманітних хімічних процесів, таких як реформування вуглеводнів, синтез наночастинок та ін. Бажаним є генерування неізотермічної плазми, позаяк вона забезпечує вищу селективність хімічних реакцій ніж ізотермічна плазма. Поєднання плазмової та хімічної технологій вимагає створення нових джерел плазми, що можуть забезпечити генерування стабільного широкоапертурного потоку неізотермічної плазми за атмосферного тиску та його введення у хімічний реактор.

Саме тому було розроблену систему на основі обертального ковзного розряду з рідким електродом, який є перспективним джерелом неізотермічної плазми атмосферного тиску для завдань плазмохімії. Для отримання широкоапертурного плазмового факелу, придатного для використання в поєднанні з хімічними реакторами, було використано обертальний ковзний розряд, в якому відбувається обертання плазмового каналу та його винесення за межі розрядної камери. Плазмово-рідинна система складалася з кварцового циліндру, закритого з двох боків фланцями з нержавіючої сталі. В отворі верхнього фланця знаходився мідний рукав, що виконував роль одного з електродів. В нижній фланець було вкладено Т-подібний електрод з водяним охолодженням, який під час роботи системи був занурений у рідину, що виконувала роль рідкого електроду. Під час роботи системи один з кінців розрядного каналу обертального ковзного розряду ковзав вздовж поверхні мідного електроду, в той час як інший закріплювався на поверхні рідини. При такій конфігурації розрядної системи матеріал металевого електроду не вноситься у розрядний проміжок.

Було проведено дослідження параметрів розряду та плазми, що генерується у розробленій системі. Рідким електродом була дистильована вода, а газом, який формував вихровий потік, було повітря, яке подавалося за допомогою компресора. Було показано, що газ, який виділяється у рідині під час електролізу біля Т-подібного електроду, впливає на параметри розряду та плазми. За допомогою оптичної емісійної спектроскопії було визначено склад плазми в розрядній камері та плазмовому факелі. Було зафіксовано відсутність матеріалу металевих електродів у плазмі розрядного проміжку, що збільшує ресурс роботи плазмово-рідинної системи у порівнянні з плазмовими системами в яких розряд горить між металевими електродами. Було визначено температури компонент плазми на різних відстанях вздовж плазмового факелу та показано її неізотермічність. Було виміряно приведене електричне поле в розрядному проміжку, яке було використано для визначення середньої енергії електронів у плазмі та дослідження впливу складу плазми на середню енергію електронів за допомогою коду BOLSIG+, яке показало, що відносна концентрація води у плазмотвірному газі сильно впливає на середню енергію електронів.

## ІМПЛАНТАЦІЯ ІОНІВ ДЕЙТЕРІЮ ТА ГЕЛІЮ У ВОЛЬФРАМОВЕ ПОКРИТТЯ КОМПОЗИЦІЙНИХ СТРУКТУР ПРИ ПОСЛІДОВНОМУ ОПРОМІНЕННІ

В.В. Бобков, Р.І. Старовойтов, Л.П. Тищенко, Ю.І. Ковтуненко, Ю.Є. Логачов

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

Вольфрамове покриття багат шарових функціональних структур є перспективним матеріалом пристроїв, які контактують з плазмою в установках КТС. Можливість його використання у таких пристроях значною мірою залежить від радіаційної стійкості до накопичення в ньому ізотопів водню та гелію, які утворюються внаслідок дії плазмових пучків. Ця проблема актуальна, тому інтенсивно вивчається авторами останнім часом [1–4]. У представленій роботі методами термодесорбційної спектроскопії досліджено процеси захоплювання і термічної десорбції іонно-імплантованих дейтерію та гелію із вольфрамових покриттів композиційних структур, послідовно опромінених переліченими іонами. Показано вплив попереднього опромінення іонами одного газу на накопичення та утримання частинок іншого.

Вольфрамове покриття завтовшки близько 1 мкм одержано за допомогою методу магнетронного розпилення W мішені в атмосфері Ag та осадження на підкладки із неіржавіючої сталі з попередньо напишеним шаром Cu і без нього. Зразки опромінювалися іонами  $D_2^+$  та  $He^+$  з енергією 20 кеВ до доз в інтервалі  $(0,5 - 2,0) \cdot 10^{17} \text{см}^{-2}$  при температурі мішені 290 К.

Досліджено спектри термічної десорбції дейтерію та гелію із зразків у вакуум, визначено коефіцієнти захоплювання цих газів у вольфрамове покриття. Вивчено вплив попередньої імплантації частинок одного газу на захоплювання та виділення у вакуум з W покриття частинок іншого. Встановлено, що накопичення дейтерію (гелію) у вольфрамове покриття не залежить від попередньої імплантації іонів  $He^+$  ( $D_2^+$ ) у зразок і відбувається однаково з тим, коли імплантуються окремо тільки іони  $D_2^+$  (або  $He^+$ ). Зберігаються такі закономірності: дейтерій порівняно з гелієм накопичується у вольфрамовому покритті у менших концентраціях, а коефіцієнт захоплювання його приблизно на порядок нижчий. Спостерігається збереження температурних інтервалів виділення дейтерію та гелію. Максимуми піків в спектрах їх термодесорбції знаходяться при однакових температурах як при поодиноких, так і при послідовних імплантаціях іонів  $D_2^+$  та  $He^+$ . Зроблено припущення щодо механізмів накопичення імплантованих газів: в об'ємі W покриття при окремих та послідовних опроміненнях переліченими іонами утворюються радіаційні дефекти вакансійного типу, дислокаційні петлі проникнення та газ – вакансійні комплекси. З'ясовано їх вплив на структурні властивості та радіаційну стійкість вольфрамового покриття перспективних багат шарових функціональних структур для установок КТС.

1. Л.П. Тищенко, Т.И. Перегон, Ю.И. Ковтуненко, В.В. Бобков, А.В. Онищенко, Р.И. Старовойтов, Изв. РАН. Сер. физ. 70 (2006) 1197.
2. V.V. Bobkov, A.V. Onishchenko, O.V. Sobol, R.I. Starovoitov, Yu.I. Kovtunenکو, Yu.E. Logachev, L.P. Tishchenko, J. Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques 4 (2010) 852.
3. V.V. Bobkov, L.P. Tishchenko, A.V. Onishchenko, E.N. Zubarev, R.I. Starovoitov, Yu.I. Kovtunenکو, Yu.E. Logachev, L.A. Gamayunova, J. Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 5 (2011) 806.
4. V.V. Bobkov, R.I. Starovoitov, L.P. Tishchenko, Yu.I. Kovtunenکو, L.A. Gamayunova, J. Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques 8 (2014) 853.

## РЕЖИМИ ГОРІННЯ І ОСЬОВА СТРУКТУРА РОЗРЯДУ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ З ПОПЕРЕЧНОЮ ДІАФРАГМОЮ

В.О. Лісовський<sup>1,2</sup>, П.О. Оглобліна<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Свободи, 4, Харків

<sup>2</sup> Науковий фізико-технологічний центр МОН та НАН України, м. Свободи, 6, Харків

Тліючий розряд у трубці з поперечною діафрагмою або зі зміною поперечного перерізу широко використовується в ртутних лампах низького тиску, для геометричного стиснення в плазмотронах, а також при дослідженнях подвійного електричного шару. Для оптимізації плазмових пристроїв необхідно знати структуру розряду, що горить в них. Тому дослідження осьових розподілів параметрів плазми і режимів горіння розряду є актуальними.

