

## XL

### МЕЖДУНАРОДНАЯ (ЗВЕНИГОРОДСКАЯ) КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ И УПРАВЛЯЕМОМУ ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ

февраль 2013 г.

[Главная](#)

[! Журнал новостей](#)

[Как проехать на конференцию](#)

[Программа](#)

[Расписание заседаний](#)

[11 февраля](#)

[12 февраля](#)

[13 февраля](#)

[14 февраля](#)

[15 февраля](#)

[Список зарегистрированных участников](#)

[Первое информационное сообщение](#)

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

НАУЧНЫЙ СОВЕТ РАН ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ и  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ РАН ПО КОМПЛЕКСНОЙ ПРОБЛЕМЕ  
"ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ"

**проводят**

**КОНФЕРЕНЦИЮ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ И УПРАВЛЯЕМОМУ ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ**

**в г. Звенигороде Московской обл. с 11 по 15 февраля 2013 года**

Организаторы конференции:

- Научный совет РАН по физике плазмы,
  - Научный совет РАН по комплексной проблеме "Физика низкотемпературной плазмы",
  - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
  - Объединенный институт высоких температур РАН,
  - Научно-технологический центр "ПЛАЗМАИОФАН",
  - Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
  - Проектный центр ИТЭР ГК РОСАТОМ,
  - Федеральное государственное унитарное предприятие (ФГУП) Пансионат с лечением "Звенигородский" РАН
- [Программный комитет](#)

[Правила оформления тезисов](#)

[Контакт с оргкомитетом](#)

---

[Образец лицензионного договора](#)

[Шаблон WinWord для создания тезисов](#)

Квитанции  
Сбербанка:  
[-оплата тезисов;](#)  
[-оплата проживания \(2013 г.\);](#)

○ [Организационный комитет](#)

Руководители секций:

- |    |  |  |
|----|--|--|
| 1. | <b>Магнитное удержание высокотемпературной плазмы</b>    | <b>Алексей Иванович Мещеряков</b><br>тел. (8)499-135-80-19, факс (8)499-135-80-11,<br>119991, ГСП-1, Москва, ул. Вавилова, дом 38, ИОФАН, ОФП,<br>e-mail: <a href="mailto:mc@fpl.gpi.ru">mc@fpl.gpi.ru</a>   |
| 2. | <b>Инерциальный термоядерный синтез</b>                  | <b>Роман Вячеславович Степанов</b><br>тел. (8)499-132-68-47,<br>119991, Москва, Ленинский пр., дом 53, ФИ РАН<br>e-mail: <a href="mailto:is@fpl.gpi.ru">is@fpl.gpi.ru</a>  |
| 3. | <b>Физические процессы в низкотемпературной плазме</b>   | <b>Владимир Сергеевич Воробьев</b><br>тел. (495)362-53-10,<br>125412, Москва, ул. Ижорская, дом 13, строение 2, ОИВТ РАН,<br>e-mail: <a href="mailto:re@fpl.gpi.ru">re@fpl.gpi.ru</a>  |
| 4. | <b>Физические основы плазменных и лучевых технологий</b> | <b>Андрей Федорович Александров</b><br>тел.(495)939-25-74, факс (495)939-17-87,<br>119899, ГСП, Москва В-234, Воробьевы горы, МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники,<br>e-mail: <a href="mailto:pt@fpl.gpi.ru">pt@fpl.gpi.ru</a> |
| 5. | <b>ИТЭР: Шаг в энергетику будущего</b>                   | <b>Анатолий Витальевич Красильников</b><br>тел. (499)196-79-48,<br>Проектный центр ИТЭР,<br>e-mail: <a href="mailto:iter@fpl.gpi.ru">iter@fpl.gpi.ru</a>   |



**Программа конференции ( Тезисы докладов )** (все доклады проверены - **вирусов нет!**)

**Секции :**

[Обзорные доклады](#)

[Магнитное удержание высокотемпературной плазмы](#)

[Инерциальный термоядерный синтез](#)

[Физические процессы в низкотемпературной плазме](#)

[Физические основы плазменных и лучевых технологий](#)

[Проект ИТЭР. Шаг в энергетику будущего](#)

[Список авторов](#)

---

**Расписание заседаний**

| День                          | Время | Зал А<br>(кинозал)  | Зал В<br>(малый зал)   | Зал С<br>(стенды)      |
|-------------------------------|-------|---|------------------------|------------------------|
| 11<br>февраля,<br>понедельник | Утро  | Открытие конференции.<br><a href="#">Обзорные доклады</a> |                        | <a href="#">ЭС - 1</a> |
|                               | Вечер | <a href="#">ЭУ - 1</a>                                    | <a href="#">ПУ - 1</a> | <a href="#">ИС - 1</a> |
| 12<br>февраля,<br>вторник     | Утро  | <a href="#">Обзорные доклады</a>                          |                        | <a href="#">ПС - 1</a> |
|                               | Вечер | <a href="#">МУ - 1</a>                                    | <a href="#">ИУ - 1</a> | <a href="#">ТС - 1</a> |
| 13                            | Утро  | <a href="#">Обзорные доклады</a>                          | <a href="#">ИУ - 2</a> |                        |

|                           |       |                                  |                        |                        |
|---------------------------|-------|----------------------------------|------------------------|------------------------|
| февраля,<br>среда         | Вечер | <a href="#">МУ - 2</a>           | <a href="#">ТУ - 1</a> | <a href="#">ПС - 2</a> |
| 14<br>февраля,<br>четверг | Утро  | <a href="#">Обзорные доклады</a> |                        | <a href="#">МС - 1</a> |
|                           | Вечер | <a href="#">ПУ - 2</a>           | <a href="#">ТУ - 2</a> | <a href="#">МС - 2</a> |
| 15<br>февраля,<br>пятница | Утро  | <a href="#">ПУ - 3</a>           | <a href="#">МУ - 3</a> | <a href="#">ТС - 2</a> |

|                    |                  |
|--------------------|------------------|
| Утренние заседания | с 10.30 до 13.30 |
| Вечерние заседания | с 15.00 до 18.00 |
| Стенды (утро)      | с 10.30 до 14.00 |
| Стенды (вечер)     | с 15.00 до 18.00 |

|               |     |  |
|---------------|-----|--|
| 1-ый индекс : | М - | секция "Магнитное удержание высокотемпературной плазмы"    |
|               | И - | секция "Инерциальный термоядерный синтез"                  |
|               | П - | секция "Физические процессы в низкотемпературной плазме"   |
|               | Т - | секция "Физические основы плазменных и лучевых технологий" |
|               | Э - | секция "Проект ИТЭР. Шаг в энергетику будущего"            |
| 2-ой индекс : | У - | устные доклады   |
|               | С - | стендовые доклады  |
| 3-ий индекс : | -   | номер заседания  |

Докладчикам в зале **A** и в зале **B** будут предоставлены проектор оверхёд, а также ноутбук, сопряжённый с видеопроектором. На ноутбуках установлена операционная система **WindowsXP**. В комплектацию ноутбука входит **USB-порт, CD-ROM** дисковод.  
 На ноутбуках установлены программы: MS Office 2003 (**Word, Power Point**), **Acrobat Reader v.10**.

## Обзорные доклады

|               | <i>Понедельник – 11 февраля</i>  |
|---------------|--|
| 10.30 – 11.10 | <p><b>Открытие конференции.</b><br/>                     Иванов А.А. (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия)<br/> <a href="#">Памяти Эдуарда Павловича Круглякова. Открытые ловушки: настоящее и будущее.</a></p>   |
| 11.10 – 11.50 | <p>*Беклемишев А.Д., **Бурдаков А.В. (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, *Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия, **Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия)<br/> <a href="#">Физические основы проекта термоядерного реактора на основе открытой ловушки.</a></p> |
| 11.50 – 12.30 | <p>Ongena J. (Лаборатория физики плазмы, Брюссель, Бельгия)<br/> <a href="#">Прогресс в исследованиях термоядерного синтеза в европе.</a></p>  |
| 12.30 – 13.10 | <p>Красильников А.В. (Частное учреждение ГК Росатом "Проектный центр ИТЭР", Москва, Россия)<br/> <a href="#">ИТЭР. Вклад России.</a></p>   |
| 13.10 – 13.50 | <p>Walsh M. (ITER Organization, Cadarache, France)</p>   |

|               |   |
|---------------|---|
|               | Overview and status of the ITER diagnostics system.   |
|               | <i>Вторник – 12 февраля</i>   |
| 10.30 – 11.10 | Мазуль И.В. (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, Россия)<br><a href="#">Проблемы создания дивертора и первой стенки реактора ИТЭР.</a>  |
| 11.10 – 11.50 | Вдовин В.Л. (НИЦ Курчатовский Институт, Москва, Россия)<br><a href="#">Генерация тока геликонами и НГ волнами в современных токамаках и реакторах ИТЭР и ДЕМО. Сценарии, моделирование и антенны.</a>   |
| 11.50 – 12.30 | Аникеев А.В., Багрянский П.А., *Беклемишев А.Д., *Зайцев К.В., Иванов А.А., *Коваленко Ю.В., Коржавина М.С., Лизунов А.А., Максимов В.В., Мурахтин С.В., Пинженин Е.И., Приходько В.В., Савкин В.Я., Солдаткина Е.И., Соломахин А.Л., Юров Д.В. (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия)<br><a href="#">Результаты экспериментов в поддержку проекта источника нейтронов на основе осесимметричной магнитной ловушки открытого типа.</a> |
| 12.30 – 13.10 | Мирнов С.В. (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Административный округ Троицк, Россия)<br><a href="#">Последние достижения литиевой программы России и зарубежья.</a>  |
|               | <i>Среда – 13 февраля</i>   |
| 10.30 – 11.10 | Гребенщиков С.Е. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)<br><a href="#">Стеллараторные исследования в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН.</a>   |
| 11.10 – 11.50 | <a href="#">Лахин В.П.</a> , Ильгисонис В.И., Сорокина Е.А. (НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия)<br><a href="#">Влияние вращения плазмы на низкочастотные моды в осесимметричных токамаках.</a>  |
|               | Агранат М.Б., Ашитков С.И., Овчинников А.В., Фортов В.Е. (Объединенный институт высоких   |

|                             |  |
|-----------------------------|--|
| 11.50 – 12.30               | <i>температур РАН, Москва, Россия)</i><br><a href="#">Фемтосекундный лазерный центр ОИВТ РАН.</a>  |
| 12.30 – 13.10               | <i>Шварцбург А.Б. (Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия)</i><br><a href="#">Туннелирование света в градиентных наноструктурах: парадоксы и перспективы.</a>  |
| <i>Четверг – 14 февраля</i> |  |
| 10.30 – 11.10               | <i>Пикуз С.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)</i><br><a href="#">X-пинч: 30 лет исследований.</a>  |
| 11.10. – 11.50              | <i>Грабовский Е.В. (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Москва, Россия)</i><br><a href="#">Мощные импульсные генераторы для инерционного синтеза в России.</a>   |
| 11.50 – 12.30               | <i>Бельков С.А., Гаранин С.Г., Шагалкин Ю.В. (Российский федеральный ядерный центр - ВНИИ экспериментальной физики, г. Саров Нижегородской обл., Россия)</i><br><a href="#">Установка УФЛ-2М, первые шаги по её созданию.</a>  |
| 12.30 – 13.10               | <i>Титов В.А., Горберг Б.Л., Иванов А.А., *Мамонтов О.В., Стегнин В.А. (Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия, *ООО "Ивтехномаш", Иваново, Россия)</i><br><a href="#">Плазменное модифицирование полимерных материалов: от экспериментов к промышленной реализации.</a> |

## Секция "Магнитное удержание высокотемпературной плазмы"

Председатель - [Мещеряков](#) Алексей Иванович

### МУ-1 (Вторник 12 февраля, вечер)

1. Данилов А.А., Днестровский А.Ю., [Разумова К.А.](#), Тимченко Н.Н., Шафранов Т.В. (ИФТ НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия)  
[Исследование характеристик турбулентности, ответственной за самоорганизацию и удержание плазмы токамака.](#)

2. Харчев Н.К., Батанов Г.М., \* Белоусов В.И., Бондарь Ю.Ф.†, Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г., Гребенщиков С.Е., \*\* Иванников И.А., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., \*\* Матвеев Н.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Хольнов Ю.В., \*\*\* Тай Е.М. (*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, \* Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия, \*\* Высоковольтный научно-исследовательский центр ВЭИ, Истра, Московская обл., Россия, \*\*\* Научно-производственное предприятие "ГИКОМ", Нижний Новгород, Россия*)  
[Новый гиротронный комплекс МИГ-3 для создания и нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М и результаты первых экспериментов.](#)
3. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Сахаров А.С., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К. (*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*)  
[Обратное рассеяние необыкновенной волны при ЭЦ нагреве плазмы на стеллараторе Л-2М.](#)
4. Гусев В.К., Курский Г.С., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В. (*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия*)  
[О причинах развития срыва плазмы сферического токамака ГЛОБУС-М.](#)
5. Сергеев В.Ю., Быков А.С., \* Хромов Н.А., \*\* Кутеев Б.В., \* Петров Ю.В., \* Сахаров Н.В., Скоков В.Г., Тимохин В.М. (*С.-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия, \* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, \*\* НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
[Исследование диверторной плазмы сферического токамака ГЛОБУС-М.](#)
6. Курский Г.С., Гусев В.К., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А., Варфоломеев В.И., Ибляминова А.Д., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Семёнов В.В., Хромов Н.А. (*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*)  
[Наблюдение внутренних диффузионных барьеров на токамаке ГЛОБУС-М.](#)

#### МУ-2 (Среда 13 февраля, вечер)

1. Поступаев В.В., Авроров А.П., Аржанников А.В., Астрелин В.Т., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Бурмасов В.С., Вячеславов Л.Н., Иванов И.А., Иванцовский М.В., Кандауров И.В., \* Касатов А.А., \* Кузнецов С.А., Куклин К.Н., \* Куркучеков В.В., Меклер К.И., Полосаткин С.В., Попов С.С., Ровенских А.Ф., \*\* Скляров В.Ф., \* Судников А.В., Суляев Ю.С., Трунев Ю.А., Шошин А.А. (*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, \* Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия, \*\* Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*)  
[Эксперименты со 100-мкс электронным пучком на установке ГОЛ-3.](#)

2. Соломахин А.Л., Багрянский П.А., Калинин П.В., Коваленко Ю.В., Савкин В.Я., \*Тумм М., \*Яковлев Д.В. (ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, \*Новосибирский госуниверситет, Новосибирск, Россия)  
[Первые результаты по ЭЦР нагреву плазмы на ГДЛ.](#)
3. <sup>1,2</sup>Солдаткина Е.И., <sup>1,2</sup>Аракчеев А.С., <sup>1,2</sup>Багрянский П.А., <sup>1,2</sup>Максимов В.В. (<sup>1</sup>Институт Ядерной Физики СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия)  
[Газодинамическая ловушка как стенд для изучения взаимодействия плазмы с поверхностью.](#)
4. Хвезюк В.И., Карбушев Д.Н. (Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия)  
[Возбуждение турбулентных флуктуаций дрейфовой волны в потоках плазмы с неоднородной скоростью.](#)
5. Скворцова Н.Н., \*Горшенин А.К., \*\*\*Королев В.Ю., Малахов Д.В., Чернов Н.А. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, \*Институт проблем информатики РАН, Москва, Россия, \*\*ВМК, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия)  
[Об исследовании низкочастотной структурной плазменной турбулентности на основе анализа Фурье-спектров.](#)
6. Малахов Д.В., Борзосекон В.Д., Васильков Д.Г. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)  
[Оценка устойчивых спектральных характеристик коротковолновых и длинноволновых флуктуаций плотности плазмы в стеллараторе Л-2М.](#)

### МУ-3 (Пятница 15 февраля, утро)

1. Вафин И.Ю., Мещеряков А.И. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)  
[Особенности измерения электронной температуры плазмы в тороидальных ловушках по рентгеновскому излучению.](#)
2. Гуреев В.М., Данелян Л.С., \*Затекин В.В., Койдан В.С., Корниенко С.Н., \*Куликаускас В.С., Латушкин С.Т., Петров В.Б., Рязанов А.И., Семенов Е.В., Столярова В.Г., Унежев В.Н., Хрипунов Б.И. (Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия, \*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва, Россия)  
[Материалы, обращенные к плазме термоядерного реактора, при работе в условиях длительного радиационного воздействия.](#)
3. Цвентух М.М., \*Крашевская Г.В. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, \*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия)  
[Физические процессы стабилизации плазмы в неоднородном магнитном поле и многофункциональный экспериментальный стенд с](#)

широкой вариацией магнитной конфигурации.

4. Крупин В.А., \*Тугаринов С.Н., Барсуков А.Г., Днестровский А.Ю., Ключников Л.А., Коробов К.В., \*\*Науменко Н.Н., Немец А.Р., Тилинин Г.Н. (Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" (НИЦ "КИ"), Москва, Россия, \*Проектный центр ИТЭР, г. Москва, Россия, \*\*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь)  
Влияние эффекта "гало" на CXRS измерения ионной температуры плазмы T-10.
5. Ранцев-Картинов В.А. (ИФТ НИЦ "Курчатовский Институт", Москва, Россия)  
Термоэлектрический потенциал слабо неоднородной бесстолкновительной цилиндрической максвелловской плазмы.

#### МС-1 (Четверг 14 февраля, утро)

1. Сорокина Е.А., Ильгисонис В.И., Лахин В.П. (НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия)  
Глобальные геодезические акустические моды в плазме токамака с положительным широм.
2. Данилкин И.С. (Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)  
Поведение замагниченной плазмы при скачках мощности нагрева. (Эксперимент и теоретические результаты).
3. Пастухов В.П., Смирнов Д.В. (НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия)  
Формирование профилей давления и плотности плазмы в центральной области токамака при моделировании турбулентности в режимах с различными профилями Q(R) и ЭЦР нагревом.
4. Барсуков А.Г., Крылов А.И., Маркелов А.Ю., Панасенков А.А., Смирнов В.А., Тилинин Г.Н. (НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия)  
Разработка и экспериментальное исследование квазистационарного ионного источника СТИС-1.
5. Арсенин В.В. (Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия)  
Изодинамическое осесимметричное равновесие около магнитной оси.
6. \*Коробейникова О.А., Мурахтин С.В. (Институт ядерной физики, Новосибирск, Россия, \*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия)  
Влияние микронеустойчивости на продольные потери быстрых ионов в установке ГДЛ.