У цій роботі виміряні вольт-амперні характеристики (ВАХ) розряду постійного струму для декількох діаметрів поперечної діафрагми в широкому діапазоні тиску азоту. Визначено умови існування нормального і аномального режимів. В трубках без діафрагми при низькому тиску спостерігається аномальний режим горіння розряду. Підвищення тиску газу призводить до більш швидкого росту розрядного струму і зниження мінімальної напруги, при якому можлива підтримка розряду. При тиску азоту 1,5 Торр розряд може існувати не тільки в аномальному, але також і в нормальному режимі. Для тиску 5 Торр в розрядній трубці без поперечної діафрагми позитивний стовп з'являвся тільки при достатньо високому струмі (вище 15 мА). У той же час в анодній частині трубки з діафрагмою позитивний стовп спостерігається і при низькому розрядному струмі. Тому наявність діафрагми дозволяє підтримувати горіння розряду при меншій напрузі на електродах.

Були також зондовим методом досліджені осьові профілі параметрів плазми (температура електронів, густина плазми і потенціал плазми) у всьому розрядному проміжку. В області отвору спостерігається різкий стрибок всіх параметрів плазми. Густина плазми зростає в 7 разів для струму 1 мА і в 14 разів для струму 10 мА. При тиску азоту 0,1 Торр і розрядному струмі 1 мА подвійний шар формується поблизу діафрагми тільки в катодній частині трубки. Електрони з катодної частини трубки прискорюються електричним полем подвійного шару в отвір, проходячи різницю потенціалів приблизно в 10 В. Тут же спостерігається і максимум температури електронів. Електрони, що прискорились під час проходження подвійного шару, створюють не тільки більш високу густину плазми в отворі, але також є причиною появи яскравого світіння, що спостерігається поблизу діафрагми в анодній частині трубки. В області цього світіння існує потенціальна яма, що утримує холодні електрони, не дозволяючи їм йти на анод. При струмі 10 мА подвійний шар поширюється і в анодну частину трубки, прискорюючи електрони в бік аноду.

При тиску азоту 0,5 Торр і розрядних струмах 10 і 50 мА в анодній частині трубки позитивний стовп простягається від анодного світіння майже до самої діафрагми. По обидві сторони діафрагми (як в анодній, так і в катодній частинах трубки) формуються подвійні шари, що прискорюють електрони всередину отвору. Холодні електрони, народжені поблизу отвору, замкнені в потенціальній ямі і не можуть йти на анод. Позитивного стовпа можуть досягати лише найшвидші електрони, які набрали в подвійному шарі досить високу енергію і здатні подолати потенціальний бар'єр. У всіх випадках максимум густини плазми знаходиться всередині отвору.

## ВПЛИВ ГЕОМЕТРІЇ КАТОДУ НА ПРОБІЙ ГАЗУ В НЕОДНОРІДНОМУ ПОСТІЙНОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ В АЗОТІ

В.О. Лісовський<sup>1,2</sup>, Р.О. Осмаєв<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, м. Свободи, 4, Харків  
<sup>2</sup> Науковий фізико-технологічний центр МОН та НАН України, м. Свободи, 6, Харків

У розрядних пристроях часто застосовуються електроди складної геометрії. Наприклад, в ксенонових лампах високого тиску катод має вигляд конуса, а більш масивний анод буває плоским або у вигляді усіченого конуса. Деталі і матеріали, що зміцнюються в процесі азотування, є частиною катода й можуть мати різну форму. Тому становить великий інтерес дослідити запалювання розряду постійного струму між електродами різної геометрії.

Незважаючи на велику кількість статей, присвячених дослідженню запалювання розряду постійного струму, основна увага зазвичай приділяється пробою газу між плоскими паралельними електродами або між вістрям і площиною. Наявні в літературі дані про запалювання розряду між електродами складної геометрії суперечливі і потребують уточнення. Тому метою даної роботи було вимірювання кривих запалювання між плоским анодом і катодом з кількома різними формами (у вигляді сходинок, конуса, сфери, штиря) в розрядній камері, внутрішній діаметр якої помітно перевищує діаметр електродів.

У цій роботі наведено результати досліджень пробою газу в неоднорідному постійному електричному полі. Виміряні криві запалювання в азоті для фіксованих мінімальної і максимальної відстаней між електродами 5 мм і 25 мм, відповідно, при діаметрах електродів 12 мм та камери 56 мм. Використовувалися циліндричний анод і катоди наступних геометрій: циліндричний, два східчастих катода заввишки 5 мм і 10 мм, конічний, сферичний і штирєвий. Також були виміряні криві запалювання для плоских електродів (діаметром 12 мм) з зазорами між ними  $L = 5$  мм і 25 мм. Експерименти проводилися при тиску газу  $p = 0,03 - 250$  Торр в діапазоні постійної напруги  $U \leq 4000$  В.

Показано, що для плоских електродів криві запалювання для різних відстаней практично збігаються, якщо їх побудувати в масштабі  $U(pL)$ . За умов цих експериментів (відстань між електродами приблизно в 4 рази перевищує їх радіус) виконується закон Пашена, незважаючи на те, що осьовий профіль електричного поля для більшого зазору має мінімум в центрі проміжку. Отже, неоднорідність розподілу електричного поля практично не мала впливу на процес пробою.

Майже всі виміряні криві запалювання для різних геометрій катодів практично збігаються з кривою для зазору між плоскими електродами 5 мм поблизу і праворуч від мінімуму, за винятком ділянок для конічного і штирєвого катодів (з сильною неоднорідністю електричного поля) в діапазоні тиску газу вище 10 Торр. При тиску азоту нижче 0,8 Торр спостерігається деяка розбіжність лівих гілок кривих запалювання для катодів різних геометрій, які проходять в діапазоні більш високого тиску газу, ніж ліва гілка для плоского зазору 25 мм. Це пов'язано, мабуть, з особливістю розвитку пробою уздовж більш довгого шляху в неоднорідному електричному полі при низькому тиску газу.

## ПЛАНАРНИЙ ВИСОКОЧАСТОТНИЙ РОЗРЯД З ІЗОЛЬОВАНИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ ПРИ АТМОСФЕРНОМУ ТИСКУ: ОСОБЛИВОСТІ ГОРІННЯ ТА ПЕРСПЕКТИВИ ЗАСТОСУВАННЯ

<sup>1</sup>Баженов В.Ю., <sup>1</sup>Чаплинський Р.Ю., <sup>1</sup>Кравчук Р.М., <sup>2</sup>Кузмічев А.І., <sup>1</sup>Ціолко В.В.,  
<sup>1</sup>Ярощук О.В.

<sup>1</sup>Інститут фізики НАН України, <sup>2</sup>Національний технічний університет України «КПІ»

Характеристики планарного емнісного височастотного (ВЧ) розряду з ізольованими електродами в аргоні атмосферному тиску експериментально досліджено в широкому діапазоні змін розрядної напруги, потужності в розряді та об'ємної швидкості подачі аргону. В результаті досліджень знайдено умови створення за допомогою такого ВЧ розряду планарного плазмового джету при відносно невеликих

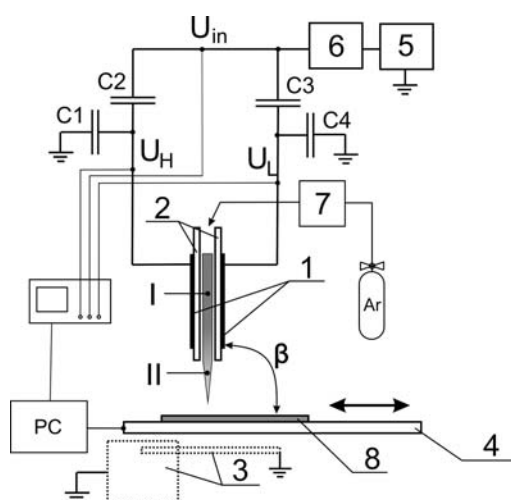


Рис.1. Схема пристрою. 1 – електроди ВЧ розряду, 2 – діелектрики, 3 – заземлений електрод, 4 – тримач зразка, 5 – ВЧ генератор (13.56 МГц), 6 – блок узгодження, 7 – газовий регулятор, 8 – зразок, I – плазма основного розряду, II – плазма джету.

робочих напругах ( $< 1$  кВ RMS). Одержаний нами джет дає змогу обробляти зразки, розміщені на відстані кількох міліметрів від основного розряду. Запропоноване пояснення цього процесу базується на основі формування віртуальних електродів поза межами розрядного проміжку основного ВЧ розряду. Перевагами такої системи є контрольована за допомогою потужності основного ВЧ розряду відстань джету від поверхні зразка, та ізоляція оброблюваних зразків від небажаного впливу навколишнього повітря потоком аргону з основного розряду.

Про перспективність практичного застосування досліджуваної системи свідчить:

1. одержання високоякісної орієнтації рідких кристалів поверхнею обробленої плазмовим джетом поліімідної плівки;
2. контрольоване нано-розмірне травління поліпропіленових мікросфер.



**СПЕКТРОСКОПІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМИ ВЧ- РОЗРЯДУ  
ПРИ ПЛАЗМОХІМІЧНОМУ ТРАВЛЕННІ ЕПІТАКСІАЛЬНИХ СТРУКТУР  
НІТРИДУ ГАЛІЮ**

В.В. Гладковський, О.А. Федорович

*Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, [v.glad2010@yandex.ua](mailto:v.glad2010@yandex.ua),*

При виготовленні мікроелектронних комплектуючих на основі напівпровідникових матеріалів найбільш часто використовується плазмохімічне травлення (ПХТ), одним з важливих параметрів якого являється його швидкість. Для високоякісного відтворення процесів ПХТ важливим є контроль параметрів розряду. Одною з перспективних методик контролю плазми являється оптична спектроскопія.

В роботах [1, 2] показано, що одним з основних параметрів, який впливає на швидкість ПХТ являється напруга автозміщення ( $U_{зм}$ ). Напруга автозміщення - це постійна напруга між активним і заземленим електродами, що виникає при ВЧ розрядах в робочих газах. Вона виникає внаслідок різної рухливості (швидкості дифузії) електронів та іонів у плазмі високочастотних розрядів в керованих магнітних полях, а також із-за різної площі обох електродів [1].

Під час обробки матеріалів при високих значеннях від'ємних напруг зміщення, іони, що витягуються із об'єму плазми взаємодіють із матеріалом електродів, який в результаті вибивання атомів з їх поверхні потрапляє в розрядний проміжок. Це в свою чергу, впливає на фізико – хімічні властивості плазми розряду. Атоми металів з плазми осідають в якості домішок на поверхню оброблюваних матеріалів. Це призводить до зменшення швидкості травлення, тому, що частина атомів з яких складається електрод не утворюють легких з'єднань, які відкачуються з ПХР вакуумним насосом.

Таким чином, дослідження плазми ВЧ розряду при різних напругах зміщення - може бути корисним для оптимізації технологічних процесів ПХТ матеріалів.

Зразки нітриду галію оброблялися в атмосфері тетрахлоретану ( $CCl_4$ ) з домішками інших газів при тиску 0,02 Тор і струмі розряду 10 А на частоті 13.56 МГц. Напруга зміщення регулювалася від -100 В до -600 В.

Результати досліджень показали, що в діапазоні від 300 до 800 нм при  $U_{зм} = -100$  В, повністю відсутні лінії металів, спостерігається тільки велика кількість ліній які належать атомам хлору (Cl). Найбільш інтенсивними лініями Cl являються 428.0 нм, 438.9 нм, 439.0 нм, 452.6 нм, 594.8 нм, 614.0 нм, 725.6 нм, 741.1 нм. Також на спектрі виявлено молекулярні смуги CN 388.3 нм; 421.6 нм та  $C_2$  516.3 нм.

При збільшенні  $U_{зм}$  до -600 В, було встановлено повну відсутність в спектрі ліній Cl при великій кількості атомарних ліній металів, які належать матеріалам електродів. Найбільш помітні лінії Fe 339.9 нм, 380.5 нм, 473.7 нм, 482.4 нм, 539.7 нм, 602.5 нм, 640.0 нм та резонансні лінії Cr 520,4 нм, 520.6 нм, 520.8 нм, які по інтенсивності переважають навіть найбільш інтенсивні лінії Fe 539.7 нм, 640.0 нм. В спектрі плазми відсутні лінії Ti, оскільки він утворює легкі з'єднання з Cl та відкачується із об'єму реактора. Також зникають молекулярні смуги, які належали продуктам дисоціації робочих газів.

1. V.V. Hladkovskiy, O.A. Fedorovich, B.P. Polozov, M.P. Kruglenko About peculiarities of self-bias voltage formation in plasma-chemical reactors with controlled magnetic fields // ВАНТ, 2015, Серія Фізика Плазми. №1(95),с. 156-160

2. А.Г. Борисенко, Б.П. Полозов, О.А. Федорович и друг. Плазмохимическое травление эпитаксиальных структур нитрида галлия // ТКЭА- 2005.- № 6 (60). С 42-46

## ЧАС ЖИТТЯ ЕЛЕКТРОНА В ЩІЛЬНІЙ ПЛАЗМІ

**О.А. Федорович, Л.М. Войтенко**

*Інститут ядерних досліджень НАНУ, Київ, пр. Науки, 47, oafedorovich@kinr.kiev.ua*

Час життя електронів та іонів у плазмі ( $\tau_{ж}$ ) є одним з найважливіших параметрів [1]. Дослідження часу життя електронів в плазмі раніше були проведені до значень концентрацій електронів  $\leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [2]. Якщо враховувати іонізацію, середній час життя іона або електрона при рекомбінації в об'ємі можна визначити за формулою:

$$\tau_{ж} \approx \frac{1}{N_a \cdot \beta - \alpha \cdot N_e} = \frac{\Delta t \cdot N_e}{\Delta N_e} \quad (1), \text{ де час життя } [\tau_{ж}] - \text{с; коефіцієнт рекомбінації}$$

електронів та іонів  $[\alpha_{e,i}] - \text{см}^{-3}/\text{с}$ ;  $[N_{e,i}] - \text{концентрація електронів або іонів} - \text{см}^{-3}$ ,  $\beta - \text{коефіцієнт іонізації}$ , а  $[N_a] - \text{концентрація атомів в} - \text{см}^{-3}$ . Ця величина і є реальним, який спостерігається експериментально, часом життя електронів та іонів, при якому враховані процеси рекомбінації і іонізації. З експерименту можна виміряти тільки коефіцієнт розпаду, який розраховується за принципом детальної рівноваги з рівняння балансу частинок в плазмі

$$[1]: \frac{dN_e}{dt \cdot N_e^2} = \frac{N_a}{N_e} \beta - \alpha; \quad (2), \text{ де } - \frac{dN_e}{dt \cdot N_e^2} - \text{коефіцієнт розпаду.}$$

Експериментальні значення величин коефіцієнтів розпаду неідеальної плазми дуже малі. З рівняння (2) випливає, що значення коефіцієнта рекомбінації дуже близьке до значення  $\frac{N_a}{N_e} \beta$ . Це означає, що нехтувати процесом іонізації при розрахунку коефіцієнтів рекомбінації в НП імпульсних розрядів у воді не можна.