7. Воронин А.В., Гусев В.К., \*Герасименко Я.А., \*\*Судьенков Ю.В. (*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.Петербург, Россия, \*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.Петербург, Россия, \*\*Санкт-Петербургский государственный университет, С.Петербург, Россия*)  
[Измерение параметров плазменной струи в процессе облучения материалов.](#)
8. <sup>1,2</sup>Судников А.В., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>1</sup>Гавриленко Д.Е., <sup>1</sup>Кандауров И.В., <sup>1</sup>Куркучек В.В., <sup>1,3</sup>Полосаткин С.В., <sup>1</sup>Поступаев В.В., <sup>1</sup>Ровенских А.Ф., <sup>1</sup>Трунёв Ю.А. (*<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия, <sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*)  
[Магнитная активность плазмы при инжекции длинноимпульсного электронного пучка.](#)
9. Небогатов В.А., Пастухов В.П. (*НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
[Адиабатически-редуцированные МГД уравнения для цилиндрической плазмы с анизотропным давлением.](#)
10. Крупин В.А., Днестровский А.Ю., Ключников Л.А., Коробов К.В., Немец А.Р., \*Тугаринов С.Н. (*НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, \*Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия*)  
[Эффект аномального излучения CXRS перехода N=8-7 иона C<sup>+5</sup> в плазме T-10.](#)
11. Днестровский Ю.Н., Лысенко С.Е., Черкасов С.В., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Сушков А.В. (*НИЦ "Курчатовский институт", Институт физики токамаков, Москва, Россия*)  
[Моделирование энергетического баланса в модернизированной установке T-15.](#)
12. Мельников А.В., Грашин С.А., Дябилин К.С., Елисеев Л.Г., Зенин В.Н., Исаев М.Ю., \*Крупник Л.И., Лысенко С.Е., Маврин В.А., Перфилов С.В., Рыжак Д.В., Шурыгин Р.В. (*НИЦ "Курчатовский институт", Институт физики токамаков, Москва, Россия, \*Институт физики плазмы, НИЦ ХФТИ, 310108 Харьков, Украина*)  
[Поведение электрического потенциала при омическом и ЭЦР нагреве на токамаке T-10.](#)
13. Павлов Ю.Д., Кулешин Э.О., Мальцев С.Г. (*НИЦ "Курчатовский институт", Институт физики токамаков, Москва, Россия*)  
[Особенности срывов тока в токамаке T-10 в зависимости от величины  \$\zeta\$  на границе плазмы.](#)
14. Дейчули П.П., Белов В.П., Донин А.С., Абдрашитов А.Г., Ступишин Н.В. (*Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*)

Импульсная плазменная пушка для магнитно-электростатической ловушки WB-8.

15. Дейчули П.П., Белов В.П., Иванов А.А., Колмогоров В.В., Мишагин В.В., Сорокин А.В., Ступишин Н.В. (*Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*)  
Мощный атомарный инжектор с источником плазмы на базе распределенного дугового разряда.
16. Бишаев А.М., \*Гавриков М.Б., Гордеев И.С., Козинцева М.В., Копченков Б.П., \*Савельев В.В., Сафронов А.А., Смирнов П.Г., \*\*Храмцов П.П. (*Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики" Москва, Россия, \*Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша Российской академии наук, Москва, Россия, \*\*Институт тепло - и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Белоруссия*)  
Связь между величиной диамагнитного тока и параметрами плазмы в мультипольной магнитной ловушке.
17. Бишаев А.М., Буш А.А., \*Гавриков М.Б., Бехтин М.А., Денисюк А.И., Каменцев К.Е., Козинцева М.В., \*Савельев В.В., Шапошников М.И. (*Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия, \*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*)  
Исследование равновесных состояний левитирующих сверхпроводящих катушек мультипольных магнитных ловушек.
18. Крашевская Г.В., \*Цвентух М.М., Лепихов С.А. (*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия, \*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*)  
Модернизация диагностического стенда ловушки магнетор и определение параметров быстрых электронов в ЭЦР плазме.
19. \*Аскинази Л.Г., Буланин В.В., \*Вильджюнас М.И., \*Корнев В.А., \*Лебедев С.В., Петров А.В., \*Тукачинский А.С., Яшин А.Ю. (*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия, \*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, С.-Петербург, Россия*)  
Наблюдение ГАМ на токамаке ТУМАН-3М методом доплеровской рефлектометрии.
20. Хольнов Ю.В., Васильков Д.Г. (*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*)  
Измерения электронной температуры по 2-й гармонике ЭЦЧ при калибровке супергетеродинного приемника по нетепловому излучению при омическом нагреве.
21. Хольнов Ю.В. (*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*)  
Эффект проникновения тока омического нагрева в плазму, созданную при электронно-циклотронном нагреве.

22. Андреев В.Ф., Горбунов Е.П., Касьянова Н.В., Мялтон Т.Б., Сергеев Д.С., Тимченко Н.Н., Чистяков В.В. (*Институт физики токамаков, НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
[Исследование выноса частиц из зоны нагрева в режимах с центральным вложением ЭЦР мощности на токамаке T-10.](#)

**МС-2 (Четверг 14 февраля, вечер)**

1. Гусев В.К., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Щёголев П.Б. (*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*)  
[Анализ энергетического состава пучка атомов водорода \(дейтерия\), генерируемого инжектором токамака ГЛОБУС-М.](#)
2. Днестровский А.Ю. (*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
[Эффект ухода быстрых частиц в уширении спектральной линии.](#)
3. Борисов М.А., Вершков В.А., Данилов А.В., Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Черкасов С.В. (*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
[Моделирование диффузии плазмы при периодическом газонапуске на токамаке T-10.](#)
4. Сковородин Д.И., Беклемишев А.Д. (*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*)  
[Неустойчивость потока плазмы в многопробочной ловушке.](#)
5. Цидулко Ю.А., Черноштанов И.С. (*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*)  
[Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость в ловушке с проточной слабостолкновительной плазмой.](#)
6. Дремин М.М., Кислов А.Я., Ноткин Г.Е., Хайрутдинов Р.Р. (*НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
[Первые результаты моделирования срывов разряда на токамаке T-10.](#)
7. Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Чернышев Ф.В. (*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*)  
[Исследование ионного компонента плазмы в экспериментах со смещением плазменного шнура на токамаке ГЛОБУС-М.](#)
8. Березуцкий А.А., Гусев В.К., Забродский В.В., Ибляминова А.Д., Курскиев Г.С., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю. (*Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*)

[Применение кремниевых фотодиодов SPD XUV диапазона для диагностики плазмы токамака ГЛОБУС-М.](#)

9. \*Яковлев Д.В., Багрянский П.А., Калинин П.В., Коваленко Ю.В., Кузнецов С.А., Савкин В.Я., Соломахин А.Л., \*Тумм М. (ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, \*Новосибирский госуниверситет, Новосибирск, Россия)  
[Система ЭЦР нагрева на установке ГДЛ.](#)
10. Бубис Е.Л., \*Гусев С.А., Кожеватов И.Е., Степанов А.Н. (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия, \*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, России)  
[Некоторые вопросы применения адаптивного фазоконтрастного метода с нелинейными фильтрами.](#)
11. Юров Д.В., Багрянский П.А., \*Бреднихин С.А., \*Лежнин С.И., Приходько В.В., \*Фролов С.А., Цидулко Ю.А. (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия, \*Институту безопасного развития атомной энергетики РАН (Новосибирский Филиал), Новосибирск, Россия)  
[Система моделирования плазменных и нейтронных процессов в подкритичной гибридной системе с источником нейтронов на основе открытой ловушки.](#)
12. Мережкин В.Г. (Институт физики токамаков, НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия)  
[Компактная программа для расчета гофрировки тороидального поля в токамаке. Расчетные данные для NSTX, T-6, T-11, T-15 и JET.](#)
13. Ткачев А.А. (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия)  
[Расчет профилей мощных ионных и атомарных пучков в пучковом тракте при произвольной геометрии ускоряющих апертур в ионно-оптической системе.](#)
14. Голиков А.А., Кутеев Б.В., Понарин К.В. (Институт физики токамаков, НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия)  
[Применение методов системного анализа плазмофизических характеристик нейтронного источника на основе сферического токамака.](#)
15. Панов А.И., Алексеев А.Г., Лазарев В.Б., Мирнов С.В., Костина А.Н. (ФГУП ГНЦ ТРИНИТИ, Троицк, Москва, Россия)  
[Исследование "H-L перехода" на токамаке T-11M.](#)
16. Чирков А.Ю., Танненберг И.Д. (Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия)  
[Тепловой баланс плазмы в термоядерном реакторе с реакцией протон-бор-11.](#)

17. Господчиков Е.Д., Смолякова О.Б. (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия)  
Особенности рефракции электромагнитных волн в окрестности электронного циклотронного резонанса в прямой магнитной ловушке.
18. Дябилин К.С., Разумова К.А., \*Щепетов С.В. (НИИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, \*Институт общей физики РАН, Москва, Россия)  
Интерпретация самосогласованности профилей в токамаке. "Термодинамический" подход.
19. Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И., Корнев В.А., Лебедев С.Г., Тукачинский А.С. (Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия)  
Радиальный ток в токамаке при нейтральной инжекции.
20. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Малахов Д.В., Петров А.Е., Пшеничников А.А.†, Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)  
Среднестатистические характеристики коротковолновой турбулентности плазмы на стеллараторе Л-2М при ЭЦР нагреве на второй гармонике гирочастоты электронов.
21. Гончаров П.Р., \*Кутеев Б.В., Сергеев В.Ю. (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия, \*НИИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия)  
Развитие полуаналитического подхода к расчетам генерации тока и нагрева плазмы при инжекции нейтральных пучков.

## Секция "Инерциальный термоядерный синтез"

Председатель - [Степанов](#) Роман Вячеславович

### ИУ-1 (Вторник 12 февраля, вечер)

1. Брантов А.В., Быченков В.Ю. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Лазерное ускорение заряженных частиц из тонких мишеней с микроструктурированной поверхностью.
2. Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю., Брантов А.В., \*Байдин Г.В., \*Торшин Д.В., \*\*Ковалев В.Ф., \*Лыков В.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, \*РФЯЦ-ВНИИТФ им. ак. Забабахина, Снежинск, Россия, \*\*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия)

Ускорение электронов в режиме стохастического нагрева при распространении пикосекундного лазерного импульса в низкоплотной плазме.

3. Беляев В.С., Матафонов А.П. (Федеральное государственное унитарное предприятие Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия)  
Лабораторная астрофизика на базе исследования релятивистской лазерной плазмы.
4. \*Беляев В.С., \*\*Змитренко Н.В., Розанов В.Б., Степанов Р.В., Яхин Р.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия, \*Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, г. Королев, Россия, \*\*Институт математического моделирования РАН, г. Москва, Россия)  
Моделирование процессов разлета сверхновых звёзд.
5. Акимова И.В., Акунец А.А., Борисенко Н.Г., Громов А.И., Меркульев Ю.А., Орехов А.С. (Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Малоплотные конвертеры лазерного излучения в рентгеновское.
6. Орехов А.С., Борисенко Н.Г. (ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Применение аэрогелей и других малоплотных веществ в лазерных экспериментах.

**ИУ-2 (Среда 13 февраля, утро)**

1. Александров В.В., Болдарев А.С., Гасилов В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., \*Ольховская О.Г., \*Сасоров П.В., Фролов И.Н., \*\*Шевелько А.П. (ГНЦ РФ Троицкий Институт Инновационных и Термоядерных Исследований, г. Троицк, Россия, \*ИПМ им. М.В.Келдыша РАН, Москва, Россия, \*\*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Об увеличении плотности энергии в плазме пинча при трехмерном сжатии квазисферических проволочных лайнеров.
2. \*Кахилл А.Д., \*Кнапп П.Ф., Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., \*Хаммер Д.А., \*Хойт К.Л. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, \*Корнельский университет, Итака, США)  
Абсорбционная рентгеновская спектроскопия плазмы взрывающихся проволочек и проволочных сборок.
3. \*Кахилл А.Д., Мингалеев А.Р., Мишин С.Н., Пикуз С.А., Романова В.М., Тер-Оганесьян А.Е., Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., \*Хаммер Д.А., \*Хойт К.Л. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, \*Корнельский университет, Итака,

США)

Гибридный X-пинч.

4. \* Александров В.В., \* Грабовский Е.В., \* Грицук А.Н., Данько С.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., \* Медовщиков С.Ф., \* Митрофанов К.Н., \* Олейник Г.М., Устроев Г.И., \*\* Шевелько А.П. (*Национальный Исследовательский Центр "Курчатовский Институт", Москва, Россия, ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Троицк, Россия, \*\* Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*)  
Измерение электронной температуры плазмы в окрестности горячей точки дейтерированного Z-пинча методами ВУФ спектроскопии.
5. Куриленков Ю.К., \* Гуськов С.Ю., Тараканов В.П. (*Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия, \* Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*)  
Осциллирующая плазма вакуумного разряда: от сильной неидеальности к термоядерным температурам.
6. Тимофеев И.В. (*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*)  
Особенности развития модуляционной неустойчивости в существенно немаксвелловской плазме.

**ИС-1 (Понедельник 11 февраля, вечер)**

1. Александрова И.В., Громов А.И., Иваненко О.М., Корешева Е.Р., Кошелев Е.Л., Куприяшин А.И., Мицен К.В., Осипов И.Е., \* Панина Л.В., Тимашева Т.П. (*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, \* Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, Зеленоград, Россия*)  
Разработка элементной базы для транспорта и позиционирования бесподвесных криогенных мишеней в исследованиях по ИТС.
2. Карпов И.Е. (*Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия, Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*)  
Параметры плазмы, образующейся при облучении металлического капилляра лазерным импульсом.
3. Кузнецов С.В. (*Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия*)  
Ускорение электронных сгустков, инжектированных в кильватерную волну.
4. Горячев И.А., Левченко В.Д., Перепёлкина А.Ю. (*ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*)



Генерация мелкомасштабного поля при взаимодействии лазерного импульса со сверхкритической плазмой.

5. Говрас Е.А., Быченков В.Ю. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Аналитическое описание лазерного ускорения ионов при разлете тонкой плазменной мишени с использованием БВП модели.
6. Гаспарян О.Р., \*Гуськов С.Ю., \*\*Змитренко Н.В., Ильин Д.В., Шерман В.Е. (С.-Петербургский институт машиностроения (ЛМЗ-ВТУЗ), С.-Петербург, Россия, \*Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, \*\*Институт математического моделирования РАН, Москва, Россия)  
Математическое моделирование нагрева мишеней быстрого зажигания пучком высокоэнергетичных ионов.
7. Афонин В.И., Вихляев Д.А., Гаврилов Д.С., Елисеев М.В., Какшин А.Г., Лобода Е.А., Носуленко Д.С., Потапов А.В., Сафронов К.В., Толстоухов П.А. (Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский НИИ технической физики им. ак. Е.И. Забабахина (РФЯЦ-ВНИИТФ), Снежинск, Россия)  
Измерение спектров рентгеновского излучения многослойных мишеней.
8. Вихляев Д.А., Гаврилов Д.С., Горохов С.А., Какшин А.Г., Липин А.В., Лыков В.А., Лобода Е.А., Мокичева Е.С., Пахомов С.Н., Потапов А.В., Сафронов К.В., Толстоухов П.А., Торшин Д.В. (Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно - исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина (РФЯЦ-ВНИИТФ), г. Снежинск Челябинской области, Россия)  
Измерение выхода нейтронов реакции  $Li^7(p,n)He^7$  в LiF мишени, облучаемой пучком протонов, ускоренных ультракоротким лазерным импульсом.
9. Костенко О.Ф., Андреев Н.Е. (ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия)  
Моделирование генерации характеристического рентгеновского излучения горячими электронами в фольге.
10. Кастильо Р.А.Х., Милантьев В.П. (Российский Университет Дружбы Народов, Москва, Россия)  
Усредненные уравнения релятивистского движения заряженной частицы в поле мощного электромагнитного излучения.
11. Долголева Г.В. (Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия)  
Перенос тепла электронами и ионами.
12. Волобуев И.В., \*Крюков Л.Х., \*Мединцев Д.И., Никулин В.Я., Полухин С.Н. (Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, \*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия)



Концепция низкоиндуктивного плазменного фокуса.

13. Вихрев В.В., Мироненко-Маренков А.Д. (НИИ "Курчатовский Институт", Москва, Россия)  
Генерация электронного пучка в плазменном фокусе.
14. Мироненко-Маренков А.Д., Вихрев В.В., Королев В.Д., Устроев Г.И. (НИИ "Курчатовский Институт", Москва, Россия)  
Об анизотропии нейтронного излучения в Z-пинчах.
15. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лахтюшко Н.И., Медовщиков С.Ф., Олейник Г.М., Светлов Е.В. (ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Троицк, Москва, Россия)  
Исследование анизотропии энергетических и излучательных потерь сильнооточного Z -пинча получаемого при сжатии цилиндрических многопроволочных вольфрамовыхборок.
16. Орлов А.П., Репин Б.Г. (Российский Федеральный Ядерный Центр - ВНИИЭФ, Саров, Россия)  
Численные исследования влияния начальных условий на имплозию многопроволочного лайнера в рамках 3d магнитной гидродинамики.
17. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Фролов И.Н., \*Шевелько А.П. (ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Троицк, Москва, Россия, \*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Пространственное распределение спектральной плотности рентгеновского излучения в быстрых Z-пинчах.
18. Иваненков Г.В., Мингалеев А.Р., Пикуз С.А., Романова В.М., Тер-Оганесьян А.Е., Шелковенко Т.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Продольные и поперечные структуры вещества кернов взрывающихся проволочек.
19. Мингалеев А.Р., Мишин С.Н., Пикуз С.А., Романова В.М., Тер-Оганесьян А.Е., Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Начальная стадия образования плазмы в гибридных X-пинчах.
20. Бартов А.В., Жужунашвили А.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Шашков А.Ю. (Национальный Исследовательский Центр "Курчатовский Институт", Москва, Россия)

Система лазерного теневого фотографирования для исследования динамики микросекундных процессов.