Експериментальні значення залежності середнього часу життя електронів (іонів) в НП від концентрації електронів показали, що при зміні концентрації електронів від  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{22} \text{ см}^{-3}$  при температурах  $(7 - 64) \cdot 10^3 \text{ К}$ , значення  $\tau_{ж}$ , обчислені з ходу в часі концентрації електронів ІРВ, практично не змінюються. Їх значення лежать поблизу  $10^{-5} \text{ с}$  і змінюються для різних розрядів від  $5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$  до  $3 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ . Таким чином, при збільшенні концентрації електронів на сім порядків середній час життя електронів в щільній неідеальної плазмі практично не змінюється. Розрахунки часів життя електронів згідно роботи [3] показали, що в щільній водневій плазмі, непрозорій для ліній серії Лаймана, часи життя повинні зменшуватися від  $10^{-5} \text{ с}$  до  $10^{-12} \text{ с}$  при  $T = 32\,000 \text{ К}$  при зміні концентрації електронів в діапазоні  $10^{17} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Механізм рекомбінації при цих розрахунках - потрійний: електрон - електрон - іон. Результати розрахунку часів життя, зроблені згідно роботі [4] показали, що часи життя складають  $\tau = (1 - 4) \cdot 10^{-6} \text{ с}$  при зміні концентрації електронів в діапазоні  $10^{17} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , що непогано узгоджується з експериментальними даними.

Велике збільшення часу життя заряджених частинок в НП пов'язано зі зникненням рівнів атомів «нереалізацією», на які в розрідженій плазмі відбувається рекомбінація, а в НП ні; великим розширенням рівнів в сильних мікрополях НП, а також істотною повторною іонізацією атомів, які знову утворюються при рекомбінації в умовах НП ІРВ.

1. А.В. Чернетский. Введение в физику плазмы. М.: Атомиздат, 1969. 304 с.
2. О.А. Малкин. Импульсный ток и релаксация в газе. М.: Атомиздат. 1974. 280 с.
3. С.L. Johnson, E. Hinnov. Ionization, recombination and population of excited levels in Hydrogen plasmas. // J. Quant. Spectrosc. Add Radiat. Trasfer., 1973, vol. 13, p. 333.
4. A. Lankin, G. Norman. Density and nonideality effects in plasmas. // Contribution to Plasma Physics, 49, №10, 2009.p. 723-731.

## ВПЛИВ МЕТАЛЕВИХ ДОМІШОК НА ТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОКОМПОНЕНТНОЇ НЕІДЕАЛЬНОЇ ПЛАЗМИ ПІДВОДНИХ РОЗРЯДІВ

Порицький П.В., Старчик П.Д.  
Інститут ядерних досліджень НАН України, пр.Науки 47, Київ 03680  
E-mail: poryts@kinr.kiev.ua

Наразі застосування підводних розрядів поширюється в зв'язку із розвитком інфраструктури та кількості підводних об'єктів, що викликається розширенням нафтогазової транспортної мережі, розробкою нових родовищ на морському шельфі, а також розширенням судноплавства. Підводні розряди залишаються майже єдиним засобом для ремонту та доробки підводних об'єктів.

Проте властивості плазми розрядів у водному середовищі при підвищених тисках залишаються слабо вивченими. Плазма таких розрядів є складним багатокомпонентним середовищем, що контактує з рідиною за високих тисків. Найважливішими чинниками, що обумовлюють властивості неідеальної плазми підводних розрядів є наявність багатьох різновидів частинок у плазмі (електрони, іони, атоми, молекули та складні комплекси), газова та плазмова неідеальності.

В даній роботі розглядається вплив металевих домішок (мідь, залізо, вольфрам) на транспортні властивості щільної неідеальної плазми дугових та імпульсних розрядів у водному середовищі у діапазоні тисків 0.1-1000 МПа та температурному діапазоні від температури плавлення до 100 кК. Особливістю є використання розрахункової процедури, яка узгоджує наявність багатьох компонент у плазмі з ефектами газової та плазмової неідеальності. В такий спосіб використання методу Греда [1] та теорії Лі-Мо [2] пов'язується із врахування впливу газової [3,4] та плазмової неідеальності [5].

Показано, що наявність домішків металу суттєво змінює властивості плазми. Зміна властивостей істотно залежить від особливостей міжчастинкових взаємодій, зокрема резонансних процесів, у плазмі.

### Література.

1. Zhdanov V.M. Transport Processes in Multicomponent Plasma. - NY: Taylor&Francis, 2002.
2. Lee Y.T., More R.M. An Electron conductivity model for dense plasma // Phys. Fluids. -1984.- Vol.27.No.5-P.1273-1286.
3. Rainwater J.C., Friend D.G. Second viscosity and thermal conductivity virial coefficients of gases: Extensions to low reduced temperature // Phys.Rev.-1987.-V.36.,No.8.-P.4062-4066.
4. Tao F.-M., Mason E.A. Statistical-mechanical equation of state for non-polar fluids: Prediction of phase boundaries // J.Chem.Phys. -1994.-V.100,No.12.-P.9075-9087.
5. Zaghoul M.R. A simple theoretical approach to calculate the electrical conductivity of nonideal copper plasma // Phys.Plasmas.-2008.-Vol.14,No.4.-P.042705-1-8.

## ВПЛИВ ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ АЗОТУ І КИСНЮ НА КІНЕТИКУ ОЗОНУ ТА ГІДРООКСИЛІВ $\text{H}_2\text{O}_2$ , $\text{OH}$ ТА $\text{HO}_2$ В ПЛАЗМІ БАР'ЄРНОГО РОЗРЯДУ В ПОВІТРІ АТМОСФЕРНОГО ТИСКУ

A.G. Kalyuzhnaya, V.V. Tsiolko  
*Institute of Physics NAS of Ukraine*

В роботі проведено числові розрахунки динаміки збуджених станів азоту та кисню  $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ ,  $\text{N}_2(\text{B}^3\Pi_g)$ ,  $\text{O}_2(^1\Delta_g)$  та  $\text{O}_2(\text{b}^1\Sigma_g^+)$  в плазмі атмосферного бар'єрного розряду в повітрі, а також проаналізовано їх вплив на концентрації похідних продуктів - озону та гідроокислів  $\text{H}_2\text{O}_2$ ,  $\text{OH}$  та  $\text{HO}_2$ .

Розрахунок проводився для наступних параметрів: електричне поле в плазмі 20 кВ/см, питома потужність  $1.5 \text{ Вт/см}^3$ , відносна вологість повітря 20 та 80%. Система кінетичних рівнянь вирішувалась з урахуванням елементарних процесів, перерахованих в таблицях 1 та 2 [1] та взятих з [2, 3]. Більш докладно методика розрахунку описана в [1].

Згідно з результатами розрахунків, концентрації збуджених молекул азоту  $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ ,  $\text{N}_2(\text{B}^3\Pi_g)$  в об'ємі розряду дуже швидко ( $\sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{ с}$ ) виходять на свої стаціонарні значення, сягаючи лише  $\approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$  та  $\approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ , відповідно. Концентрації збуджених станів кисню  $\text{O}_2(^1\Delta_g)$  і  $\text{O}_2(\text{b}^1\Sigma_g^+)$  мають складнішу часову динаміку і виходять на свої стаціонарні значення ( $\approx 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  та  $\approx 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , відповідно), лише при  $t > 5 \text{ с}$ . При цьому вологість повітря не має суттєвого впливу на концентрації досліджуваних збуджених станів, оскільки безпосередні канали їх взаємодії з водою та водневмісними компонентами або відсутні або мають низьку швидкість (у в випадку  $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ ).

Вплив кінетичних реакцій за участі збуджених молекул азоту та кисню на концентрації озону та гідроокислів  $\text{OH}$ ,  $\text{HO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$  є не дуже суттєвим. Найпомітніший вплив вони чинять на концентрації озону, призводячи до зростання його густини в розряді в межах 40%. Зміна концентрацій гідроокислів під впливом збуджених молекул азоту та кисню не перевищує 20%, що співмірно з похибкою в розрахунках концентрацій, зумовлених розбіжностями в даних про перерізи непружних зіткнень з електронами та швидкості плазмохмічних реакцій. Вплив кінетики за участю досліджуваних станів на концентрації похідних речовин носить однаковий характер при різних значеннях вологості повітря.

1. I. A. Soloshenko, V. V. Tsiolko, S. S. Pogulay, A. G. Kalyuzhnaya, et al. Effect of water adding on kinetics of barrier discharge in air// *Plasma Sources Sci. Technol.* 2009, v.18, p. 045019 (15pp).
2. I.A. Kossyi, A.Yu. Kostinsky, A.A. Matveyev and V.P. Silakov. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixture// *Plasma Sources Sci. Technol.*, 1992, v.1, n.3, p. 207.
3. J.T. Herron, D.S. Green. Chemical Kinetics Database and Predictive Schemes for Nonthermal Humid Air Plasma Chemistry. Part II. Neutral Species Reactions//*Plasma Chem. Plasma Process.* 2001, v.21, p. 459.

## ФІЗИКА ПРИАНОДНИХ ПРОЦЕСІВ У СФЕРИЧНОМУ ЖЕВРІЮЧОМУ РОЗРЯДІ

Жовтянський В.А., Анісімова О.В.\*, Назаренко В.Г., Сиротюк Р.П.

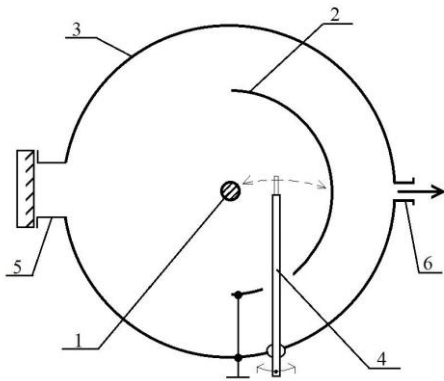
*Інститут газу НАН України, м. Київ, [zhovt@ukr.net](mailto:zhovt@ukr.net)*

*\*НТУУ «Київський політехнічний інститут», м. Київ*

Аналізується роль прианодних процесів у формуванні самоорганізованої структури жевріючого розряду (ЖР) на прикладі сферичного діода. Його особливість, як і короткого плоского діода – відсутність позитивного стовпа. Дослідження виконане методом чисельного експерименту, результати якого порівнюються з вимірюваннями вольт-амперних характеристик ЖР та напруженості електричного поля зондовим методом.

На важливе значення прианодних явищ щодо оптимізації процесів у короткому діоді – моделі термоемісійного перетворювача теплової енергії в електричну – вказував ще в 1971 р. основоположник Київської школи фізичної електроніки та фізики плазми Н.Д. Моргуліс. Дійсно, величина та знак прианодного скачка потенціалу (іншими словами – анодного падіння, скорочено – АП) може змінювати кінцеву напругу на перетворювачі, а відтак – ефективність його роботи.

Раніше нами чисельно моделювався ЖР у сферичному діоді, наповненому азотом у діапазоні тисків  $p = 0,4 - 2$  Тор при розрядних струмах  $I = 10$  мА – 200 мА. Радіус катода складав 1,5 см, анода – 20 см. Температура газу в розряді приймалась, як правило,  $T = 300$  К. Розрахунки здійснювались відповідно до стандартної гідродинамічної моделі ЖР. Граничні умови для неї передбачали, що на аноді відсутній іонний струм та  $dN_e/dr = 0$ . Серед результатів цих розрахунків привертає увагу значний рівень падіння потенціалу на частині розряду за межами прикатодної області, величина якого може складати до половини загального падіння напруги на розрядному проміжку залежно від режиму підтримання ЖР. Формально це виглядає як існування протяжної області позитивного стовпа з властивим йому електричним полем, що практично не залежить від прикатодних процесів. Проте його існування суперечить результатам експериментального визначення розподілу потенціалу вздовж радіуса діода зондовим методом (рис. 1), які не фіксують тут помітного електричного поля.



**Рис. 1.** Схема зондових вимірювань: 1 – катод, 2 – анод-напівсфера, 3 – вакуумна камера, 4 – рухомий зонд, 5 – вікно, 6 – відкачування

У цій роботі показано, що граничні умови на аноді повинні формуватися з урахуванням можливості формування АП, що відповідає граничній умові на аноді  $E_A = var$ , де  $E_A$  – величина електричного поля на аноді. Оцінено, що при граничному значенні поля на аноді

$$E_{Af} = \frac{B}{\ln\left(\frac{2D_e A}{\mu_i B}\right)} p$$

значно зменшується розрахункове падіння потенціалу на діоді, що відповідає експериментальним результатам. Тут  $p$  – тиск,  $D_e$  – коефіцієнт дифузії електронів,  $\mu_i$  – рухомість іонів,  $A$  і  $B$  – константи, що визначають перший коефіцієнт Таунсенда.

*Виконання цієї роботи підтримано НАН України, програма “Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного*

*синтезу та плазмових технологій”.*

## ЗАЛЕЖНІСТЬ КОНЦЕНТРАЦІЇ АТОМАРНОГО КИСНЮ ВІД КОМПОНЕНТНОГО СКЛАДУ СУМІШІ Ar:O<sub>2</sub> В ПЛАЗМІ РОЗРЯДУ НИЗЬКОГО ТИСКУ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ.

В.Ю. Баженов, Ю.В. Лаврукевич, В.М. Піун, А.В. Рябцев, В.В. Ціолко  
*Інститут фізики НАН України*

Розряди в кисні широко використовуються в плазмових технологіях, зокрема при травленні фоторезисту, модифікації поверхневих властивостей матеріалів, нанесенні тонких оксидних плівок тощо. Для всіх цих застосувань важливим є знання концентрації атомарного кисню, а також її залежності від розрядних параметрів (тиску та компонентного складу газового середовища, питомої потужності, типу розряду тощо). Досить часто в технологічних застосуваннях у якості газового середовища використовують суміші кисню і інертних газів, які у багатьох випадках дозволяють суттєво збільшити швидкість плазмово-хімічних процесів порівняно з випадком використання чистого кисню.

В даній роботі розглянуто вплив вмісту аргону в суміші Ar:O<sub>2</sub> на ступінь дисоціації O<sub>2</sub> та величину концентрації атомарного кисню [O] в розряді низького тиску з порожнистим катодом. Для розрахунку залежностей концентрацій компонент плазми

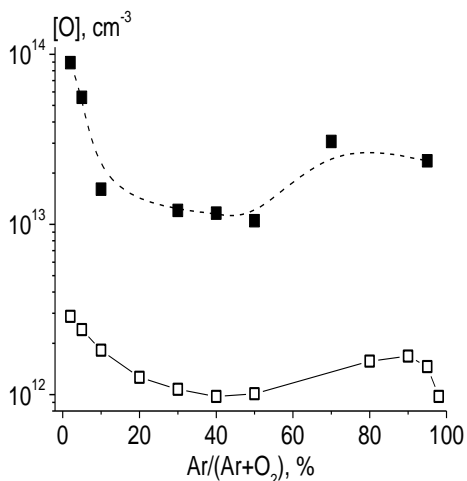


Рис. 1. Залежності концентрації атомарного кисню від складу суміші Ar:O<sub>2</sub>; (-■-) – експеримент, (-□-) – розрахунок.