21. Шведов А.А., Долгачев Г.И., Калинин Ю.Г., Масленников Д.Д., Чукбар К.В., \*Багдасаров Г.А., \*Гасилов В.А., \*Ольховская О.Г., \*\*Гкаченко С.И. (НИЦ "Курчатовский Институт", Москва, Россия, \*ИПМ им. М.В.Келдыша РАН, Москва, Россия, \*\*МФТИ, Долгопрудный, Московская обл., Россия; ОИВТ РАН, Москва, Россия)  
Исследование динамики плазмы в плазменном прерывателе тока на основе взрыва проволоочки.
22. Долгачев Г.И., Калинин Ю.Г., Масленников Д.Д., Шведов А.А. (НИЦ "Курчатовский Институт", Москва, Россия)  
Модульный генератор мегаамперного тока на основе ППТ для экспериментов с Z-пинчами.
23. Барабанов В.Н., Егоров Н.В., Власов Ю.В. (Российский Федеральный Ядерный Центр - ВНИИЭФ, Саров, Россия)  
Расчетное исследование особенностей работы взрывного размыкателя тока с ребристой преградой при больших плотностях потока энергии через фольгу.
24. Гасилов В.А., Круковский А.Ю., Новиков В.Г., \*Романов И.В., Цыгвинцев И.П. (Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, \*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Численное моделирование процессов токопрохождения в вакуумном диоде с лазерным поджигом.
25. Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Самохин А.А., Шишлов А.О. (ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ", Москва, Россия)  
Сравнение экспериментального и расчётного временных профилей тока утечки в вакуумной транспортирующей линии установки "АНГАРА-5-1".
26. Конаш П.В., Лебо А.И., Лебо И.Г. (Московский государственный технический университет радиотехники электроники и автоматики, Москва, Россия)  
Моделирование термоядерных микровзрывов и генерация спонтанных магнитных полей в лазерных мишенях.
27. \*Кузенов В.В., Кутырев М.В., Рыжков С.В. (МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, \*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия)  
Исследование различных типов коаксиальных импульсных плазменных инжекторов.

Секция "Физические процессы в низкотемпературной плазме"

Председатель - [Воробьёв](#) Владимир Сергеевич

ПУ-1 (Понедельник 11 февраля, вечер)

1. Дятко Н.А., \*Шишпанов А.И., \*Ионих Ю.З., \*Мещанов А.В., Курносов А.К. (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Москва, Россия, \*СПбГУ, С.-Петербург, Россия)  
[Эффект памяти в импульсном разряде в азоте: корреляция между величиной эффекта и параметрами плазмы послесвечения.](#)
2. Апфельбаум Е.М. (Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия)  
[Расчёт электронных транспортных коэффициентов и давления в плазме кремния и бора.](#)
3. Бобров А.А., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Хихлуха Д.Р. (ФГБУН Объединённый институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия)  
[Влияние неидеальности на скорость столкновительной рекомбинации в неидеальной плазме.](#)
4. Думин Ю.В. (Институт космических исследований РАН, Москва, Россия, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Москва, Россия)  
[Моделирование рекомбинации в неидеальной ультрахолодной плазме.](#)
5. Воробьев В.С., \*Грушин А.С., \*Новиков В.Г. (Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия, \*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия)  
[Развитие ячеечных моделей для описания состояния веществ при мегабарных давлениях.](#)
6. Хомкин А.Л., Шумихин А.С. (Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия)  
[Эффекты металлизации при сжатии жидкого водорода и дейтерия.](#)
7. Векленко Б.А. (Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия)  
[Теория максвелловской плазмы с позиций квантовой электродинамики.](#)
8. Ерофеев В.И. (Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия)  
[Принципы повышения информативности теоретических сценариев физической эволюции плазмы.](#)

ПУ-2 (Четверг 14 февраля, вечер)

1. Майоров С.А. (Институт общей физики РАН, Москва, Россия)

[О распределении электронов по энергии в положительном столбе газового разряда - парадокс Ленгмюра.](#)

2. Юсупалиев У. (Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия)  
[Безразмерные инварианты импульсных сильноточных электрических разрядов в газах.](#)
3. Лондер Я.И., Ульянов К.Н. (Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина, Москва, Россия)  
[Обобщенный критерий Бома для электрических разрядов.](#)
4. Недоспасов А.В., Ненова Н.В. (Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия)  
[О влиянии продольного магнитного поля на электрической пробой газа в длинных трубках.](#)
5. Агафонов А.В., Богаченков В.А., Огинов А.В., Родионов А.А., Шпаков К.В. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
[Начальная фаза атмосферного разряда в надпробойном поле.](#)
6. Bonifaci N., Aitken F, \*Атражев В.М., \*\* Von Haeften K., \*\*\* Eloranta J. (Laboratoire G2Elab CNRS & Joseph Fourier University, Grenoble, France, \*Объединенный институт высоких температур, РАН, Москва, Россия, \*\* Department of physics and Astronomy, University of Leicester, UK, \*\*\* Department of Chemistry and Biochemistry, California State University at Northridge, Northridge, USA)  
[Исследования коронного микро-разряда в криогенном закритическом и нормальном жидком гелии.](#)
7. Лебедев Ю.А., Юсупова Е.В., Эпштейн И.Л. (Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Россия)  
[Водородный разряд в СВЧ и постоянном поле.](#)

### ПУ-3 (Пятница 15 февраля, утро)

1. Агафонов А.В., \*Масленников С.П., \*Пастухов Н.А., \*\*Тараканов В.П., \*Школьников Э.Я. (ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, \*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия, \*\* Научно-исследовательский центр теплофизики экстремальных состояний, ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия)  
[Анализ динамики плазменных потоков в вакуумной нейтронной трубке.](#)
2. Франк А.Г. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)  
[Некоторые тенденции развития экспериментов по магнитному пересоединению и физика космической плазмы \(лабораторная](#)

[астрофизика\).](#)

3. Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш., Гаджиев А.М. (*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*)  
[Светотехнические характеристики плазменного канала разряда в продольном магнитном поле.](#)
4. Шелоболин А.В. (*Физический институт РАН, Москва, Россия*)  
[Фундаментальные проблемы электрического пробоя газов.](#)
5. Гаранин С.Ф., Иванова Г.Г., Кузнецов С.Д. (*ВНИИЭФ, Саров, Россия*)  
[Численное моделирование экспериментов по сжатию магнитного потока в мегагауссной научной лаборатории института физики твердого тела.](#)
6. Медведев А.Э. (*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*)  
[Поляризация плазмы тлеющего разряда и формирование токового шнура.](#)
7. Шевяков И.А., \*Тамбовцев В.И., \*\*Кучуркин А.А. (*ОАО Челябинский Радиозавод "Полёт", Челябинск, Россия, \*Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия, \*\*Мечел Сервис Глобал, Гаага, Нидерланды*)  
[Радиофизические свойства столкновительного ионизированного газа.](#)

#### ПС-1 (Вторник 12 февраля, утро)

1. Балмашнов А.А. (*Российский Университет Дружбы Народов, Москва, Россия*)  
[ЭЦР инжектор плазмы CERA-RI-2.](#)
2. Векленко Б.А., \*Малахов Ю.И., \*Ши Нгуен К. (*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия, \*Московский энергетический институт, Москва, РФ*)  
[Сверхсветовые сигналы в квантовой оптике.](#)
3. Букина Ю.А., Ибатуллина А.Р., Сергеева Е.А. (*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия*)  
[Изменение поверхностных свойств текстильных волокон и материалов с помощью низкотемпературной плазмы.](#)
4. Бобкова Е.С., Краснов Д.С., Кобелева Н.А., Сунгурова А.В. (*Ивановский государственный химико-технологический университет,*

*Иваново, Россия, Институт термодинамики и кинетики химических процессов, Иваново, Россия)*

[Кинетика деструкции фенола и продуктов его распада в водных растворах под действием разряда постоянного тока атмосферного давления в воздухе.](#)

5. Бобкова Е.С., Ходор Я.В., Корнилова О.Н., Рыбкин В.В. (*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия, Институт термодинамики и кинетики химических процессов, Иваново, Россия*)  
[Моделирование состава активных частиц в дбр разряде атмосферного давления в кислороде.](#)
6. Бобкова Е.С., Рыбкин В.В. (*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия, Институт термодинамики и кинетики химических процессов, Иваново, Россия*)  
[Параметры электронного газа в ДБР разряде атмосферного давления в кислороде с жидким электродом.](#)
7. Шутов Д.А., Исакина А.А., Коновалов А.С., Дроник В.Д. (*Ивановский государственный химико-технологический университет Иваново, Россия*)  
[Эмиссионная спектроскопия разряда атмосферного давления с водным раствором сульфонола в качестве катода.](#)
8. Шутов Д.А., Исакина А.А., Коновалов А.С., Бухарин Д.Б., Бобкова Е.С. (*Ивановский государственный химико-технологический университет Иваново, Россия*)  
[Электрофизические характеристики разряда атмосферного давления с водным раствором сульфонола в качестве катода.](#)
9. Гриневич В.А., Кувыкин Н.А., Любимов В.А. (*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия*)  
[Изменение показателей свойств сорбционных материалов, обработанных в диэлектрическом барьерном разряде \(ДБР\).](#)
10. Исакина А.А., Шутов Д.А., Ольхова Е.О., Костылева А.Н., Шишкина А.И. (*Ивановский государственный химико-технологический университет Иваново, Россия*)  
[Кинетика и механизмы разложения сульфонола под действием разряда постоянного тока атмосферного давления в воздухе.](#)
11. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю. (*Национальный минерально-сырьевой университет "Горный", С.-Петербург, Россия*)  
[Подавление колебаний тока и напряжений в плазме с нелокальной ионизацией.](#)
12. Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю., Аинов М.А. (*Национальный минерально-сырьевой университет "Горный", С.-Петербург, Россия*)

Оптимизация параметров диодного плазменного стабилизатора напряжения.

13. Калашников А.В., Калашников В.В. (*Российский Университет Дружбы Народов, Москва, Россия*)  
ЭЦР нагрев в источнике CERA-RX(C) в условиях сильной обратной СВЧ связи с микроволновым генератором.
14. Хлюстова А.В. (*Институт химии растворов РАН им. Г.А. Крестова, Иваново, Россия*)  
Двойной электрический слой на границе плазма-раствор: теория и эксперимент.
15. Сироткин Н.А., Хлюстова А.В. (*Институт химии растворов РАН им. Г.А. Крестова, Иваново, Россия*)  
Определение концентраций активных частиц в газовой фазе тлеющего разряда с электролитным катодом методом численного моделирования.
16. Константинов В.С., Лебедев Ю.А., Шахатов В.А., Эпштейн И. Л., Юсупова Е.В. (*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Россия*)  
Спектроскопия СВЧ разряда в жидких C7-C16 углеводородах.
17. Шахатов В.А., Мавлюдов Т.Б., Лебедев Ю.А. (*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Россия*)  
Исследование методами эмиссионной спектроскопии функций распределения молекул и ионов молекулы азота по колебательным и вращательным уровням в тлеющем разряде постоянного тока и СВЧ разряде в смесях азота с водородом.
18. Тимофеев А.В. (*НИИ "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
Устойчивость потока столкновительной плазмы в магнитном поле.
19. Бориев И.А. (*Филиал Института энергетических проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия*)  
О причинах несостоятельности общепринятого подхода к описанию процессов переноса и разогрева электронов в веществе под действием силы электрического поля на основе решения кинетического уравнения Больцмана для функции распределения скоростей электронов.
20. Степина С.П., Умнов А.М. (*Российский университет дружбы народов, Москва, Россия*)  
Зависимость эффективности высадки электронов на мишень от потенциала на центральном электроде источника CERA-RX(C).
21. Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М. (*Российский Университет Дружбы Народов, Москва, Россия*)  
Влияние градиента магнитного поля на параметры высокоэнергичной электронной компоненты плазмы ЭЦР-разряда низкого



[давления в ловушке пробочного типа.](#)

22. Грицинин С.И., [Давыдов А.М.](#), Косый И.А. (*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*)  
[Импульсный микроволновый разряд в капилляре в газе атмосферного давления.](#)
23. [Артемьев К.В.](#), Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Косый И.А., Тарасова Н.М., Малых Н.И. (*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*)  
[Микроволновая диагностика плазмы, возбуждаемой в химически активной газовой среде.](#)
24. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Васильева Е.А., \*Исхакова Л.Д., Колик Л.В., [Кончечков Е.М.](#), Летунов А.А., Малахов Д.В., \*Милович Ф.О., Образцова Е.А., Образцова Е.Д., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К. (*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, \*Научный центр волоконной оптики РАН, Москва, Россия*)  
[Синтез нитрида бора и диборида титана с помощью микроволнового разряда в Ti-B порошке в азоте.](#)
25. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Васильева Е.А., \*Исхакова Л.Д., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Летунов А.А., Малахов Д.В., \*Милович Ф.О., Образцова Е.А., Образцова Е.Д., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., [Степахин В.Д.](#), Харчев Н.К. (*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, \*Научный центр волоконной оптики РАН, Москва, Россия*)  
[Реактор для протекания плазмохимических реакций с помощью микроволнового разряда в порошковых смесях в атмосфере азота.](#)
26. Бархударов Э.М., Бережецкая Н.К., Косый И.А., Моряков И.В., Тактакишвили М.И. (*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*)  
[Электроразрядная генерация одномерных кумулирующих ударных волн в газовой среде.](#)
27. Белый В.В. (*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Москва, Россия*)  
[Кинетическая теория томсоновского рассеяния электромагнитных волн в неравновесной плазме.](#)
28. Белый В.В. (*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Москва, Россия*)  
[Модельное кинетическое описание в плазме.](#)



29. Копнин С.И., Попель С.И. (*Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия*)  
[Модуляционное возбуждение неоднородностей концентрации в запыленной ионосфере.](#)
30. Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. (*Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия*)  
[О возможности управляемого дробления микрочастиц плазменно-пылевыми методами.](#)
31. Ахманова Е.В., \*Есеев М.К., Кобец А.Г., Мешков И.Н., Рудаков А.Ю., Сидорин А.А., Яковенко С.Л. (*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., Россия, \*Северный Арктический федеральный университет им. М.В. Ломоносова, Архангельск, Россия*)  
[Исследование механизма сжатия сгустка заряженной плазмы в ловушке Пеннинг-Малмберговского типа.](#)
32. Отряхин Д.В., \*Цвентух М.М. (*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва Россия, \*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*)  
[Моделирование нестационарных эрозионно-эмиссионных процессов при воздействии плазмы на поверхность с тонкой структурой.](#)
33. [Казанцев С.Ю.](#), Кононов И.Г., \*Кудрявцев Е.М., \*Орлов А.А., Подлесных С.В., Фирсов К.Н., \*Хорозова О.Д. (*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, \*Ведущий научно-исследовательский институт химической технологии, Москва, Россия*)  
[Конверсия SiF<sub>4</sub> в SiH<sub>4</sub> и Si в плазме объемного самостоятельного разряда.](#)

### ПС-2 (Среда 13 февраля, вечер)

1. Хомкин А.Л., Шумихин А.С. (*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия*)  
[Уравнения состояния и проводимость плазмы паров металлов: Al, Cu, Ag, Au, Ni, Ti, V.](#)
2. [Кравченко Д.А.](#) (*Исследовательский центр имени М.В. Келдыша, Москва, РФ*)  
[Кинетическое моделирование пристеночного слоя плазмы холловского двигателя.](#)
3. Бакумов А.О., Иванов М.М., Игнатов М.А., Карелин В.И., Филатов И.В., [Чернышов В.А.](#), Шарабанов П.А. (*Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия*)  
[Формирование столба замагниченной плазмы апертурой 14x14 см<sup>2</sup> длиной 5...6 м в аргоне низкого давления.](#)
4. Бакумов А.О., Иванов М.М., Игнатов М.А., Карелин В.И., Киржаев А.С., [Филатов И.В.](#), Чернышов В.А., Шарабанов П.А.

*(Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия)*

[Зондовые методы диагностики стационарной магнитоактивной плазмы низкого давления.](#)

5. Шагайда А.А. *(Исследовательский центр имени М.В. Келдыша, Москва, РФ)*  
[Функция распределения электронов по скоростям в слабоионизованной плазме со скрещенными электрическим и магнитным полями.](#)
6. Томилин Д.А. *(Исследовательский центр имени М.В. Келдыша, Москва, РФ)*  
[Моделирование 2DFULLPIC высокочастотных процессов в плазме холловского двигателя в плоскости Z- \$\Theta\$ .](#)
7. Веселовзоров А.Н., Погорелов А.А., Свирский Э.Б., Смирнов В.А. *(НИИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия)*  
[Формирование энергетического баланса электронов и ионизация в канале стационарного плазменного двигателя.](#)
8. Костюченко С.В., \*Кудрявцев Н.Н., Левченко В.А., Собур Д.А., Шунков Ю.Е. *(Группа компаний "ЛИТ", Москва, Россия, \*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия)*  
[Влияние состава буферной смеси и частоты разрядного тока на генерацию линии 185 нм ртутным разрядом низкого давления.](#)
9. Богаченков В.А., Огинов А.В., Шпаков К.В. *(Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)*  
[Характеристики излучений на фронте напряжения атмосферного разряда при разных полярностях.](#)
10. Морозов А.В., Котельников М.В. *(Московский авиационный институт, Москва, Россия)*  
[Численное моделирование струи разреженной плазмы истекающей из цилиндрического сопла ЭРД.](#)
11. Силкин С.В. *(Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново, Россия)*  
[Физико-химические свойства раствора электролита после обработки в подводном торцевом разряде.](#)
12. Кузьмичева Л.А., Титова Ю.В. *(Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново, Россия)*  
[Изменение физико-химических характеристик растворов под действием тлеющего и подводных разрядов.](#)
13. Фомин И.В., \*Сасоров П.В. *(Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия, \*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия)*

[Релаксация поляризации спина электронного газа в полностью ионизованной плазме.](#)

14. [Андреев В.В., Пичугин Ю.П. \(Чувашский государственный университет имени И.Н. Ульянова, Чебоксары, Россия\)](#)  
[Исследование низкотемпературной плазмы между подвижными электродами.](#)
15. [Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Шахсинов Г.Ш., Юсупова Г.М. \(Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия\)](#)  
[Формирование виртуального анода в наносекундных разрядах с полым катодом.](#)
16. [Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р., Юсупова Г.М. \(Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия\)](#)  
[Особенности формирования нестационарных оптических спектров пропускания неоднородной плазмы наносекундных разрядов.](#)
17. [Шишпанов А.И., Мещанов А.В., Кучугура М.Д., Ионих Ю.З. \(Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия\)](#)  
["Эффект памяти" разрядного промежутка в азоте: зависимость величины эффекта от расстояния между импульсами и крутизны роста напряжения.](#)
18. [Камруков А.С., Козлов Н.П. \(НИИ энергетического машиностроения МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия\)](#)  
[Самоорганизация коллектива плазменных струй в тороидальный моновихрь.](#)
19. [Файрушин И.И., \\*Даутов Г.Ю. \(Казанский федеральный университет, Казань, Россия, \\*Казанский национальный исследовательский технический университет, Казань, Россия\)](#)  
[Влияние размеров макрочастиц и температуры на степень ионизации равновесной пылевой плазмы.](#)
20. [Казиев А.В., Ходаченко Г.В. \(Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия\)](#)  
[Диагностика динамики развития импульсных разрядов магнетронного типа.](#)
21. [Попова С.Ю. \(НИИ прикладной акустики, Дубна, Московская обл., Россия\)](#)  
[Исследование спектральных характеристик плотной плазмы, получаемой при электрическом взрыве проводников.](#)
22. [Бобров А.А., Бронин С.Я., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., \\*Манькин Э.А., Хихлуха Д.Р. \(Объединенный институт высоких температур, Москва, Россия, \\*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия\)](#)