від складу газової суміші була побудована 0-D розрахункова модель плазмохімічних процесів в такому розряді. При розрахунку кінетики частинок враховувалося 18 компонентів для кисню і аргону (молекули та атоми в основному та збудженому стані, молекулярні та атомарні іони тощо) та 131 елементарний процес. Розрахунок проводився при параметрах (тиск газової суміші, питома потужність в розряді  $W_d$ , густина плазми), близьких до експериментальних. Для вимірювання [O] використовувалася актинометрична методика із залученням інтенсивностей випромінювання атомів кисню на довжині хвилі 844,6 нм (перехід  $3p^3P \rightarrow 3s^3S$ ) і атомів аргону на довжині хвилі 750,4 нм (перехід  $2p1 \rightarrow 1s2$ ). При обчисленні швидкостей заселення верхніх рівнів цих переходів використовувалися функції розподілу електронів по енергіях, одержані з розрахункової моделі. Отримані експериментальні та попередні теоретичні залежності [O] від вмісту аргону в суміші Ar:O<sub>2</sub> (рис.1) демонструють схожий немонотонний характер з мінімумом значення [O] при  $Ar/(Ar+O_2) \approx 40 \div 50$  %. Однак, абсолютні значення розрахованих величин [O] є на порядок меншими за експериментальні. Розрахунки також показали, що значення [O] дуже чутливі до величини питомої потужності в розряді  $W_d$ . Збільшення  $W_d$  в два-три рази приводить до зростання [O] майже на порядок.

В подальшому планується уточнення використаної моделі та значень експериментальних параметрів, які використовуються при розрахунках.

## ЕРОЗИЯ СКЛАДЕНОЇ ТРИВИМІРНОЇ ВОЛЬФРАМОВОЇ МІШЕНІ ПІД ВПЛИВОМ ПОТУЖНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ КСПП Х-50

С.С. Геращенко, В.О. Махлай, М.М. Аксенов, І.Є. Гаркуша, О.В. Бирка, М.В. Кулик,  
В.В. Чеботарьов, С.І. Лебедев, П.Б. Шевчук.

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

Вперше досліджені особливості взаємодії плазми з матеріалами і механізми ерозії в тривимірній геометрії поверхні, під впливом потужного плазмового опромінення. Саме такі тривимірні поверхневі структури обрані в якості базової конфігурації дивертора ІТЕРа. Енергетичні та корпускулярні навантаження під час перехідних процесів, таких як зриви струму та ELM в ІТЕРі, є причиною суттєвої ерозії складових дивертора. Квазістаціонарні плазмові прискорювачі (КСПП) дозволяють проводити експерименти з моделювання взаємодії плазми з матеріалами в умовах наближених до перехідних процесів в ІТЕР.

Експериментальні дослідження взаємодії потужної плазми з тривимірними структурами виконана на квазістаціонарному плазмовому прискорювачі КСПП Х-50. В експериментах застосовували потоки плазми з параметрами: енергія іонів – (0,4...0,6) кеВ, максимальний тиск плазми – 0,32 МПа, діаметр потоку – 18 см, тривалість плазмового імпульсу – 0,25 мс. Складана мішень, що складалася з дев'яти вольфрамових циліндрів (з діаметром 5 мм та довжиною 30 мм) опромінювалася плазмою з тепловим навантаженням – 0,9 МДж/м<sup>2</sup>.

Під впливом зазначених теплових навантажень відбувається суттєва ерозія мішені, що супроводжується відокремленням часток матеріалу від опромінюваних поверхонь. Процес взаємодії потоків плазми з поверхнями реєстрували з допомогою високошвидкісної цифрової камери. Показано, що кількість та швидкість частинок, які відлітають з поверхні, залежить від кількості імпульсів.

Встановлено, що ерозія вольфрамової мішені тривимірної геометрії значною мірою визначається рухом розплаву вольфраму та розвитком сітки тріщин на опроміненій поверхні. Показано, що крапельний і пиловий механізми ерозії елементів тривимірної геометрії поверхні, а також процеси на границях окремих осередків тривимірної структури визначає характер пошкоджень для так званої castellated-geometry під впливом екстремальних плазмових навантажень.

## ФОРМУВАННЯ ОБЛАСТІ КОМПРЕСІЇ В ПЛАЗМОВОМУ ПОТОЦІ МПК ЗА РІЗНИХ ПОЧАТКОВИХ УМОВ

Т.М. Чередниченко<sup>1</sup>, І.Є. Гаркуша<sup>1</sup>, В.О. Махлай<sup>1</sup>, Д.Г. Соляков<sup>1</sup>, Ю.В. Петров<sup>1</sup>,  
В.В. Чеботарев<sup>1</sup>, М.С. Ладигіна<sup>1</sup>, А.К. Марченко<sup>1</sup>, В.В. Стальцов<sup>1</sup>, Д.В. Єлісеєв<sup>1</sup>,  
В.М. Асташинський<sup>2</sup>, С.І. Ананін<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут Фізики Плазми, ННЦ «ХФТІ, Академічна, 1, Харків Україна

<sup>2</sup>Інститут тепло-і масообміну ім. О.В. Ликова НАН Білорусії

В роботі зроблено аналіз фундаментальних властивостей зони компресії у само-стиснених плазмових потоках. Відомо, що в потоках плазми, що стикаються, густина і температура суттєво залежить від початкових умов на вході до прискорювального каналу. Виходячи з цього в даних дослідженнях основна увага приділялася встановленню залежностей основних параметрів плазми в потоках плазми, що стискаються, від початкових умов.

Експерименти проводилися на установці МПК в режимі залишкового газу, коли вся вакуумна камера заповнювалася газом при різних значеннях тиску. В якості робочої речовини було обрано гелій та аргон. Виходячи з фундаментальних даних, величину максимальної густини плазми в області компресії можна оцінити із рівняння Бернуллі:

$(\frac{v^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} + \frac{H^2}{4\pi\rho} = U)$ , як  $n = n_0 \left[ (\gamma - 1) \frac{C_{A0}^2}{C_{T0}^2} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}$ , де  $C_{A0}^2 \sim \frac{H_0^2}{M_{in_0}}$  і  $C_{T0}^2 \sim \frac{T_0}{M_i}$  - альфвенівська і теплова швидкості на вході до прискорювального каналу, відповідно, а  $n_0$  - початкова концентрація робочого газу. За умов адіабатичного стискання ( $\gamma = 5/3$ ) максимальна густина плазми в зоні компресії залежить від початкової концентрації робочої речовини, як  $n \sim \frac{H_0^3}{\sqrt{n_0 T_0^{3/2}}}$ , де  $H_0$  - величина власного магнітного поля у вхідному перерізі каналу МПК,  $T_0$  - початкова температура газу. Слід відзначити, що  $H_0$  лінійно залежить від величини розрядного струму.

Експериментально було показано, що зменшення початкової концентрації робочого газу за інших рівних умов веде до збільшення густини плазми в зоні компресії. В гелієвій плазмі, коли початковий тиск становив 10 Торр максимальна густина в області компресії складала  $9 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . За умов збільшення атомної ваги робочої речовини (мається на увазі аргон) при одночасному зменшенні початкового тиску до 1 Торр, тобто за умов зменшення початкової концентрації в 10 разів, густина плазми зростала до  $3.3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , тобто в 3,6 рази. Цей результат добре узгоджується з оцінками, які впливають із рівняння Бернуллі. При цьому, середня довжина зони компресії збільшувалася в 1,5-2 рази.

Було проведено детальне дослідження просторових розподілів струмів, що протікають в плазмових потоках, за різних початкових концентрацій робочої речовини в каналі МПК. Встановлено, що зменшення початкової концентрації, в рамках даних експериментів, веде до витіснення струму із зони компресії. Потік, що налітає, гальмується в області зони максимального стискання.



## ВИКОРИСТАННЯ РЕФРАКЦІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ ПЛАЗМИ У СКРЕЩЕНИХ $E \times B$ ПОЛЯХ

Ю.В. Ковтун, А.І. Скибенко, Е.І. Скібенко, О.М. Озеров, 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](mailto:Ykovtun@kipt.kharkov.ua)*

Експериментальне дослідження плазми в скрещених  $E \times B$  полях представляє інтерес для широкого кола фізичних і прикладних завдань фізики плазми при дослідженні лабораторної, термоядерної і космічної плазми. Одним з них є дослідження багатокомпонентної газометалевої плазми, яка утворюється в установках з скрещеними  $E \times B$  полях, наприклад, у відбивному розряді (розряді Пеннінга) [1]. Для розширення можливостей НВЧ діагностики багатокомпонентної газометалевої плазми була розглянута прийнятність використання явища рефракції електромагнітних хвиль в цих дослідженнях. Використання рефракції електромагнітних хвиль у плазмі дозволяє проводити вимірювання деяких її параметрів в перерізах плазмового стовпа, відмінних від нормального, що відповідають похилому падінню зондуєчих мікрохвильових променів [2, 3].

В даній роботі було проведено розрахунки траєкторій мікрохвильових променів звичайної хвилі, у наближенні геометричної оптики, в поперечному перерізі плазмового циліндра для декількох модельних функцій розподілу густини плазми. Ці розрахунки показали можливість експериментального відпрацювання методів діагностики багатокомпонентної газометалевої плазми, заснованих на рефракції електромагнітних хвиль.

Експерименти по рефракції були проведені на установці Макет, в якій плазма утворюється у імпульсному відбивному розряді. На відміну від проведених раніше досліджень в [2, 3], де  $H_2$  плазма утворювалась в скляному балоні, у даному випадку досліджувалася газометалева Ag-Ti плазма, утворена в металевій камері. Плазмовий циліндр зондувався звичайною хвилею з  $\lambda=8$  мм в поперечному перерізі. Одночасно проводилася реєстрація фазового зсуву в інтерферометрі і сигнал розсіяний на певний кут за рахунок рефракції похилих променів. В умовах експериментів було зафіксовано розсіювання під кутом  $\sim 60^\circ$  НВЧ хвиль, що говорить про можливість використання рефракції для діагностики плазми в таких умовах. На сигналах регулярної інтерференції в деяких часових інтервалах розряду спостерігались биття, синхронно з якими реєструвався розсіяний сигнал. Для виявлення зв'язку між спостережуваними коливаннями обох сигналів проведено кореляційний і спектральний аналізи на відмічених часових інтервалах, який показав високу взаємну кореляцію (до 0.6) на однакових частотах. Це може свідчити про локальні неоднорідності (коливання) густини плазми та їх впливу на фазові зсуви проходячої і розсіяної на певний кут хвиль.

1. Yu.V. Kovtun // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration. Issue 8. - 2013. - №4 (86). - p. 38-43.
2. Л.А. Душин, В.И. Кононенко, В.Л. Сизоненко, А.И. Скибенко, К.Н. Степанов // ЖТФ. - 1966. - Т. 36, № 2. - с. 304-312.
3. Л.А. Душин, В.И. Кононенко, А.И. Скибенко // ЖТФ. - 1966. - Т. 36, № 10. - с. 1842-1850.

## ІНТЕРФЕРОМЕТРІЯ ПЛАЗМИ З ВИКОРИСТАННЯМ РЕФРАКЦІЇ ПОХИЛИХ НВЧ ПРОМЕНІВ

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

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

Відомі методи діагностики плазми, засновані на рефракції мікрохвильових променів, що входять в плазму під кутами, відмінними від прямого [1, 2]. При сумірних розмірах плазмового утворення і розкритті випромінюючого рупора має місце рефракція бокових променів, які перетинають різні шари плазми і можуть використовуватися для їх діагностування.

В роботі аналітичним і числовим способом вивчаються деякі особливості рефракції НВЧ променів в плазмі з профілем, в якому максимум густини або декілька максимумів розташовані на деякій відстані від центра (осі) плазмового утворення, а також можливість використання рефракції похилих променів в інтерферометрії. Моделювання профілю було представлено у вигляді  $N(r) = N_{max} \cdot [1 - (r/R)^b + b \cdot \sin(\pi (r/R)^a)]$ , де  $N_{max}$  – максимальна густина плазми,  $R$  – радіальний розмір плазми,  $r$  – поточна координата,  $a$  і  $b$  – величини, які визначають положення максимуму на профілі густини та його величину. Вичислені і проілюстровані зразки рефракції при різних профілях і значеннях густини і кутів входу променів в плазму. Наявність максимуму густини, зміщеного від центра плазмового утворення, приводить до того, що в залежності від кута входу промені змінюють знак кривизни і відхиляються в сторону протилежну від початкового напрямку. При цьому приймальну антену необхідно розташовувати відносно випромінюючої під кутом  $\psi = \theta + \alpha$ , де  $\theta$  – кут рефракції,  $\alpha$  – центральний кут між нормально падаючим і похилими променями, який пов'язаний з кутом виходу променя з рупору. Особливістю інтерферометрії похилих променів є необхідність настройки системи, щоб при часовій зміні густини промінь попадав в фіксований рупор. Оскільки має місце часова зміна густини, то для вимірювання фазового зсуву необхідно застосовувати методи придатні для вимірювання квазістаціонарної плазми, наприклад, зондування частотно-модульованими хвилями [3]. Для звуження діапазону вимірюваних густин плазми необхідно знайти різницю фазових зсувів при різних близьких значеннях кутів входу або середньої густини. Вирахована по цьому зсуву густина відповідає значенню при мінімальній відстані траєкторії променя від максимуму густини. Розрахунки показали, що при довжині НВЧ хвилі  $\lambda = 1$  см,  $R = 10$  см,  $b = 2$ , куті входу  $\phi = 5^\circ$  в рупор зміщений на  $\psi = 165^\circ$  від передаючого рупора сигнал попадає при  $N(r)/N_{cr.} = 0,7-0,9$ , де  $N_{cr.}$  – критична густина плазми. В цей же рупор попадає також сигнал променя, що входить у плазму під кутом  $\phi = 10^\circ$  при  $N(r)/N_{cr.} = 0,63$ . По вимірюваному зсуву фази визначаються  $N(r)$  і  $r_{min}$ . Представлені залежності  $\theta$  від  $\phi$  для умов експерименту на установці Макет, де рупор для прийому рефрагованих променів зміщений на кут  $\psi = 60^\circ$ .

1. Л.А. Душин, В.И. Кононенко, В.Л. Сизоненко, А.И. Скибенко, К.Н. Степанов // ЖТФ. - 1966. - Т. 36, № 2. - с. 304-312.
2. V.V. Nemov, V.L. Sizonenko, K.N. Stepanov, J. Teichman // Nuclear Fusion. - 1969. - Vol. 9. - p. 243-251.
3. М. Хилд, С. Уортон Микроволновая диагностика плазмы М.: Атомиздат. 1968, 392 с.

## ДОСЛІДЖЕННЯ МІКРОРОЗРЯДОЇ СИСТЕМИ З ВИХРОВОЮ ПОДАЧЕЮ ГАЗУ

Ок. В. Соломенко, Ол. В. Соломенко, В. Я. Черняк, В. В. Лендел,

Д. О. Калустова, І. В. Присяжневич

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

Робота присвячена дослідженню електричних параметрів мікророзряду, який генерувався аксіально-симетричною системою з вихровою подачею повітря. Наведена конструкція мала водяне охолодження. Також фіксувалися параметри генерованої мікророзрядної плазми. Мікророзряд горів між мідними електродами, один з яких представляв собою диск з отвором на осі, а інший – дротина товщиною 1 мм. Робочий газ (Ag, CO<sub>2</sub>, повітря) вводився в систему тангенційно до бічної поверхні і створював плазмовий потік, що витікав через отвір  $d$  (0.5 мм, 1.0 мм, 1.5 мм та 2.0 мм) в дисковому електроді. Дослідження проведені для потоків газу 1.5 л/хв та 3.0 л/хв за різних потенціалів високовольтного електроду. Розряд горів при струмах  $1 \div 60$  мА.