[Функция распределения электронов и коэффициент рекомбинации в ультрахолодной плазме в магнитном поле.](#)

23. Гордеев А.В., \*[Лосева Т.В.](#) (*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия, \*Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия*)  
[Неквазилинейные релятивистские токовые филаменты как источник вспышек гамма - излучения из канала молнии.](#)
24. Гордеев А.В. (*НИИ "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
[Захвачена ли Вселенная в гравитационную яму?](#)
25. [Матвеев А.И.](#) (*Южный федеральный университет, Таганрогский технологический институт, Таганрог, Россия*)  
[Поперечная волна с захваченными электронами в немагнитной плазме.](#)
26. Абдуллин И.Ш., Хамматова В.В., [Слепнева Е.В.](#) (*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия*)  
[Исследование влияния плазменной обработки на степень белизны шерстяных волокон в процессе их первичной обработки.](#)
27. Абдуллин И.Ш., Васильев И.И. (*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия*)  
[Исследование влияния очистки плазмой ВЧ емкостного разряда на характеристики режущих инструментов из нетеплостойких сталей.](#)
28. Абдуллин И.Ш., Нуруллина Г.Н., Азанова А.А. (*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия*)  
[О возможности применения неравновесной низкотемпературной плазмы в процессах крашения трикотажных полотен.](#)
29. Юсупалиев У., Шутеев С.А., Еленский В.Г., Юсупалиев П.У. (*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*)  
[Соотношение между энергией ионизации и тепловой энергией плазмы при многократной ее ионизации.](#)
30. [Юсупалиев У.](#), Шутеев С.А., Маслов А.К., \*[Винке Е.Э.](#), Еленский В.Г., Юсупалиев П.У. (*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, \*Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина, Москва, Россия*)  
[Анизотропия диффузии аэрозольных \(коллоидных\) частиц в закрученных потоках плазмы/газа \(жидкости\).](#)

31. Голятина Р.И., \*Коданова С.К., Майоров С.А., \*Рамазанов Т.С. (Институт общей физики РАН, Москва, Россия, \*Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан)  
[О дрейфе электронов в газе в пространственно неоднородном периодическом электрическом поле.](#)
32. Майоров С.А., \*Хомкин А.Л. (Институт общей физики РАН, Москва, Россия, \*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия)  
[О функциях распределения свободных и связанных электронов в равновесной кулоновской системе.](#)
33. Козлов И.П., \*Васильев И.С. (Центральный научно-исследовательский институт машиностроения Роскосмоса, Королёв, Россия, \*Московский государственный университет леса, Мытищи, Московская обл., Россия)  
[Аномальное взаимодействие электромагнитного излучения с холодной плазмой.](#)

## Секция "Физические основы плазменных и лучевых технологий"

Председатель - [Александров](#) Андрей Федорович

### ТУ-1 (Среда 13 февраля, вечер)

1. [Медведев А.Э.](#), Грачёв Г.Н. (Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия)  
[Получение потока ионов лазерной плазмы в СВЧ резонаторе.](#)
2. Урюпин С.А., \*Фролов А.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, \*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия)  
[Генерация терагерцового излучения при лазерном воздействии на плотную горячую плазму.](#)
3. \*Бардаков В.М., [Строкин Н.А.](#) (НИ Иркутский государственный технический университет, Иркутск, Россия, \*Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия)  
[К вопросу о реализации плазмооптической масс-сепарации.](#)
4. [Кандауров И.В.](#), Авроров А.П., Астрелин В.Т., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Быков П.В., Деревянкин Г.Е., Иванов И.А., \*Карпов И.Е., \*Куркуचेков В.В., Меклер К.И., Полосаткин С.В., Ровенских А.Ф., Трунев Ю.А., Яровой В.А. (Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, \*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия)

Источник мощного длинноимпульсного электронного пучка с плазменным эмиттером для инъекции в линейные плазменные системы.

5. Ульянов Д.К., Лоза О.Т., \*Баранов Р.В., \*\* Андреев С.Е. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Москва, Россия, \*Российский университет дружбы народов, Москва, Россия, \*\*Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия)  
Управление спектром плазменного СВЧ-генератора в частотно-периодическом режиме.
6. Ернылева С.Е., Литвин В.О., Лоза О.Т. (Российский университет дружбы народов, Москва, Россия)  
Источник мощных СВЧ-импульсов наносекундной длительности с непрерывной перестройкой частоты излучения.
7. Лукьянчиков Г.С., Хазиев Т.Р. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)  
Создание воздушных потоков электрическим полем с использованием электрически заряженных микрокапелек (ЭЗМ) (возможное направление в эволюции аэрокосмической техники).

**ТУ-2 (Четверг 14 февраля, вечер)**

1. Иванова И.П., \*Пискарев И.М., Трофимова С.В. (Нижегородская государственная медицинская академия, Нижний Новгород, Россия, \*НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия)  
Образование активных частиц при самостоятельном искровом разряде на воздухе.
2. Змиевская Г.И., Бондарева А.Л. (Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия)  
Изменение свойств бислоя "SiC/металл" в потоке  $\text{Xe}^{++}$ .
3. Попов Н.А. (НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия)  
Механизм интенсификации воспламенения горючих смесей импульсными сильноточными разрядами.
4. Косый И.А., \*Попов Н.А., \*\*Филимонова Е.А. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, \*НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва, Россия, \*\*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия)  
Механизм хеми-ионизации и причины возникновения голубого свечения при воспламенении метан-кислородной смеси.
5. Артемьев К.В., Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Косый И.А., Малых Н.И.†, Мисакян М.А., \*Попов Н.А., Тарасова Н.М., \*\*Филимонова Е.А. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, \*НИИ Ядерной физики им. Д.В.

Скобельцина при МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, \*\* Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия)

[Неравновесная плазма, сопровождающая горение метан-кислородной смеси в замкнутом объёме.](#)

6. [Смоланов Н.А., Панькин Н.А., Батин В.В., Павкин Е.П. \(Мордовский государственный университет имени Н.П.Огарева, Саранск, Россия\)](#)

[Структура и некоторые свойства пылевых частиц из плазмы дугового разряда.](#)

7. [Бородаев И.А., Желтухин В.С. \(Казанский \(Приволжский\) Федеральный университет, Казань, Россия\)](#)

[Математическая модель взаимодействия плазмы ВЧИ разряда пониженного давления с наночастицами серебра.](#)

[Желтухин В.С., Бородаев И.А., \\* Джанбекова Л.Р. \(Казанский \(Приволжский\) Федеральный университет, Казань, Россия, \\*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия\)](#)

[Математическая модель взаимодействия ВЧЕ плазмы пониженного давления с неткаными материалами.](#)

### ТС-1 (Вторник 12 февраля, вечер)

1. [Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х., Арсланбеков М.А. \(Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия\)](#)

[Спектральные характеристики искрового разряда в аргоне во внешнем магнитном поле.](#)

2. [Аль-Харетхи Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А. \(Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия\)](#)

[Спектральные характеристики искрового разряда в магнитном поле.](#)

3. [Кузелев М.В., Хапаева Е.А. \(МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия\)](#)

[Электромагнитные волны коаксиального плазменного анизотропного волновода.](#)

4. [Герман В.О., Глинов А.П., Головин А.П., Козлов П.В., Любимов Г.А. \(НИИ механики МГУ, Москва, Россия\)](#)

[О некоторых возможностях исследования процессов в дуговом разряде с помощью регистрации изображений в инфракрасном диапазоне длин волн.](#)

5. [Мустафаев А.С., Цыганов А.Б. \(Национальный минерально-сырьевой университет "Горный", Санкт-Петербург, Россия\)](#)



Спектры энергии электронов при определении ксенона в микроплазменном детекторе CES с гелиевым буфером.

6. Красовицкий В.Б., \*Туриков В.А. (Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, \*Российский университет дружбы народов, Москва, Россия)  
Компенсация объемного заряда ионного сгустка при прохождении через плазменный слой.
7. Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В. (Российский Университет Дружбы Народов, Москва, Россия)  
Анализ эффективности захвата, ускорения и удержания электронов плазмы при гиромагнитном авторезонансе.
8. Алексеев А.И., Бычков В.Л., Черников В.А. (Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия)  
Влияние продольного электрического поля на стабилизацию воспламенения скоростной воздушно-пропановой смеси.
9. Егоров Ю.М., Бауров А.Ю., Ли Дачуань, Улитин Е.А., Черников В.А. (Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия)  
Маломощный СВЧ разряд в высокоскоростных потоках воздуха и воздушно-пропановой смеси.
10. Архипов Н.О., Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Наумов Д.С., Остапенко И.Ю. (Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия)  
Высокоскоростная регистрация излучения при формировании импульсного объемного разряда.
11. Вагин К.Ю., Урюпин С.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Отражение излучения неустойчивой плазмой.
12. Гришков В.Е., Урюпин С.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
О генерации квазистационарного магнитного поля при воздействии короткого лазерного импульса на плазму.
13. Гришков В.Е., Урюпин С.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Вейбелевская неустойчивость в поле лазерного импульса.
14. Хлюстова А.В., Субботкина И.Н. (Институт химии растворов РАН им. Г.А. Крестова, Иваново, Россия)  
Кинетика деструкции органических красителей под действием подводных разрядов.
15. Александров Н.Л., Киндышева С.В., Косарев И.Н., Пахомов А.И. (МФТИ, Долгопрудный, Россия)



Воспламенение ацетилена под действием высоковольтного наносекундного разряда.

16. Двинин С.А., Михеев В.В. (Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия)  
Пространственная структура ВЧ поля в емкостном разряде низкого давления.
17. <sup>1</sup>Ризаханов Р.Н., <sup>1</sup>Бармин А.А., <sup>1,2</sup>Рудштейн Р.И. (<sup>1</sup>ГНЦ ФГУП "Центр Келдыша", Москва, Россия, <sup>2</sup>Московский государственный институт электроники и математики НИУ ВШЭ, Москва, Россия)  
Аналитическая оценка локальных параметров концентрированного потока энергии в плотной газовой среде.
18. Алхимова М.А., Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И., Савелов А.С. (Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия)  
Влияние электродной системы на излучательные характеристики вакуумной искры.
19. Камруков А.С., Козлов Н.П., Новиков Д.О., Ялович М.С. (НИИ энергетического машиностроения МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия)  
Фотоокислительная деструкция ЭДГА в водных растворах импульсным УФ излучением сплошного спектра.
20. Минаев И.М., Рухадзе А.А., Кузьмин Г.П., Коновалов В.Н. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)  
Роль поверхностных волн при ВЧ пробое газа в цилиндрических каналах.
21. \*Коновалов В.Н., Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Тихоневич О.В. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, \*Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики Москва, Россия)  
Оптический способ исследования ВЧ разряда в газе пониженного давления.
22. Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., Неклюдова П.А., Павлов В.Б., \*Тараканов В.П. (Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, \*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, Москва, Россия)  
Математическое моделирование индуктивного ВЧ разряда низкого давления с помощью программы KARAT.
23. Александров А.Ф., Вавилин К.В., Козлов Г.П., Кралькина Е.А., Неклюдова П.А., Никонов А.М., Павлов В.Б. (Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия)  
Экспериментальное исследование параметров плазмы ВЧ индуктивного источника плазмы диаметром 46см.

24. Александров А.Ф., Кралькина Е.А., Петров А.К., Павлов В.Б. (*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*)  
[Зависимость энергии ионов от параметров разряда в ВЧ "геликонном" двигателе.](#)

ТС-2 (Пятница 15 февраля, утро)

1. Казеев М.Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С., Толстов Ю.С. (*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
[Магнитно-импульсная сварка плоских образцов.](#)
2. Казеев М.Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С., Толстов Ю.С. (*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
[Исследование взаимодействия мощного импульсного плазменного потока с поверхностью металлов и образования микро- и наноструктурных покрытий.](#)
3. <sup>1</sup>Скляр В.Ф., <sup>1,2</sup>Аржанников А.В., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>1,2</sup>Бурмасов В.С., <sup>1</sup>Вячеславов Л.Н., <sup>1</sup>Иванов И.А., <sup>1</sup>Кандауров И.В., <sup>2</sup>Кузнецов С.А., <sup>1</sup>Куркучев В.В., <sup>1</sup>Меклер К.И., <sup>1</sup>Полосаткин С.В., <sup>1</sup>Попов С.С., <sup>1,2</sup>Поступаев В.В., <sup>1</sup>Ровенских А.Ф., <sup>1</sup>Трунев Ю.А., <sup>2,4</sup>Тумм М.К.А. (*<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия, <sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия, <sup>4</sup>Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany*)  
[Генерация микроволнового излучения во время релаксации 100 кэВ электронного пучка в плазме на установке ГОЛ-3.](#)
4. Братцев А.Н., Кузнецов В.А., Кучина Ю.А., Лернер А.С., Попов В.Е., Субботин Д.И., Уфимцев А.А., Штенгель С.В. (*Институт Электрофизики и Электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия*)  
[Основные свойства шлака, полученного при воздушно-плазменной газификации древесных отходов.](#)
5. Кузнецов В.А., Кучина Ю.А., Лернер А.С., Попов В.Е., Субботин Д.И., Уфимцев А.А., Штенгель С.В. (*Институт Электрофизики и Электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия*)  
[Влияние воздушной плазмы в процессе газификации твердых отходов на содержания конденсирующихся органических веществ в синтез-газе.](#)
6. Андреев В.В., Васильева Л.А. (*Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова, Чебоксары, Россия*)

Вольт- амперные характеристики ячейки поверхностного барьерного разряда с электродами в виде однородной сетки.

7. Свешников В.К., Васильченко В.Г. (Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е. Евсевьева, Саранск, Россия)  
Диффузионный источник ионов натрия
8. Боровской А.М. (Институт Электрофизики и Электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия)  
Моделирование течения рабочего газа в цилиндрических каналах плазмотронов с газовыхревой стабилизацией электрической дуги.
9. \*Дудчик Н.В., Кириллов А.А., Павлова А.В., Сафронов Е.А., Симончик Л.В. (Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь, \*Республиканского научно-практического центра гигиены, Минск, Беларусь)  
Применение плазменной струи тлеющего разряда атмосферного давления на постоянном токе для инактивации *Staphylococcus aureus*.
10. Великодный В.Ю., Дыренков А.В., \*Попов В.В., \*Яновский Ю.Г. (Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия, \*Институт Прикладной Механики РАН, Москва, Россия)  
Характеристики разряда в горящей керосино-воздушной среде.
11. Великодный В.Ю., Дыренков А.В., Сон Э.Е. (Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия)  
Исследование электрофизических свойств разряда применительно к очистке сточных вод.
12. Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сметанин И.В., Устиновский Н.Н., Шутков А.В. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия)  
Филаментация субпикосекундных импульсов УФ излучения тераваттной мощности, генерируемых Ti:Sapphire/KrF лазерной системой ГАРПУН-МТВ.
13. Богачев Н.Н., \*Богданкевич И.Л., \*Гусейн-заде Н.Г., \*Тараканов В.П. (Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия, \*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)  
Моделирование ионизации плазменной вибраторной антенны.
14. Ульянов Д.К., \*Андреев С.Е. (Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, \*Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия)  
Обработка временных рядов СВЧ-сигналов, полученных на плазменном релятивистском СВЧ-генераторе.

15. Марков В.Г., Окулов А.А., Прохорович Д.Е., Садилкин А.Г., Щитов Н.Н. (*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия*)  
[Исследование эмиссионных характеристик ионных источников газонаполненных нейтронных трубок.](#)
16. Сахаров А.С., Иванов В.А., Кобышев М.Е. (*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*)  
[Мультипактор на поверхности диэлектрика при различных углах наклона электрического СВЧ-поля.](#)
17. Иванов В.А., Кобышев М.Е., \*Зимин А.М., \*Тройнов В.И., Летунов А.А., Камолова Т.И. (*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, \*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия*)  
[Измерение электронной температуры микроплазменных разрядов на поверхности титана по спектру оптического излучения.](#)
18. Горячев И.А., \*Закиров А.В., Левченко В.Д., Перепёлкина А.Ю. (*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, \*Московский физико-технический институт, Москва, Россия*)  
[Трёхмерное численное моделирование распространения плазменных поляритонов в волноводе.](#)
19. <sup>1</sup>Смирнов В.П., <sup>1,2</sup>Гавриков А.В., <sup>1,2</sup>Мурзов С.А., <sup>1</sup>Самохин А.А. (<sup>1</sup>*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Москва, Россия*)  
[Развитие метода плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива: моделирование буферной плазмы и пучка сепарируемого вещества.](#)
20. <sup>1</sup>Смирнов В.П., <sup>1,2</sup>Антонов Н.Н., <sup>1,2</sup>Ворона Н.А., <sup>1,2</sup>Гавриков А.В., <sup>1,2</sup>Жабин С.Н., <sup>1,2</sup>Мурзов С.А., <sup>1</sup>Самохин А.А. (<sup>1</sup>*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Москва, Россия*)  
[ВЧ-разряд для целей плазменной сепарации оят на примере установки "АРХИМЕД".](#)
21. <sup>1,2</sup>Пугачев Л.П., <sup>1,2</sup>Левашов П.Р., <sup>1,2</sup>Андреев Н.Е., <sup>1</sup>Баранов В.Е. (<sup>1</sup>*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Москва, Россия*)  
[PIC-моделирование ускорения ионов из тонких фольг под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов с круговой поляризацией в режиме давления излучения.](#)
22. Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Косый И.А., Мисакян М.А. (*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*)  
[Получение коллоидного раствора наночастиц углерода в спирте с помощью высоковольтного импульсного разряда.](#)
23. Вовченко Е.Д., Козловский К.И., Пономарев Д.Д., Шиканов А.Е., Цыбин А.С.† (*Национальный исследовательский ядерный*

университет "МИФИ", Москва, Россия)

[Разработка и исследование элементов импульсных нейтронных генераторов на основе лазерно-плазменного диода и триода.](#)

24. Голятина Р.И., Майоров С.А. (Институт общей физики РАН, Москва, Россия)

[Расчет характеристик дрейфа иона в газе с помощью I DRIFT кода.](#)

25. Жура Н.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева, РАН, Москва, Россия)

[К теории атома гелия.](#)

26. Жура Н.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева, РАН, Москва, Россия)

[К теории электрона.](#)

## Секция "Проект ИТЭР. Шаг в энергетику будущего"

Председатель - [Красильников](#) Анатолий Витальевич

### ЭУ-1 (Понедельник 11 февраля, вечер)

1. Drevon J.-M., Walsh M., Udintsev V., Maquet Ph., Pak S., Giacomini Th., Portales M., Proust M., Penot Ch., Levesy B., Martin J.-P. (ITER Organization, Cadarache, France)  
Diagnostic integration in ITER ports.
2. [Лешуков А.Ю.](#), Данилов И.В., Свириденко М.Н., Размеров А.В., Хомяков С.Э., Колганов В.Ю., Жмакин А.В., Поддубный И.И., Складнов К.С., Митин Д.А., Марачев А.В., Макаров С.В., Прашутин Е.В., Калинин Г.М., Иванов В.М., Максимов В.А. (Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежала, Москва, Россия, Москва, Россия)  
[Разработка, опытное изготовление и испытание опытных образцов несущих конструкций первой стенки и соединителей модулей blankets ИТЭР в 2012-2013 году. Итоги 2012 года. Состояние работ на настоящий момент.](#)
3. <sup>1</sup>Borodin D., <sup>1</sup>Kirschner A., <sup>1</sup>Brezinsek S., <sup>1,2</sup>Björkas C., <sup>3</sup>Stamp M.F., <sup>4</sup>Groth M., <sup>5</sup>Carpentier-Chouchana S., <sup>5</sup>Pitts R.A., <sup>5</sup>Lisgo S. and \*JET EFDA Contributors (<sup>1</sup>Institute of Energy and Climate Research - Plasma Physics, Forschungszentrum Jülich GmbH, Association EURATOM-FZJ, Trilateral Euregio Cluster, Jülich, Germany, <sup>2</sup>EURATOM-TEKES, Physics Dep., University of Helsinki, Helsinki, Finland, <sup>3</sup>EURATOM/CCFE Fusion Association, Culham Science Centre, Abingdon, UK, <sup>4</sup>Aalto University, EURATOM-Tekes, Espoo, Finland, <sup>5</sup>ITER Organization, CEA Cadarache Centre, Saint-Paul-Lez-Durance, France, \*See the Appendix of F. Romanelli et al., Proceedings of the 24th

IAEA Fusion Energy Conference 2012, San Diego, US)

[ERO predictive modelling for ITER component lifetime and benchmarking experiments for be erosion at JET.](#)

4. [Денисов Г.Г.](#), Литвак А.Г., \*Мясников В.Е., \*Тай Е.М., \*Соколов Е.В., \*\*Ильин В.И. (*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия, \*ЗАО НПП ГИКОМ, Нижний Новгород, Россия, \*\*Институт физики токамаков, Курчатовский институт, Москва, Россия*)  
[Разработка в России мегаваттных гиротронов для плазменных установок УТС.](#)
5. Семенов И.Б. (*"Проектный Центр ИТЭР", Москва, Россия*)  
[Управление плазмой в установке ИТЭР.](#)
6. [Вуколов К.Ю.](#), \*Звонков А.В., Алексеев А.Г., \*\*Амосов В.Н., \*\*\*Афанасьев В.И., Вершков В.А., \*Кашук Ю.А., Москаленко И.В., \*\*\*Мухин Е.Е., \*\*\*Петров С.Я., \*\*Тугаринов С.Н., \*\*\*Чугунов И.Н. (*НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, \*Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия, \*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Россия, \*\*\*Физико-технический институт РАН им. Иоффе, С.-Петербург, Россия*)  
[Разработка диагностик плазмы ИТЭР - статус и достижения.](#)
7. Мухин Е.Е., Толстяков С.Ю., Семенов В.В., Кочергин М.М., Курский Г.С., Раздобарин А.Г., Березуцкий А.А., Масюкевич С.В., Чернаков П.В., Букреев И.М. (*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия*)  
[\\*Физические аспекты применения диагностики томсоновского рассеяния плазмы в диверторе ИТЭР.](#)
8. [Будаев В.П.](#), \*Химченко Л.Н., \*\*Житлухин А.М., Мартыненко Ю.В., \*Сафронов В.М., Карпов А.В., \*\*Климов Н.С., \*\*Подковыров В.Л., \*\*\*Питтс Р.А. (*НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, \*Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия, \*\*ФГУП ГНЦ ТРИНИТИ, Троицк, Россия, \*\*\*ITER Organization, Route de Vinon sur Verdon, Saint Paul Lez Durance, France*)  
[Физические вопросы взаимодействия плазмы с вольфрамом в ИТЭР.](#)
9. [Алексеев А.Г.](#), Андреев Е.Н., Ахтырский С.В., Борисов А.А., Бельбас И.С., Вуколов Д.К., Вуколов К.Ю., Горшков А.В., Кукушкин А.Б., Рогов А.В., Медведев А.А., Мухаммедзянов Т.Р., Орловский И.И., Панов А.И., Тобенгауз А.М., Чупахин С.С. (*НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия*)  
[Разработка диагностики "Спектроскопия водородных линий" для ИТЭР - статус и достижения.](#)

1. Романников А.Н., \*Скородумов Б.А., \*Тарасова Е.Ю., Красильников А.В., \*\*Левеси Б., \*\*\*Серисьер Т., \*Кузьменко И.Ф., \*Котусов С.А., \*Румянцев Ю.Н., \*Аллин М. Н. (*Агентство ИТЭР, НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, \*ОАО "Криогенмаш", Московская обл., г. Балашиха, Россия, \*\*ITER Organization, Cadarache, Saint-Paul-Lez-Durance, France, \*\*\*CNIM Group, Z.I de Brégaillon La Seyne-sur-Mer, France*)  
[Стенды для испытания порт плавов ИТЭР - этап разработки систем и интерфейсов.](#)
2. Миронова Е.Ю., Марусов Н.Л., Портоне С.С., Семенов И.Б. (*"Проектный центр ИТЭР", Москва, Россия*)  
[Развитие системы управления ИТЭР в 2012 году.](#)
3. Рогова Е.С., Семенов И.Б. (*Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии "Росатом" "Проектный центр ИТЭР", Москва, Россия*)  
[Общая концепция системы INTERLOCK в проекте ITER.](#)
4. Химченко Л.Н., \*Жетлухин А.М., \*Климов Н.С., \*Подковыров В.Л., \*\*Куприянов И.Б., \*\*Николаев Г.Н., \*\*Базалеев Е.Н., Красильников А.В., Сафронов В.М., \*\*\*Будаев В.П., \*\*\*\*Мазуль И.В., \*\*\*\*Гиниатулин Р.Н. (*Частное учреждение ГК Росатом "Проектный центр ИТЭР", Москва, Россия, \*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицкий гор.округ, Москва, Россия, \*\*ВНИИНМ им. А.А. Бочвара, Москва, Россия, \*\*\*НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, \*\*\*\*НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С-Петербург, Россия*)  
[Эрозия бериллия при воздействии плазменных потоков, моделирующих ELM в ИТЕР.](#)
5. Гин Д.Б., Чугунов И.Н., Шевелев А.Е., Дойников Д.Н., Найденов В.О., Полуновский И.А., Хилькевич Е.М. (*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*)  
[Гамма спектрометрическая диагностика в составе анализаторов атомов перезарядки для ИТЕР.](#)
6. Афанасьев В.И., \*Гончаров П.Р., Миронов М.И., Несеневич В.Г., Петров М.П. (*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, \*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия*)  
[Изучение удержания термоядерных альфа-частиц по потокам нейтрализованных ионов отдачи.](#)
7. Хилькевич Е.М., Чугунов И.Н., Шевелев А.Е., Гин Д.Б., Дойников Д.Н., Найденов В.О., Полуновский И.А. (*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*)  
[Применение гамма спектрометрической диагностики для определения энергетического распределения высокоэнергичных ионов и электронов в плазме ИТЭР.](#)



8. Петров А.А., Петров В.Г. (ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ", Троицк, Москва, Россия)  
Времяпролётная рефрактометрия для ИТЭР - новые подходы к реализации методики.
9. Архипов Н.И., Карелов С.В., Позняк И.М., Сафронов В.М., Топорков Д.А. (Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва, Россия)  
Эрозия вольфрамовых защитных покрытий, обусловленная испарением материала в условиях, характерных для переходных процессов в ИТЭР.
10. Путрик А.Б., Климов Н.С., Барсук В.А., \*Беграмбеков Л.Б., \*Шигин П.А., Житлухин А.М., Подковыров В.Л. (Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Москва, Россия, \*Национальный исследовательский ядерный университет "Московский инженерно-физический институт", Москва, Россия)  
Продукты эрозии обращенных к плазме материалов ТЯР, образующиеся в экспериментах по имитации импульсных переходных плазменных процессов итэр на плазменном ускорителе КСПУ-Т.
11. Кукушкин А.Б., Лисица В.С., Кадомцев М.Б., Левашова М.Г., Неверов В.С., Шурыгин В.А., \*Котов В., \*\*Кукушкин А.С., \*\*Лисго С.В., Алексеев А.Г., Горшков А.В., Вуколов Д.К., Вуколов К.Ю., \*\*Вещев Е. (ИФТ НИЦ "Курчатовский Институт", Москва, Россия, \*Forschungszentrum Jülich GmbH, IEK-4-Plasma Physics, Jülich, Germany, \*\*ITER Organization, Saint Paul Lez Durance, France)  
Статус теоретических работ по Н- $\alpha$  спектроскопии высокого разрешения в ИТЭР.
12. Грашин С.А., Архипов И.И., Вуколов К.Ю., \*Климов Н.С., Станкевич В.Г., Свечников Н.Ю. (НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, \*ТРИНИТИ, Троицк, Москва, Россия)  
Характеристики углеводородных пленок, осажденных в условиях, моделирующих условия ИТЭР.
13. Кадомцев М.Б., Лисица В.С., Неверов В.С., В.А. Шурыгин В.А. (Институт физики токамаков НИЦ "Курчатовский Институт", Москва, Россия)  
Кинетика высвечивания атомов водорода в пристеночной плазме ИТЭР.
14. Кукушкин А.Б., Минашин П.В. (Институт физики токамаков НИЦ "Курчатовский Институт", Москва, Россия)  
Алгоритм самосогласованного расчета собственных ЭЦ потерь и кинетики ЭЦ нагрева и поддержания тока в токамаках-реакторах.
15. Неверов В.С., Кукушкин А.Б. (Институт физики токамаков НИЦ "Курчатовский Институт", Москва, Россия)  
Схема регистрации бальмеровских линий по раздвоенным хордам наблюдения и точность восстановления T/D отношения в



[пристеночной плазме ИТЭР.](#)

16. [Беляев А.С., Лянзберг Д.В., Пантелеев М.А., Гурьева Т.М. \(НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, Россия\)](#)  
[Неразрушающий контроль при изготовлении обращенных к плазме компонент ИТЭР.](#)
17. Кузнецов В.Е., Комаров А.О., [Рулёв Р.В.](#), Давыдов В.М., Рогов А.И., Кокоулин А.И., Володин А.В., Степанов Н.Б, Горбенко А.С., Пряников В.В., Овчинников И.Б. (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, Россия)  
[Статус стенда тепловых испытаний "ЦЕФЕЙ-М".](#)
18. Герваш А.А., [Глазунов Д.А.](#), Лянзберг Д.В., Мазуль И.В., Рулёв Р.В., Давыдов В.М. (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, Россия)  
[Экспериментальные работы в поддержку разработки конструкции панелей первой стенки ИТЭР.](#)
19. Кузнецов В.Е., Комаров А.О., Степанов Н.Б., Володин А.В., [Горбенко А.С.](#), Давыдов В.М., Рулёв Р.В., Рогов А.И., Кокоулин А.И., Пряников В.В., Овчинников И.Б. (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, Россия)  
[Стенд тепловых испытаний "IDTF".](#)
20. [Красильников В.А.](#), Амосов В.Н., Кащук Ю.А., Скопинцев Д.А. (Частное учреждение ГК Росатом "Проектный центр ИТЭР", Москва, Россия)  
[Проект спектрометра атомов перезарядки на базе алмазного детектора для токамака ИТЭР.](#)
21. Герваш А.А., Лабусов А.Н., Хохлов М.В. (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, Россия)  
[Оптимизация системы охлаждения несущей конструкции первой стенки особой формы на примере модуля 16ST.](#)
22. Цвентух М.М., Месяц Г.А., \*Баренгольц С.А. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, \*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия)  
[Влияние магнитного поля на иницирование и поддержание эктонных процессов в искровом и дуговом разряде.](#)

## **УСТАНОВКА УФЛ-2М, ПЕРВЫЕ ШАГИ ПО ЕЁ СОЗДАНИЮ**

С.А. Бельков, С.Г. Гаранин, Ю.В. Шагалкин

*Российский федеральный ядерный центр – ВНИИ экспериментальной физики, г. Саров  
Нижегородской обл., Россия, belkov@otd13.vniief.ru*

В 2012 году ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» начал работы по созданию новой мощной лазерной установки мегаджоульного уровня энергии УФЛ-2М. Данная установка аналогична установкам NIF (США) и LMJ (Франция) и представляет собой 192 канальный твердотельный лазер на неодимовом стекле. В отличие от этих установок, облучение термоядерных мишеней на установке УФЛ-2М будет происходить на второй гармонике (длина волны лазерного излучения 0,527 мкм), что позволит иметь энергию лазерного импульса в камере взаимодействия 2,8 МДж.

На первом этапе в её создании принимают участие 19 научных и промышленных организаций России. По мере развертывания работ по строительству установки кооперация будет расширяться. В докладе дается краткий обзор основных технических решений, закладываемых в конструкцию установки и здания для её размещения. Подводятся некоторые итоги первого года работ.

## ИЗОДИНАМИЧЕСКОЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОЕ РАВНОВЕСИЕ ОКОЛО МАГНИТНОЙ ОСИ

В.В. Арсенин

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия*  
*e-mail: [arsenin@nfi.kiae.ru](mailto:arsenin@nfi.kiae.ru)*

Ловушки с изодинамическими магнитными поверхностями, вдоль которых модуль магнитного поля постоянен, привлекают внимание тем, что магнитный дрейф частиц через такие поверхности отсутствует. Палумбо [1] установил, что существуют осесимметричные равновесия, в которых изодинамичны все магнитные поверхности в объеме плазменного тора. В этих конфигурациях не только полоидальное, но и тороидальное поле на магнитной оси должно обращаться в нуль.

В настоящей работе свойства изодинамической конфигурации в окрестности магнитной оси получены простым способом – путем разложения величин по параметру тороидальности с использованием ортогональных потоковых координат («обращенных переменных») [2, 3]. Показано, что тороидальное поле около магнитной оси составляет (в пренебрежении тороидальными поправками)  $1/\sqrt{2}$  от полоидального. Найдена форма сечения магнитных поверхностей (близка к круговой), вычислено смещение Шафранова.

Если величины  $dp/d\psi$ ,  $dF^2/d\psi$ , где  $\psi$  - потоковая координата,  $p(\psi)$  - давление плазмы,  $F(\psi)/r$  - тороидальное поле, постоянны с точностью  $\varepsilon$  до границы плазмы (в терминологии [4], случай квазиоднородного тока), полученное представление полей справедливо во всем торе с большим аспектным отношением  $\varepsilon^{-1}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках реализации ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2012 гг., частично поддержана грантом НШ-4361.2012.2 Президента РФ для поддержки ведущих научных школ.

### Литература

- [1]. Palumbo D. // Nuovo Cimento B. 1968. V.53. P.507.
- [2]. Вабищевич П.Н., Дегтярев Л.М., Фаворский А.П. // Физика плазмы. 1978. Т.4. С.995.
- [3]. Degtyarev L.M., Drozdov V.V. // Computer Physics Reports. 1985. V.2. P.341.
- [4]. Захаров Л.Е., Шафранов В.Д. Вопросы теории плазмы. Вып.11 / Под ред. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоиздат, 1982. С.118.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННОГО КОМПОНЕНТА ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ СО СМЕЩЕНИЕМ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, А.Д. Мельник, В.Б. Минаев, Ю.В. Петров, Ф.В. Чернышев

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,*  
[bakharev@mail.ioffe.ru](mailto:bakharev@mail.ioffe.ru)

Комплекс корпускулярной диагностики токамака Глобус-М состоит из двух анализаторов – 12-канального анализатора АКОРД-12 [1] и 24-канального анализатора АКОРД-24 – и их аппаратуры управления. Полная модернизация комплекса (изначально он состоял из одного анализатора АКОРД-12 и его аппаратуры управления) была завершена в 2012 году.

Модернизированный комплекс корпускулярной диагностики [2] был впервые использован в эксперименте по инжекционному нагреву в смещенном плазменном шнуре весной 2012 года. Смещение вдоль большого радиуса токамака на 1.5 см обеспечивается за счет увеличения вертикального магнитного поля, создаваемого катушками полоидального поля. Данные, полученные с помощью анализатора АКОРД-12, линия наблюдения которого направлена вдоль большого радиуса токамака, применялись для определения ионной температуры плазмы. Анализатор АКОРД-24, расположенный в тангенциальном направлении с прицельным параметром, равным прицельному параметру инжектора, применялся для измерения спектра атомов перезарядки, охватывающего диапазон от тепловых энергий до энергии инжекции.

Были сделаны две серии разрядов с дейтериевой плазмой: с инжекцией водородного и дейтериевого пучка. Ионная температура в разрядах со смещением достигает большей величины, чем в разрядах без смещения. Наблюдаемые расхождения спектров в области «торможения» (между пиками, соответствующими энергиям компонент пучка) свидетельствует о существовании механизма потери быстрых ионов, который сильнее проявляется в разрядах без смещения.

Расчеты показали, что основным каналом потерь мощности пучка являются орбитальные потери. Для водородного пучка они составляют 45% в режимах без смещения и 35% в режимах со смещением. Для дейтериевого пучка с 70% в режимах без смещения и 40% в режимах со смещением. Одним из возможных источников этих потерь может быть гофрировка магнитного поля на периферии плазменного шнура из-за дискретности катушек.

Работа выполнена с использованием оборудования на УСУ «Глобус-М» при финансовой поддержке Министерством образования и науки РФ (гос. контракт № 14.518.11.7004) и РФФИ (грант 11-02-01114-а), а также при поддержке гранта Правительства РФ согласно Постановлению № 220 по договору № 11.G34.31.0041 с Министерством образования и науки РФ.

### Литература

- [1]. Извозчиков А.Б., Петров С.Я. и др. ЖТФ. – 1992. – Т. 62. – С. 157.
- [2]. Бахарев Н.Н., Мельник А.Д. и др. НТВ СПбГПУ. «Физико-математические науки». – 2012. – Т. 4 (158).

## РАЗРАБОТКА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА СТИС-1

А.Г. Барсуков, А.И. Крылов, А.Ю. Маркелов,  
А.А. Панасенков, В.А. Смирнов, Г.Н. Тилинин

НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия, e-mail: [barsukov@nfi.kiae.ru](mailto:barsukov@nfi.kiae.ru)

В настоящее время ведется разработка и исследование на стенде ИРЕК экспериментального образца квазистационарного ионного источника СТИС-1. Источник СТИС-1 должен генерировать пучок ионов водорода мощностью свыше 2 МВт при энергии до 50 кэВ и длительности импульса десятки секунд. Актуальность создания стационарного ионного источника определяется необходимостью обеспечения стационарной безындукционной генерацией тока в плазме термоядерного источника нейтронов (ТИН) путем инжекции в плазменный шнур мощного потока быстрых атомов дейтерия. Инжекция может решить не только эту задачу, но и другую важную проблему ТИН – интенсификацию генерации нейтронов в D-T плазме (в ядерных реакциях пучок – плазменная мишень) при достаточно умеренных значениях температуры и концентрации плазмы.

Конструкция СТИС-1 разработана с использованием высоковольтного изоляторного узла (ВИУ) ионного источника ИВИС [1], применявшегося в инжекторах Т-15 и рассчитанного на длительность импульса 1 с. Проблема перехода к длинным импульсам состоит в обеспечении тепловых режимов и увеличении ресурса работы основных узлов источника. Это стационарная газоразрядная камера (ГРК), в которой выделяется мощность до 125 кВт, и многощелевая трехэлектродная ионно-оптическая система (ИОС) с принудительно охлаждаемыми медными электродами, обеспечивающая извлечение и формирование стационарного ионного пучка.

В докладе приводятся результаты разработки, описание конструкции СТИС-1 и результаты экспериментального исследования рабочих параметров источника на стенде ИРЕК при длительности импульса 1 - 5 с.

Результаты зондовых измерений на эмиссионной поверхности плазмы в ГРК показывают, что при токе разряда около 1.3 кА плотность ионного тока насыщения достигает  $0.3 \text{ А/см}^2$  при неоднородности  $\pm 10\%$  на площади  $12 \times 40 \text{ см}$  и в течение 5 с практически не изменяется.

Для электродов ИОС выбрана конфигурация с 24-мя профилированными щелями, между которыми располагаются каналы водяного охлаждения, вследствие чего толщина электродов увеличена до 6 мм. Проведены расчеты формирования ионного пучка в ячейке ИОС с учетом его объемного заряда. Предварительные измерения профиля пучка мощностью свыше 1 МВт из источника с модельными электродами (с периферийным охлаждением) позволяют оценить минимальный угол расходимости пучка на уровне  $\pm 1.5 \div 1.7$  градуса.

После отработки конструкции и оптимизации параметров головного образца серия таких источников должна использоваться в инжекторах модернизированной установке Т-15 (водородная модель ТИН-0).

Работа выполняется в рамках государственного контракта с Госкорпорацией Росатом.

### Литература.

- [1]. A.G. Barsukov, A.A. Panasenkov, G.N. Tilinin e.a. Neutral beam heating system for T-15. Plasma devices and Operations, 1992, Vol.1, p.277-288

## ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ ПРИ ЭЦ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ НА СТЕЛЛАТОРЕ Л-2М

Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Сахаров А.С., Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Харчев Н.К.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, [batanov@fpl.gpi.ru](mailto:batanov@fpl.gpi.ru)*

Эффект обратного рассеяния мощной волны мм диапазона при ЭЦ нагреве плазмы был зарегистрирован на стеллараторе LHD и Л-2М в работах [1...5]. В [3, 5] было сообщено о регистрации двух компонент в рассеянном назад сигнале ( $\theta=\pi$ ) быстроосциллирующей и квазистационарной.

В настоящей работе при ЭЦ нагреве плазмы на стеллараторе Л-2М на второй гармонике гирочастоты электронов при удельной мощности ЭЦ нагрева до  $1,5 \text{ МВт}\cdot\text{м}^{-3}$  были определены коэффициенты обратного рассеяния обеих компонент для необыкновенной волны, определена область, в которой возникает квазипостоянная компонента и построены Фурье спектры быстроосциллирующей компоненты. Был выполнен теоретический анализ отражения необыкновенной волны в области ЭЦ резонанса.

Показано, что значение коэффициентов обратного рассеяния как для быстроосциллирующей, так и для квазипостоянной компонент, порядка  $10^{-3}$ . Область рассеяния квазипостоянной компоненты лежит в центре плазменного шнура в области ЭЦ резонанса. Установлено, что Фурье-спектр состоит из отдельных широких спектральных полос, спектральная плотность которых и положение на шкале частот флуктуируют во времени.

В полноволновом, одномерном приближении рассчитана структура поля в области ЭЦ резонанса и величина коэффициента отражения. Установлено совпадение по порядку величин рассчитанного коэффициента отражения и коэффициента обратного рассеяния для квазипостоянной компоненты.

### Литература:

- [1]. Nikolay Kharchev, Kengi Tanaka, Shin Kabo et.al., Rev. Scientific Instr., 2008, V79, 10E721
- [2]. Nikolay K. Kharchev, German M. Batanov, Mikhail Berezhetskiy et.al., The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, 2011, N6, 2402142, pp1—3.
- [3]. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В. и др., XXXIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 6—10 февраля 2012 г., с 37.
- [4]. Батанов Г.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М. и др., XV Международная зимняя школа-семинар по электронике сверхвысоких частот и радиофизике, 6—11 февраля 2012, Саратов, с 87.
- [5]. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Коврижных Л.М. и др., Физика плазмы (в печати).

## СВЯЗЬ МЕЖДУ ВЕЛИЧИНОЙ ДИАМАГНИТНОГО ТОКА И ПАРАМЕТРАМИ ПЛАЗМЫ В МУЛЬТИПОЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

А.М. Бишаев, \*М.Б. Гавриков, И.С. Гордеев, М.В. Козинцева, Б.П. Копченков,  
\*В.В. Савельев, А.А. Сафронов, П.Г. Смирнов, \*\*П.П. Храмцов

*Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики" Москва, РФ, e-mail: [bishaev@mirea.ru](mailto:bishaev@mirea.ru)*

*\*Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша Российской академии наук, Москва, РФ, e-mail: [ssvvvv@rambler.ru](mailto:ssvvvv@rambler.ru)*

*\*\*Институт тепло – и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Белоруссия, e-mail: [iceret@list.ru](mailto:iceret@list.ru)*

В ловушке типа токамак [1] диамагнитный эффект измеряют датчиком магнитного потока, который охватывает тороидальный плазменный объем. Измеренное таким способом изменение величины тороидального магнитного потока позволяет оценить давление в плазме и при известной величине концентрации сделать оценку величины температуры. В мультипольных магнитных ловушках-галатях [2] тороидальное магнитное поле отсутствует, но для возникновения сил, удерживающих плазму, должен существовать тороидальный ток, обусловленный диамагнетизмом плазмы. Появление таких токов после инъекции плазменного сгустка в ловушку было экспериментально подтверждено в [3], где с помощью пояса Роговского (ПР) измерялся полный диамагнитный ток в плазме. Расчеты по уравнению Грэда-Шафранова равновесных конфигураций в мультипольных ловушках показывают, что в них существуют области, в которых диамагнитные токи направлены в противоположных направлениях. Таким образом, измеренный диамагнитный ток представляет собой алгебраическую сумму токов, текущих в разных направлениях. В данной работе показано, что, как и в других магнитных ловушках, при равновесии давление плазмы остается постоянным на магнитной поверхности. Кроме того, в мультипольных магнитных ловушках конфигурация вакуумного и равновесного поля мало отличаются друг от друга. Эти два факта позволили определить соотношения токов, протекающих в различных областях плазменного объема, и получить связь между измеряемой с помощью ПР величиной диамагнитного тока и давлением плазмы. Это позволило, как и в установках токамак, по магнитным измерениям определить параметры плазмы в ловушке.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.1291 и при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант №12-01-00071.

### Литература.

- [1]. В.С. Стрелков. Физические основы методов диагностики плазмы в токамаке. М: МИФИ. 2004
- [2]. Морозов А.И., Савельев В.В. // УФН. 1998. Т. 168. № 11. С. 1153-1194.
- [3]. А.М. Bishaev, А.И. Bugrova, М.В. Kozintseva, А.С. Lipatov, V.V. Savelyev, А.С. Sigov, I.A. Tarelkin, V.A. Terekhov, А.В. Desyatskov. // Problems of Atomic Science and Technology, 2011y., №1, Series: Plasma Physics (17), p. 20-22.



## СРЕДНЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М ПРИ ЭЦР НАГРЕВЕ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ГИРОЧАСТОТЫ ЭЛЕКТРОНОВ

Г.М. Батанов, В.Д. Борзосеков, Л.В. Колик, Д.В. Малахов, А.Е. Петров,  
А.А. Пшеничников, К.А. Сарксян, Н.Н. Скворцова, Н.К. Харчев

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, [tinborz@gmail.com](mailto:tinborz@gmail.com)*

В поисках физического механизма, отвечающего за аномальный перенос в современных тороидальных магнитных ловушках, исследованию коротковолновой турбулентности (с характерными масштабами порядка Ларморовского радиуса электрона) уделяется повышенное внимание (смотри обзорную работу [1]). Широко распространенным [2—5] методом изучения такой турбулентности является метод коллективного рассеяния микроволнового излучения на флуктуациях плотности плазмы, позволяющий проводить достаточно локализованные измерения в различных областях плазменного шнура.

Отличительной чертой диагностики рассеяния на коротковолновых флуктуациях плотности в стеллараторе Л-2М является использование того факта, что в излучении гиротронов, применяемых для электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева, присутствует вторая гармоника ( $\sim 10^{-5}$  от мощности на основной частоте) [2]. Излучение на второй гармонике обладает всеми необходимыми характеристиками (мощность, частота, ширина пучка и др.), требуемыми от источников микроволнового излучения в диагностиках по исследованию коротковолновой турбулентности. При помощи этой диагностики на стеллараторе Л-2М уже были получены результаты, свидетельствующие о влиянии мощности ЭЦР нагрева и положения секторного лимитера на характеристики коротковолновой турбулентности [6].

В данной работе мы постарались выявить характеристики коротковолновой турбулентности усредненные по целой серии разрядов, для определенных условий удержания плазмы в Л-2М (мощность ЭЦР нагрева, положение лимитера, смещение магнитной оси). Для этих целей был осуществлен перебор базы данных по экспериментам на Л-2М за довольно длительный период и тщательно отобраны серии разрядов для каждого из режимов удержания. Также было наложено дополнительное требование на близкое значение средней плотности ( $\langle N_e \rangle \approx 1.5 \dots 1.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) в разрядах в рамках изучаемого условия удержания. В ходе исследования были рассчитаны средние значения уровня турбулентности в области наибольшего градиента температуры электронов ( $r/a = 0.6 \dots 0.7$ ) и построены усредненные спектры для каждого отдельного режима. Было установлено, что в разрядах с мощностью ЭЦР нагрева 200 кВт по сравнению со 100 кВт уровень коротковолновой турбулентности выше примерно в 2 раза. При введении лимитера в периферийную область плазменного шнура ( $\Delta r/a = 0.2$ ) энергия флуктуаций плотности вырастает в 3..5 раз. Смещение магнитной оси ( $\Delta r/a = 0.2$ ) внутрь не вызывает изменения уровня флуктуаций плотности в пределах ошибок измерений.

### Литература:

- [1]. A.D. Gurchenko, E.Z. Gusakov. Plasma Phys. Control. Fusion 52 (2010), 124035 (13pp).
- [2]. Г.М. Батанов, Л.В. Колик, М.И. Петелин и др. Физика Плазмы, 2003, Т.29, №12, с.1099—1107.
- [3]. T.L. Rhodes, W.A. Peebles, J.C. DeBoo et al. Plasma Phys. Control. Fusion 49 (2007), B183—B193.
- [4]. E. Mazzucato, R.E. Bell, S. Ethier et al. Nucl. Fusion 49 (2009), 055001 (9pp).
- [5]. A.D. Gurchenko, E.Z. Gusakov, A.B. Altukhov et al. Nucl. Fusion 47 (2007), 245—250.
- [6]. N.N. Skvortsova, D.K. Akulina, G.M. Batanov et al. Plasma Phys. Control. Fusion 52 (2010), 055008 (11pp).



## НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПРИМЕНЕНИЯ АДАПТИВНОГО ФАЗОКОНТРАСТНОГО МЕТОДА С НЕЛИНЕЙНЫМИ ФИЛЬТРАМИ

Бубис Е.Л., \*Гусев С.А., Кожеватов И.Е., Степанов А.Н.

ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия, [bel@appl.sci-nnov.ru](mailto:bel@appl.sci-nnov.ru)

\*ИФМ РАН, Нижний Новгород, России, [gusev@ipm.sci-nnov.ru](mailto:gusev@ipm.sci-nnov.ru)

Фазоконтрастный метод широко используется для визуализации (детектирования) неоднородностей среды [1,2]. В работе рассмотрены некоторые вопросы применения фазоконтрастного метода с нелинейными фильтрами Цернике [3-8] при детектировании звуковых волн, регистрации слабого поглощения среды и измерениях параметров плазмы, в том числе, лазерной.

В эксперименте [8] применялась однолинзовая схема формирования изображения с поглощающей ячейкой (фототермическим фильтром), расположенным в фокальной плоскости объектива [10]. Акустическая волна создавалась в воде пьезоэлектрическим излучателем, запитываемым от кварцевого генератора. Отраженная волна образовывалась при отражении прямой волны от стеклянной пластинки, установленной почти нормально, по отношению к падающей. Визуализированное изображение регистрировалось ПЗС-камерой в плоскости изображения ультразвукового слоя. Отметим, что представленный метод работоспособен и, по-видимому, может быть использован, в том числе, и для визуализации низкочастотного ультразвука, где использование классических методов, вследствие близости порядков дифракции в Фурье-плоскости, затруднено. В работе также представлены результаты исследований по визуализации флуктуаций плотности жидкости данным методом. Использование звуковых волн в системах калибровки в плазменных измерениях описаны в [2, 9].

В докладе рассмотрена возможность использования нелинейного фазоконтрастного метода для диагностики концентрации электронов лазерной плазмы, возникающей при филаментации интенсивного фемтосекундного лазерного излучения в атмосфере. В этом случае фазовым объектом является лазерная плазма, а нелинейный фазовый набег в диагностическом фемтосекундном лазерном импульсе будет достигнут за счет быстрой керровской нелинейности воздуха.

### Литература.

- [1]. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.- Наука, 1973.
- [2]. Давыденко В.И., Иванов А.А., Вайсен Г. Экспериментальные методы диагностики плазмы. Лекции, Часть 1.-Новосибирск, НГУ, 1999.
- [3]. Воронцов М.А., Корябин М.А., Шмальгаузен В.И. Управляемые оптические системы. М.Наука,1988.
- [4]. Чернега Н.В., Бреховских Г.Л., Кудрявцева А.Д. и др. Квант.электр. 1989, т.16, с.2530.
- [5]. Бубис Е.Л., Гусев С.А., Кожеватов И.Е. и др. Прикладная физика, №5, с.16-19, (2012).
- [6]. Бубис Е.Л. Квант. электр. Т.41, №6, 568-570 (2011).
- [7]. Бубис Е.Л., Матвеев А.З. Квант. электр. Т.42, №4, 361-366 (2012).
- [8]. Бубис Е.Л., Гусев С.А., Кожеватов И.Е. и др. ПТЭ, №5, с.88-89.
- [9]. Lin L., Porkolab M., Edlund E.M. et al. Physics of plasmas 16, 012502 (2009).
- [10]. Treviño-Palacios C.G., Iturbe-Castillo M.D., Sánchez-de-la-Llave et al. Appl.Opt., 42, 5091 (2003).

## АЛЬФВЕНОВСКАЯ ИОННО-ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ЛОВУШКЕ С ПРОТОЧНОЙ СЛАБОСТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМОЙ

Ю.А. Цидулко, И.С. Черноштанов

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия,  
[cherivn@ngs.ru](mailto:cherivn@ngs.ru)*

В экспериментах на многопробочной ловушке ГОЛ-3 на стадии продольного расширения плазмы наблюдается аномальное бесстолкновительное рассеяние ионов, частота которого во много раз превышает частоту классических ион-ионных столкновений [1]. Аномальное рассеяние усиливает обмен между пролетными и запертыми в пробкотронах частицами, значительно уменьшая скорость продольных потерь из ловушки. Дополнительный вклад в рассеяние ионов может давать развитие альфвеновской ионно-циклотронной (АИС) неустойчивости [2]. В настоящей работе, в рамках простой модели исследуется возможность развития АИС неустойчивости в пробкотроне, через который протекает слабостолкновительная плазма, при характерных параметрах установки ГОЛ-3.

Развитие АИС неустойчивости вызывается инверсной заселенностью траекторий резонансных ионов, продольная скорость которых удовлетворяет условию циклотронного резонанса  $V_{||res} = (\omega - \Omega_{ci}) / k_{||}$  [3], где  $\omega$  и  $k_{||}$  есть частота и продольный волновой вектор возмущения. Поскольку через ловушку протекает плазма, конус потерь при  $V_{||} < 0$  обеднен частицами, а при  $V_{||} > 0$  – обогащен. На границе обедненного конуса потерь существует инверсная заселенность. Суммарный вклад от всех резонансных частиц оказывается дестабилизирующим лишь для резонансных ионов с продольной скоростью порядка тепловой  $V_{||res} \sim -V_T$ , откуда следует простая оценка, связывающая параметры волны и плазмы. Вклад нерезонансных ионов в дисперсионное соотношение для возмущений может быть оценен аналогично вкладу холодной плазмы, что приводит к грубым оценкам  $\omega \sim k_{||} V_A$  и  $\Omega_{ci} / \omega - 1 \sim V_T / V_A$ . Эти соотношения аналогичны оценкам для бимаксвелловской плазмы [3, 4] и плазмы с плещущимися ионами [5, 6]. Знак групповой скорости показывает, что возбужденная волна распространяется в направлении течения плазмы. Основными стабилизирующими факторами являются рассеяние (столкновительное или аномальное) ионов, сглаживающее функцию распределения на границе конуса потерь, и продольная неоднородность.

Для нахождения границы устойчивости использовались анализ границы абсолютной неустойчивости, оценка Перлштейн-Берка сдвига частоты в неоднородной плазме и построение WKВ решений по продольной координате [4]. Представленная теория позволяет находить параметры неустойчивого возмущения, границу неустойчивости и оценивать частоту бесстолкновительного рассеяния при заданных параметрах плазмы и пробкотрона. Результаты расчетов в рамках рассматриваемой модели показывают возможность развития АИС неустойчивости при параметрах экспериментов на ГОЛ-3.

### Литература

- [1]. Burdakov A.V., et al., Fusion Science and Technology, 2011, v. 59, № 1Т, p. 9
- [2]. Drake R.P., et al., Nucl. Fusion, 1981, v. 21, № 3, p. 359
- [3]. Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д., ЖЭТФ, 1960, вып. 1(7), т. 39, с. 181
- [4]. Watson D.C., Phys. Fluids, 1980, v. 23, № 12, p. 2485
- [5]. Smith G.R., Phys. Fluids, 1984, v. 27(6), p. 1499
- [6]. Chernoshtanov I.S., Tsidulko Yu.A., Open System 2012, Fusion Science and Technology, submitted for publication.

## ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ПЛАЗМЫ В ТЕРМОЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ С РЕАКЦИЕЙ ПРОТОН-БОР-11

А.Ю. Чирков, И.Д. Танненберг

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, [alexreich@mail.ru](mailto:alexreich@mail.ru)

Термоядерная реакция протонов с ядрами изотопа бор-11 ( $p-^{11}\text{B}$ ) является наиболее перспективной среди всех реакций, позволяющих организовать полностью безнейтронный цикл производства энергии в термоядерном реакторе. Уровень радиоактивности, связанной с сопутствующими и вторичными реакциями пренебрежимо мал, в то время, как для D-T-топлива 80 % термоядерной мощности выделяется в нейтронах и ~ 5 % – для низкорadioактивного D- $^3\text{He}$ -топлива. Реакция D- $^3\text{He}$  является безнейтронной, но нейтроны рождаются в результате сопутствующей D-D-реакции и вторичной реакции трития с дейтерием. С технической точки зрения, отсутствие нейтронов в реакторе на смеси  $p-^{11}\text{B}$  крайне привлекательно, так как снимает серьезную проблему первой стенки. Но, из-за относительно низкой скорости реакции  $p-^{11}\text{B}$  [1] невозможно ее эффективное использование в реакторе с низким  $\beta$  ( $\beta$  – отношение давления плазмы к давлению магнитного поля). Практически необходимо  $\beta \approx 1$ , что выполняется для обращенной магнитной конфигурации (FRC), а также может быть получено в открытых ловушках. Серьезное физическое ограничение эффективности реакции  $p-^{11}\text{B}$  связано с потерями на тормозное излучение, мощность которого сравнима с термоядерной мощностью или превышает ее [2, 3]. При рабочих температурах  $T > 100\text{--}200$  кэВ излучающие электроны являются существенно релятивистскими [2, 4]. С учетом разности электронной и ионной температур, в чистой плазме (без примесей, включая продукты) максимальный коэффициент усиления  $Q \approx 5$  [5]. При учете содержания в плазме  $\alpha$ -частиц, – продуктов реакции, коэффициент усиления снижается до  $Q \approx 1$  [6]. Для достижения режима с  $Q \approx 10$  требуется повысить скорость реакции примерно в 2.5 раза. Один из возможных путей увеличения скорости реакции – использования поляризованных ядер. В этом случае сечение реакции  $p-^{11}\text{B}$  возрастает в 1.6 раза [7]. Другой способ, предлагаемый в проектах реакторов СВФР [8] и АЦЛ [9], – формирование относительного движения компонентов смеси  $p-^{11}\text{B}$ , что требует поддержания сильно неравновесного состояния. В настоящей работе предельная эффективность производства энергии в термоядерной смеси  $p-^{11}\text{B}$  рассматривается в рамках сегодняшних представлений о процессах в термоядерной плазме. Рассматриваются как схемы с максвелловской плазмой, так и схемы с пучками. В оптимальных режимах  $Q \sim 5$ . Анализ требований к системам удержания с  $\beta \sim 1$ , показал приемлемость параметров соответствующих реакторов. Главная проблема остается в поле физики процессов, которые могли бы способствовать увеличению скорости реакции, очистке плазмы от продуктов, более эффективному нагреву ионов и обеспечению условий горения с  $Q > 5$ .

### Литература

- [1]. Nevins W.M., Swain R. // Nucl. Fusion. 2000. V. 40. P. 865–872.
- [2]. Кукушкин А.Б., Коган В.И. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. С. 1264–1270.
- [3]. Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 253–260.
- [4]. Chirkov A.Yu. // ArXiv e-prints. 2010. arXiv:1005.3411v1. <http://arxiv.org/abs/1005.3411>.
- [5]. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. // ВАНТ. Термоядерный синтез. 2000. Вып. 3. С. 28–35.
- [6]. Чирков А.Ю. Альтернативные системы термоядерного синтеза. М., 2012.
- [7]. Дмитриев В.Ф. // Ядерная физика. 2006. Т. 69. № 9. С. 1496–1497.
- [8]. Rostoker N., Qerushi A., Binderbauer M. // J. Fusion Energy. 2003. V. 22. P. 83–92.
- [9]. Volosov V.I. // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. P. 820–828.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФФУЗИИ ПЛАЗМЫ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ГАЗОНАПУСКЕ НА ТОКАМАКЕ T-10

М.А. Борисов, В.А. Вершков, А.В. Данилов, Ю.Н. Днестровский,  
А.Ю. Днестровский, С.Е. Лысенко, С.В. Черкасов

*Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт», Институт  
физики токамаков, Москва, РФ, [danilov@nfi.kiae.ru](mailto:danilov@nfi.kiae.ru)*

Эксперименты с периодическим газонапуском являются мощным инструментом исследования диффузии плазмы [1]. Новая серия экспериментов, была проведена на T-10 в 2011 г. [2] на серии омических разрядов с тороидальным магнитным полем  $B_T=2.4$  Т, током  $I_p=200$  кА и плотностях  $1.7, 2.5$  и  $3.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , а также для плотности  $2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  с токами 130, 200 и 300 кА. Периодический напуск  $D_2$  осуществлялся через пьезоэлектрический клапан на стационарной стадии разряда с периодами  $T = 60$  и  $90$  ms.

Моделирование осуществлялось с помощью кода ASTRA. Попытка объяснить экспериментально полученные пространственные распределения амплитуд и фаз модуляции с помощью простой диффузионной модели с постоянными в пространстве и времени коэффициентами диффузии и пинчевыми скоростями потерпела неудачу в случае больших плотностей плазмы. Пришлось использовать сложную диффузионную модель с переменными в пространстве и времени коэффициентами. В то же время Транспортная Модель Канонических Профилей [3] с обычным набором постоянных коэффициентов продемонстрировала возможность объяснить экспериментально наблюдаемые фазы и амплитуды модуляции.

Моделирование периодического газонапуска осуществлялось с помощью однопроцентной модуляции притока холодных стеночных нейтралов и противофазной модуляции граничных значений электронной температуры и плотности плазмы. При этом обнаружилась сильная зависимость полученных амплитуд и фаз от отношения амплитуд модуляции электронной температуры и плотности на границе плазмы. А именно, расчетные профили амплитуды и фазы согласуются с экспериментальными, когда относительная модуляция температуры на границе примерно вдвое превышает модуляцию плотности. Следует отметить, что превышение возмущений температуры над возмущениями плотности наблюдалось также в эксперименте при рассматриваемых значениях средней плотности.

Работа поддержана Росатомом.

### Литература

- [1]. Vershkov V.A., Vasin N.L. Zhuravlev V.A., *Plasma Physics (in Russian)*, 1984, **10**, 1125
- [2]. Borisov M.A. et al., *38th EPS Conf. on Plasma Physics*, Strasburg 2011, 05.127
- [3]. Dnestrovskij Yu N, Connor J.W. Cherkasov S.V. et al, *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2007, **49**, 1477

## ПОВЕДЕНИЕ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ СКАЧКАХ МОЩНОСТИ НАГРЕВА. (ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ)

Данилкин И.С.

*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

Достаточно подробные данные по теме получены благодаря быстрым и точным диагностикам с высоким пространственно-временным разрешением, таким, например, как 18-ти канальный ЕСЕ-гетеродинный радиометр с временным разрешением в 15 мкс (на токамаке Т-10, Москва, Россия), или система Томсоновского рассеяния высокого разрешения (HRTS) с временным разрешением в 0,2 мс и пространственным разрешением менее 1 см (на токамаке TEXTOR, Юлих, Германия) [1,2]. Последняя из упомянутых диагностик способна выдать 40 профилей электронной температуры  $T_e(\mathbf{r})$ , и электронной плотности  $n_e(\mathbf{r})$  за 8 мс с точностью данных в 2 % - по  $T_e(\mathbf{r})$  и в 1 % - по  $n_e(\mathbf{r})$ . Эти диагностики позволили проводить измерения в пределах длительности фронтов импульса ЭЦН непосредственно в зонах поглощения вводимой в плазму мощности. При этом, ввиду краткости процессов, можно было принять  $n_e(\mathbf{r})$  независимым от времени и проводить измерения поглощения мощности по скачку производной  $dT_e/dt$ . Амплитуда вводимого в плазму импульса ЭЦН в опытах на обоих упомянутых токамаках составляла  $\delta P_{in} = 600$  кВт [1,2].

Полученные результаты показали, что регистрируемая быстрыми диагностиками «поглощаемая плазмой мощность» сразу после включения импульса нагрева составляла лишь  $(1/3)\delta P_{in} = 200$  кВт. Ситуация «восстанавливалась», и поглощаемая мощность достигала полных значений, совпадающих с показаниями обычных «медленных» диамагнитных измерений спустя  $(0,1-0,2)\tau_E$ , где  $\tau_E$  - время удержания энергии (т.е.  $\sim 10$  мс в Т-10 и  $\sim 25$  мс в TEXTOR'e). Возникающая разность в  $2/3\delta P_{in}$  на интервале  $(0,1-0,2)\tau_E$ , включающем фронт импульса ЭЦН (длительностью  $\tau_f$ ), получила название «потерянной мощности» [1].

Существеннейшим моментом наблюдавшегося процесса, не нашедшем, к сожалению, достаточного внимания некоторых интерпретаторов, явилась его краткость (с длительностью активной фазы, соизмеримой с длительностью фронта импульса нагрева  $\tau_f$ ), что при оценке вовлеченной в процесс энергии дает величину всего лишь порядка  $\beta W_p$  или менее (здесь  $W_p$  – энергия, запасенная в плазме,  $\beta = 8\pi p / B^2$ ). Игнорирование данного факта привело, например, авторов «баллистического скачка» [1] к выбору не самого подходящего, очень медленного механизма реакции плазмы на скачок мощности ЭЦН, потребовавшего очень большой амплитуды отклика для согласования «теории» с экспериментом. Мало того, то же явилось причиной довольно курьёзного вывода в работе другого автора [3], который сначала учел возможный быстрый эффект взаимодействия плазмы с магнитным полем, но выбросил его вклад в окончательной оценке и выводах как эффект малого порядка. В итоге, наиболее точной в описании поведения плазмы при скачке импульса ЭЦН оказалась «ретромодель» с реакцией плазмы в рамках «принципа Ле-Шателье» предвосхитившая возможность «потери» мощности ещё в 1998 году [4].

### Литература

- [1]. Andreev V.F., Dnestrovskij Yu.N., Osipenko M.V. et al., Plasma Phys. Contr. Fusion, (2004), v.46, p.315
- [2]. M.Yu. Kantor, G. Bertschinger, P. Bohm, et al., 36 th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, June 29 – July 3, 2009 TCF Vol.33E, P-1.184 (2009)
- [3]. Пустовитов В.Д., Физика Плазмы, 2011, т.37, №2, С.120
- [4]. Данилкин И.С., Физика Плазмы, 1998, т.24, №9, С.857

## ИМПУЛЬСНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ПУШКА ДЛЯ МАГНИТНО-ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ WB-8

П.П. Дейчули, В.П. Белов, А.С. Донин, А.Г. Абдрашитов, Н.В. Ступишин

*Институт ядерной физики, Новосибирск, Россия, e-mail: [pdeichuli@yandex.ru](mailto:pdeichuli@yandex.ru)*

Для заполнения плазмой магнитно-электростатической ловушки WB-8 используется инжекция плотной плазменной струи через магнитную пробку ловушки. Струя водородной плазмы с начальным диаметром 1.5 см, током 150 эквивалентных ампер и длительностью 10 мс создается дуговым генератором с холодным катодом, изготовленным в ИЯФ СО РАН им. Будкера. Разряд с током до 1 кА горит в канале длиной ~ 4 см и диаметром ~1 см сформированном набором тонких диафрагм, расположенных между молибденовым катодом в виде полого стакана и анодным электродом, через отверстие в котором вытекает струя плазмы. Разряд горит в продольном магнитном поле до 1 кГс при подаче газа (водорода) в катодную полость и в прианодную область разряда [1].

Отличия данной конструкции плазменной пушки от серии дуговых генераторов, разработанных в ИЯФ им Будкера [2], связаны с необходимостью размещения пушки полностью в вакуумной камере, в связи с чем все элементы (импульсные газовые затворы, катушка магнитного поля) в вакуумном исполнении. Другая отличительная особенность конструкции связана с требованием минимизации искажений магнитных полей ловушки и отказа от ферромагнитных элементов, традиционно обеспечивающих благоприятное распределение магнитного поля в разрядном канале.

В данной работе приведены результаты тестовых экспериментов с инжекцией плазменной струи в пробочную геометрию поля ловушки.

### Литература

- [1]. Димов Г.И., Кононенко Ю.Г., Савченко О.Я., Шамовский В.Г. // “Получение интенсивных пучков ионов водорода”. ЖТФ, 1968, т. 38, в. 6, стр. 997-1004.
- [2]. P. P. Deichuli, A. A. Ivanov, and N. V. Stupishin. // “Long-pulse arc-discharge plasma source with cold cathode for diagnostic neutral beam injector”. Review of scientific instruments 79, 02C106, 2008.



## МОЩНЫЙ АТОМАРНЫЙ ИНЖЕКТОР С ИСТОЧНИКОМ ПЛАЗМЫ НА БАЗЕ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА

П.П. Дейчули, В.П. Белов, А.А. Иванов, В.В. Колмогоров, В.В. Мишагин,  
А.В. Сорокин, Н.В. Ступишин

*Институт ядерной физики, Новосибирск, Россия, [pdeichuli@yandex.ru](mailto:pdeichuli@yandex.ru)*

Два мощных нагревных инжектора на основе распределенного дугового разряда спроектированы и изготовлены в Институте ядерной физики им. Будкера СО РАН для нагрева плазмы в установках с магнитным удержанием плазмы. Пучок формируется ускоряющей ионно-оптической системой из трех сферических электродов - сеток изготовленных из меди, с эмиссионным диаметром 250 мм и толщиной до 3 мм. Элементарные ячейки образованы соосными отверстиями диаметром 3 мм в плазменном электроде и 2 мм в остальных. Прозрачность плазменного электрода составляет 40%. Оптимальная плотность тока для такой ячейки составляет 370 мА/см<sup>2</sup>. Основные параметры инжектора приведены в таблице:

| Параметр                        | Величина    |
|---------------------------------|-------------|
| Рабочий газ                     | H/D         |
| Полная энергия                  | 17 ÷ 23 кэВ |
| Ток ионного пучка               | До 55 А     |
| Мощность в нейтралах при 20 кэВ | 700 кВт     |
| Длительность импульса           | 5 мс        |
| Доля частиц с полной энергией   | ≥ 80 %      |
| Угловая расходимость            | ≤ 0.02 рад. |
| Фокусное расстояние             | 180 см      |

Для получения высокой доли ~ 80% частиц с полной энергией применен дуговой разряд с холодным катодом. Чтобы существенно увеличить поток плазмы на поверхность эмиттера, использован режим горения дугового разряда с распределенным анодом. В таком режиме большая часть тока дугового разряда замыкается на стенки расширительной камеры источника плазмы, где происходит ее эффективная генерация.

В состав инжекционного комплекса входит система питания и управления. В вакуумной камере инжектора размещены отклоняющий магнит на постоянных магнитах для сепарации не перезарядившейся части пучка, а также выдвигной калориметр-поглотитель пучка.

## **ЭФФЕКТ УХОДА БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В УШИРЕНИИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ**

А.Ю. Днестровский

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, РФ,  
[dnestrov0@gmail.com](mailto:dnestrov0@gmail.com)*

В данной работе рассматриваются некоторые особенности определения ионной температуры по спектру свечения нейтралов и ионов примеси при перезарядке на нейтральном пучке. Экспериментальные измерения на установке T-10 показывают значения ионной температуры, полученной по уширению линии D-альфа активного сигнала, меньшие, чем по уширению линии углерода в центральной области плазмы [1].

В работе проводится расчет формы линии D-альфа с помощью Монте Карло кода FIDA для режима T-10 [2]. Проанализированы различные эффекты, влияющие на значение ионной температуры: (1) хорда наблюдения собирает сигнал, включающий свечение гало от нейтрального пучка, из широкой зоны плазмы с неоднородной температурой; (2) зависимость сечений столкновений при перезарядке на пучке и возбуждении от температуры электронов плазмы; (3) эффект потерь быстрых частиц до момента высвечивания из зоны хорды наблюдения. Рассматриваются частицы, имеющие 1-2 тепловые скорости. Показано, что эффект (3) приводит к занижению ионной температуры при её измерении по линии D-альфа на 10-15% в условиях T-10. Проведены оценки вида функции распределения нейтралов перезарядки в области пучка.

### **Литература**

- [1]. Klyuchnikov L.A. et al., Measurements of ion temperature of plasma via CXRS at T-10, 39th EPS Conference & 16th Int. Congress on Plasma Physics (2012), P1.090
- [2]. Heidbrink W., Commun. Comput. Phys. Vol. 10, (2011) No. 3, pp. 716-741



## ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СРЫВОВ РАЗРЯДА НА ТОКАМАКЕ T-10

М.М. Дремин, А.Я. Кислов, Г.Е. Ноткин, Р.Р. Хайрутдинов

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ, [dremin@nfi.kiae.ru](mailto:dremin@nfi.kiae.ru)

На токамаке T-10 проводились эксперименты по исследованию влияния напуска благородных газов на динамику развития срыва разряда. Срывы разряда вызывались разными способами – наращиванием плотности плазмы до предельной и/или инжекцией дейтериевой или примесной (углеродной) макрочастицы. Инжекция благородных газов (гелия, аргона или ксенона) проводилась как в стационарной стадии для инициации срыва разряда, так и во время спада тока [1]. Основное внимание в них уделялось проверке возможности инициации МГД-возмущений (вторичных срывов) во время спада тока и исследованию возможности развития и подавления пучков ускоренных электронов (УЭ) в фазе спада тока. Отмечено, что параметры плазмы в этой фазе известны недостаточно хорошо, что не позволяло делать обоснованные теоретические оценки для выяснения работоспособности предложенных ранее способов подавления пучков УЭ. Поэтому одна из целей экспериментов на токамаке T-10 заключалась в определении основных параметров плазмы на фазе спада тока. Их оценки были произведены только на основании спектроскопических измерений, поскольку, как отмечалось в [1], другие диагностики по разным причинам на этой стадии срыва дают недостоверные результаты.

Справедливость спектроскопических оценок можно, в принципе, подтвердить путем анализа зарегистрированного поведения срыва с данными численных расчетов этого поведения, сделанных на основании экспериментальных оценок параметров плазмы. Приведены предварительные результаты моделирования с помощью плазмозфизического кода ДИНА [2] эволюции параметров плазмы в токамаке T-10 в процессе большого срыва, инициированного путем превышения предела по плотности. Использовалась версия кода ДИНА, включающая в себя равновесие плазмы с фиксированной границей, уравнение диффузии полоидального магнитного потока и модуль расчета тока ускоренных электронов, в котором реализованы механизмы драйсеровского и лавинного механизмов ускорения электронов в предположении затравочного тока на уровне 1 А. Предполагался спитцеровский механизм диффузии плазменного тока. Профили и величины плотности и температуры плазмы, а также ее эффективного заряда  $Z_{eff}$  после теплового срыва считались предписанными и постоянными во времени. Отношение центральных величин плотности и температуры к их величинам на границы плазмы было принято равным 1,2, а профиль  $Z_{eff}$  предполагался плоским. Моделировались сценарии срыва как без генерации ускоренных электронов, так и с такой генерацией. В обоих случаях отмечено, что расчетное поведение плазменного тока достаточно близко к экспериментально наблюдаемому [1].

### Литература.

- [1]. М.М.Дремин и др., Вопросы атомной науки и техники, 2012, №4
- [2]. R.R. Khayrutdinov, V.E. Lukash. J. of Comp. Physics, 1993, v.109, No.2 p.193

## **ИНТЕРПРЕТАЦИЯ САМОСОГЛАСОВАННОСТИ ПРОФИЛЕЙ В ТОКАМАКЕ. “ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ” ПОДХОД**

**Дябилин К.С., Разумова К.А., \*Щепетов С.В.**

*НИИЦ "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия, [dykonstantin@yandex.ru](mailto:dykonstantin@yandex.ru)*

*\*Институт общей физики РАН, Москва, Россия,*

Интерпретация самосогласованных профилей давления и омического тока в токамаке проводится с применением подхода, характерного для описания термодинамического состояния сложных неравновесных систем. В рамках подхода вводится пространство вероятностей возможных распределений. При этом самосогласованный профиль (распределение) соответствует максимуму энтропии, понимаемой как меры численной оценки вероятностного состояния всей системы. В предположении электромагнитной природы механизма “самосогласования” профилей, при нахождении экстремумов функционала с максимально вероятным состоянием, учитывается магнитная энергия токов (диамагнитных равновесных токов, продольного омического). Для продольного и поперечного равновесного токов, исходя из нормировки, выбраны соответствующие функции распределения. Проведен анализ возможных решений для аддитивной статистики Больцмана и неаддитивной статистики Тсаллиса. По аналогии с характером поведения неравновесных систем, проведен схематичный анализ динамики плазмы в токамаке вблизи устойчивых локальных экстремумов энтропии, соответствующих равновесным самосогласованным профилям.

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ СИСТЕМНОГО АНАЛИЗА ПЛАЗМОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА

Голиков А.А., Кутеев Б.В., Понарин К.В.

НИЦ «Курчатовский институт», КЦЯТ, Институт Физики Токамаков, Москва, 123182, Россия, [golikov-andrej@yandex.ru](mailto:golikov-andrej@yandex.ru)

Оценка возможностей и перспектив развития управляемого термоядерного синтеза (УТС) требует проведения системного анализа проектируемых установок с учетом последних достижений в области физики плазмы и текущего состояния термоядерных технологий. Интерес к системному анализу термоядерных установок продолжает оставаться высоким, поскольку метод необходим для выбора концепций и параметров новых установок с реакторными параметрами.

При разработке нейтронных источников на основе токамака существует необходимость в выборе оптимальной геометрии установки, значений тороидального магнитного поля и плазменного тока, плазменных параметров и параметров системы инжекции нейтралов, управляющей работой источника. Установку необходимо оптимизировать с учетом возможностей достижения максимального стационарного плазменного тока, обеспечивающего наилучшие транспортные характеристики плазмы для тепловой компоненты плазмы и пучка быстрых ионов. Системы дополнительного нагрева, тритиевая и магнитная системы, которые определяют стоимость разрабатываемой установки, также являются наиболее важными предметами анализа на концептуальной стадии.

Для выбора рабочих параметров нейтронного источника на основе сферического токамака и оценки возможности вывода разряда в рабочую точку в условиях ограниченного запаса магнитного потока в центральном соленоиде необходимы физическая и численная модели формирования разряда в токамаке.

В данной работе на основе усовершенствованной транспортной модели [1] выполнено:

- нульмерный анализ стационарной стадии разряда токамака;
- нульмерный анализ начальной стадии подъема и дальнейшей временной эволюции тока;
- тестирование численной модели с использованием данных экспериментов на установках Globus-M, NSTX, DIII-D и результатов независимых расчётов для NSTX-U и NHTX, JT60-SA;
- дополнение заложенного в модель скейлинга ИТЭР — IPB98(y, 2) скейлингом для сферических токамаков М. Валовича, который в области высоких магнитных полей и малых столкновительностей плазмы предсказывает существенно лучшее удержание энергии в сферических токамаках по сравнению со скейлингом ИТЭР;
- оценки значения плазменного тока, достижимого в стационарных условиях работы токамака;
- получены зависимости основных параметров плазмы от характеристик внешних воздействий и рабочих режимов, в том числе от вкладываемой мощности дополнительного нагрева и энергии частиц инжектируемого пучка;
- оптимизация параметров плазмы и системы нагрева с целью получения максимальной величины выходной мощности синтеза и интенсивности нейтронного источника.

Достоверность выводов обусловлена применением адекватных математических методов, сопоставлением результатов моделирования с более сложными численными моделями, сопоставлением результатов с экспериментальными данными, с результатами моделирования генерации тока методом Монте-Карло.

### Литература.

- [1]. А.А. Голиков, Б.В. Кутеев, ВАНТ, сер. Термояд. синтез, вып. 1, 2012, с. 45-63.

## РАЗВИТИЕ ПОЛУАНАЛИТИЧЕСКОГО ПОДХОДА К РАСЧЕТАМ ГЕНЕРАЦИИ ТОКА И НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ

П.Р. Гончаров, Б.В. Кутеев\*, В.Ю. Сергеев

СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [goncharov@phf.stu.neva.ru](mailto:goncharov@phf.stu.neva.ru)

\*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В докладе будут представлены недавние достижения в развитии численного моделирования нагрева плазмы и неиндукционной генерации тока при инжекции быстрых нейтральных пучков с использованием результатов, описанных в [1-3].

Многие современные численные коды, связанные с моделированием нагрева и генерации тока нейтральными пучками, используют работы [4-6]. Модуль DBEAMS кода BALDUR [7] использует упрощенный оператор столкновений [5,6]. Обсуждения генерации электрического тока при инжекции нейтрального пучка в плазму [8-10] также основаны на [5,6]. Численные коды, рассматриваемые в [11] в качестве базиса для интегрального моделирования ITER, такие как ONETWO [12], ACCOME [13], ASTRA [14], используют аналитические решения [6]. Код ONETWO применялся для расчетов генерации тока пучком в работе [15] и для вычисления скоростей реакций синтеза в работе [16]. В модуле NBEAMS [17] кода SUPERCODE для расчета систем ITER вычисление функции распределения быстрых ионов и тока быстрых ионов также основано на [6]. Решения из [6] также используются при анализе генерации тока нейтральными пучками как часть физических основ концепции установки ARIES-ST (spherical torus) [18] для производства энергии ядерного синтеза.

Доклад основан работах [1-3], которые являются вкладом в развитие физических основ методики нагрева плазмы и генерации электрического тока с помощью инжекции быстрых нейтральных пучков. В отличие от ранее рассматривавшихся упрощенных уравнений с неполным выражением столкновительного члена, в работах [1-3] использовался точный оператор столкновений Ландау-Больцмана, который сохраняет число частиц, обнуляет столкновительный член при статистическом равновесии и описывает процесс Максвеллизации, естественно описываемый правильными решениями кинетической задачи.

### Литература

- [1]. P.R. Goncharov, Plasma Phys. Control. Fusion 52, 102001 (2010)
- [2]. P.R. Goncharov, B.V. Kuteev et al., Phys. Plasmas 17, 112313 (2010)
- [3]. P.R. Goncharov, B.V. Kuteev et al., Nucl. Fusion 51, 103042 (2011)
- [4]. R. Koch, Fusion Sci. Technol. 57, No. 2T, 185 (2010)
- [5]. J.G. Cordey, W.G.F. Core, Phys. Fluids 17, 1626 (1974)
- [6]. J.D. Gaffey, J. Plasma Phys. 16, 149 (1976)
- [7]. A. Pankin et al., Comp. Phys. Comm. 164, 421 (2004)
- [8]. ITER Physics Basis Editors, Nucl. Fusion 39, 2495 (1999)
- [9]. Wesson J., Tokamaks (Clarendon Press, Oxford, 2004)
- [10]. Stacey W.M., Fusion Plasma Physics (Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2005)
- [11]. T. Oikawa et al., 22nd IAEA Fusion Energy Conf., CD-ROM file IT/P6-5 (Geneva, 2008)
- [12]. H. St. John et al., 15th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. vol. 3, p. 603 (Seville, 1994)
- [13]. K. Tani et al., J. Comp. Phys. 98, 332 (1992)
- [14]. A. Polevoi, H. Shirai, T. Takizuka, JAERI-Data-Code-97-014 (1997)
- [15]. E.M. Carolipio, W.W. Heidbrink, C.B. Forest, R.B. White, Nucl. Fusion 42, 853 (2002)
- [16]. M.J. Mantsinen et al., Phys. Plasmas 9, 1318 (2002)
- [17]. J. Mandrekas, Tech. Rep. GTFR-102, Georgia Inst. of Tech. (1992)
- [18]. S.C. Jardin et al., Fusion Eng. Des., 65, 165 (2003)

## ОСОБЕННОСТИ РЕФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ОКРЕСТНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА В ПРЯМОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

Господчиков Е.Д., Смолякова О.Б.

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия, [egos@appl.sci-nnov.ru](mailto:egos@appl.sci-nnov.ru)*

Вследствие малой длины волны распространение волн электронного циклотронного (ЭЦ) диапазона в лабораторных магнитных ловушках, как правило, с хорошей точностью описывается геометрическим приближением. Исследование траекторий геометрических лучей позволяет дать качественную, а зачастую и количественную оценку возможности реализации нагрева, его эффективности и размеров области энерговысвобождения. Траектории геометрических лучей волн ЭЦ диапазона в различных ловушках достаточно подробно изучались и изучаются численно. Однако представление о траекториях геометрических лучей может быть составлено на основе аналитического рассмотрения их поведения вблизи особых точек – различных резонансов среды. Применительно к случаю циклотронного резонанса такой анализ был проведен в работе [1], где было показано, что в зависимости от кривизны поверхности  $\omega = \omega_B(\mathbf{r})$ , где  $\omega_B = \frac{eB}{mc}$  – электронная циклотронная частота, и соотношения между частотой излучения и плазменной частотой  $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m}$  могут реализовываться особые точки типа узел или седло. В первом случае для прямых магнитных ловушек это означает, что лучевые траектории притягиваются к оси ловушки, во втором – что они отталкиваются от оси ловушки. Эти аналитические результаты были найдены в приближении постоянного по направлению магнитного поля. Однако, в магнитных ловушках, где градиент модуля магнитного поля составляет малый угол с самим магнитным полем, это приближение становится неприменимым.

В работе [2] на основе анализа особых точек для геометрических лучей в параксиальном магнитном поле с учетом неоднородности, как модуля, так и направления магнитного поля, был получен критерий, разделяющий области параметров, при которых происходят притяжение и отталкивание геометрических лучей к области ЭЦР соответственно. Было показано, что учет неоднородности направления магнитного поля может существенно влиять на картину геометрических лучей в реальных магнитных ловушках. Позднее этот же критерий был подтвержден на основе более строгого анализа решений уравнений для геометрических лучей в холодной магнитоактивной плазме с однородной плотностью и самосогласованно неоднородными модулем и направлением магнитного поля [3].

В данной работе приводятся результаты аналитического и численного исследования поведения лучевых траекторий вблизи поверхности циклотронного резонанса. Обсуждаются вопросы о совместном влиянии неоднородности магнитного поля и плотности плазмы в области переходной к окрестности ЭЦ резонанса, о влиянии эффектов пространственной дисперсии на траектории геометрических лучей непосредственно в окрестности ЭЦ резонанса, также демонстрируется возможность управления согласованием излучения и плазмы за счет малых изменений магнитного поля ловушки.

### Литература

- [1]. Звонков А.В., Тимофеев А.В. // Физика Плазмы, Т.14. С.1270 (1988)
- [2]. Господчиков Е.Д. Смолякова О.Б. // Физика Плазмы, том 37, № 9, С. 824-830 (2011)
- [3]. Bagulov D. S. and Kotelnikov I. A. // Phys. Plasmas 19, 082502 (2012)

## ПРИМЕНЕНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОДИОДОВ SPD XUV ДИАПАЗОНА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

А.А. Березуцкий, В.К. Гусев, В.В. Забродский, А.Д. Ибляминова, Г.С. Курские, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков

*Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия,  
[a.iblyaminova@mail.ioffe.ru](mailto:a.iblyaminova@mail.ioffe.ru)*

Кремниевые фотодиоды SPD регистрируют электромагнитное излучение в диапазоне энергий 1,13 эВ – 60 кэВ [1]. Применение данных детекторов для диагностики плазмы токамака позволяет измерять полные радиационные потери плазмы благодаря наличию точной, почти плоской в широком диапазоне спектральной характеристике.

На токамак Глобус-М были установлены три дискретных фотоприёмных устройства на основе SPD-8UVHS для измерения полной мощности излучения плазмы. Кроме того, один детектор был установлен за бериллиевую фольгу для регистрации мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 2-40 кэВ.

Детекторы были установлены на токамак следующим образом: линия наблюдения детектора для локальных измерений направлена вдоль большого радиуса токамака; линия наблюдения детектора для локальных измерений направлена вниз по касательной к внешней границе плазмы; область наблюдения детектора охватывает почти все полоидальное сечение плазмы. Детектор рентгеновского излучения был размещён на верхнем патрубке токамака и обеспечивал обзорное наблюдение плазмы.

Периферийный детектор предназначен для изучения процессов, приводящих к увеличению излучения на границе плазмы. Обзорный детектор служит для мониторинговых измерений динамики полных потерь. Данные с приёмника, направленного вдоль большого радиуса токамака, использовались для расчета величины полных радиационных потерь плазмы. Для этого была разработана методика вычисления полной мощности излучения в предположении различных профилей распределения вдоль большого радиуса токамака Глобус-М.

Проведённые измерения показали, что мощность полных радиационных потерь не превышала 10% от вкладываемой омической мощности для рассмотренных разрядов (№ 29813-29815, №29819). Высокое временное разрешение детектирующей системы (порядка нескольких мкс) позволяло регистрировать такие неустойчивости, как пилообразные колебания и явления внутреннего перезамыкания плазменного шнура.

Одним из дальнейших направлений работы является установка диагностической системы на основе матрицы фотодиодов SPD 16x16, что позволит визуализировать пространственное распределение мощности излучения плазмы.

Работа выполнена с использованием оборудования С-3 РЦКП «Материаловедение и диагностика для передовых технологий» на УСУ "Глобус-М" при финансовой поддержке Министерством образования и науки РФ (контракты №16.552.11.7002; №16.518.11.7003; №14.518.11.7004) и РФФИ (грант № 10-02-01421-а), а также при поддержке гранта Правительства РФ согласно Постановлению № 220 по договору № 11.G34.31.0041 с Министерством образования и науки РФ.

### Литература

- [1]. Zabrodsky V.V., Aruev P.N., Sukhanov V.L., Zabrodskaya N.V., Ber B.J., Kazantsev D. Ju., Alekseyev A.G. Silicon precision detectors for near IR, visible, UV, XUV and soft X-ray spectral range. // Proceeding of the 9<sup>th</sup> International Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments. – 2009. Saint-Petersburg, Russia



## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНОСА ЧАСТИЦ ИЗ ЗОНЫ НАГРЕВА В РЕЖИМАХ С ЦЕНТРАЛЬНЫМ ВЛОЖЕНИЕМ ЭЦР МОЩНОСТИ НА ТОКАМАКЕ T-10

В.Ф. Андреев, Е.П. Горбунов, Н.В. Касьянова, Т.Б. Мялтон, Д.С. Сергеев,  
Н.Н. Тимченко, В.В. Чистяков

*ИФТ КЦЯТ НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия, [kasianova\\_n@mail.ru](mailto:kasianova_n@mail.ru)*

Исследование переноса частиц и эволюции профиля плотности при ЭЦР нагреве имеет важное значение для будущего токамака реактора ИТЭР, так как основной вклад тепла в реакторе будут давать  $\alpha$ -частиц, при этом основное тепловыделение будет происходить именно в центре плазменного шнура. Изучение выноса частиц из зоны нагрева дает возможность определить необходимые требования для создания систем подпитки топливом реактора. Поэтому исследование эволюции плотности при ЭЦР нагреве, близкого к тем процессам, которые будут происходить в ИТЭР, позволит получить важную дополнительную информацию для понимания переноса частиц в плазме токамака реактора.

В данной работе экспериментально исследовался вынос плотности плазмы из зоны центрального ЭЦР нагрева, так называемый эффект “density pump-out”. Были проведены следующие две