Для діагностики плазми було використано оптичну емісійну спектроскопію. Температури заселення збуджених молекул (коливальної  $T_v^*$  та обертальної  $T_r^*$  температури) у плазмі, що досліджується, визначалися шляхом порівняння експериментальних спектрів із результатами моделювання, виконаними з врахуванням апаратної функції спектрометру 0.2 нм на базі CCD-лінійки Solar III (S-150-2-3648 USB), який використовували для реєстрації емісійних спектрів. Моделювання емісійних спектрів проводили з використанням програми Spesair.

В роботі було показано, що за допомогою представленої конструкції генерований розряд створював плазмовий факел, на довжину якого впливав діаметр отвору  $d$ , через який витікав плазмовий потік: зменшення  $d$  приводило до збільшення довжини факелу. Також суттєву роль відігравав використовуваний газ. Помічено, що найдовший плазмовий факел був за використання CO<sub>2</sub>. Варто відмітити, що за додатного потенціалу високовольтного електроду інтенсивність світіння факелу більша, незалежно від використовуваного газу. Вимірювання електричних параметрів мікророзряду показали, що потужність розряду найбільша за використання CO<sub>2</sub> і найменша для Ag.

## **Деструкція фенолу у плазмово рідинній системі зі вторинним розрядом, на базі обертової ковзної дуги**

*Д. К. Гамазін, В. В. Юхименко, В. Я. Черняк*

*Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем, Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Україна, 01601, місто Київ, вул. Володимирська, 64/13; e-mail: denigam@gmail.com*

Плазмово-рідинні системи є перспективним, але водночас малодослідженим напрямком у плазмохімії. Складність, та різноманітність процесів, які відбуваються на границі розподілу між рідкою та плазмовою фазою одночасно і відкриває великий простір для досліджень та розробки нових технологій, і ускладнює вивчення системи.

Один з можливих напрямків використання плазмово – рідинних систем – це задачі екології, зокрема деструкція забруднюючих речовин. Цей напрямок є актуальним, з огляду на все гірший екологічний стан як у нашій країні, так і у світі в цілому. Заради зменшення енергозатрат та поліпшення енергетичної ефективності процесів, доцільно використовувати системи з вторинним розрядом. Крім того, цікавим об'єктом для досліджень є обертова ковзна дуга, як джерело нерівноважної плазми з великим ресурсом роботи.

Таким чином, метою роботи було оцінити ефективність використання плазмово-рідинних систем з вторинним розрядом, на базі обертової ковзної дуги, для деструкції фенолу.

Проблеми, які вирішувалися під час досліджень:

- вибір оптимальної конструкції плазмово-рідинної системи;
- дослідження впливу плазми вторинного розряду на дистильовану воду;
- перевірка можливості використання розробленої плазмово-рідинної системи для деструкції фенолу у водному розчині, та оцінка енергетичних витрат на деструкцію.

Результати досліджень можна підсумувати наступним чином:

- розроблена плазмово рідинна система зі вторинним розрядом, яка має потенційно високий ресурс роботи, завдяки використанню обертової ковзної дуги у якості джерела первинної іонізації;
- плазма вторинного розряду ефективно взаємодіє з рідиною. Зокрема, спостерігається зниження показника рН (ефект підкислення). Аналізуючи дані оптичної спектроскопії (зокрема спектрів поглинання обробленого розчину) можна стверджувати, що цей ефект має місце завдяки напрацюванню азотної та азотистої кислот, а також перекису водню.
- За допомогою оптичної спектроскопії було виявлено, що обробка розчину фенолу у подібній системі дозволяє зруйнувати частину фенолу. Енергетична ціна деструкції у такій системі дозволяє говорити про потенційне промислове використання. Цікавим результатом є зниження енергетичної ціни деструкції (у перерахуванні на одну зруйновану молекулу фенолу), що спостерігається при збільшенні часу обробки у певному діапазоні. Це, в свою чергу, дозволяє зробити припущення про автокаталітичний характер деструкції, що в свою чергу відкриває шлях для подальшого зниження енергетичних витрат.

## **Попередній список учасників**

### **Інститут газу НАНУ**

- |                     |                   |
|---------------------|-------------------|
| 1. Анісімова О.В.   | 4. Лелюх Ю.І.     |
| 2. Гончарук Ю.А.    | 5. Назаренко В.Г. |
| 3. Жовтянський В.А. | 6. Сиротюк Р.П.   |

### **Інститут теоретичної фізики ім. М.М.Боголюбова**

1. Черняк О.М.

### **Інститут фізики НАНУ**

- |                 |                    |
|-----------------|--------------------|
| 1. Баженов В.Ю. | 3. Лаврукевич Ю.В. |
| 2. Калюжна Г.Г. | 4. Цюлко В.В.      |

### **Інститут ядерних досліджень НАНУ**

- |                      |                    |
|----------------------|--------------------|
| 1. Бурдо О.С.        | 11. Марченко В.С.  |
| 2. Вишневський І.М.  | 12. Павленко В.М.  |
| 3. Войтенко Л.М.     | 13. Порицький П.В. |
| 4. Гладковський В.В. | 14. Різник С.М.    |
| 5. Голобородько В.Я. | 15. Руденко Т.С.   |
| 6. Гурин А.А.        | 16. Тищенко М.Г.   |
| 7. Дзюблик О.Я.      | 17. Федорович О.А. |
| 8. Колесниченко Я.І. | 18. Яворський В.О. |
| 9. Лепявко Б.С.      | 19. Яковенко Ю.В.  |
| 10. Луценко В.В.     |                    |

### **Київський національний університет ім. Т.Г.Шевченка**

- |                   |                    |
|-------------------|--------------------|
| 1. Анісімов І.О.  | 5. Марущак І.С.    |
| 2. Гамазін Д.К.   | 6. Соломенко Ок.В. |
| 3. Кельник О.І.   | 7. Федірчик І.І.   |
| 4. Кравченко О.Ю. | 8. Фесенко С.О.    |

### **Національний технічний університет України «КПІ»**

1. Муха В.В.

### **Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна**

- |                   |                     |
|-------------------|---------------------|
| 1. Вусик М.М.     | 7. Лісовський В.О.  |
| 2. Гапон О.В.     | 8. Мельник Д.О.     |
| 3. Гірка І.О.     | 9. Старовойтов Р.І. |
| 4. Гречко Я.О.    | 10. Третяк К.К.     |
| 5. Денисенко І.Б. | 11. Турянська О.В.  |
| 6. Литова М.О.    |                     |

**ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут»  
Інститут фізики плазми**

- |                 |                    |
|-----------------|--------------------|
| 1. Гаркуша І.Є. | 5. Павліченко Р.О. |
| 2. Древаль М.Б. | 6. Панкратов І.М.  |
| 3. Заманов М.В. | 7. Сюсько Є.В.     |
| 4. Махлай В.О.  |                    |

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

- |                |                  |
|----------------|------------------|
| 1. Ковтун Ю.В. | 3. Онищенко І.М. |
| 2. Озеров О.М. | 4. Свічкарь О.С. |

**Скорочення, що використовуються в тексті:**

- ІГ - Інститут газу НАН України, м. Київ.  
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».  
ПЕ - Інститут плазмової електроніки та нових методів прискорення ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».  
ІФП - Інститут фізики плазми ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут».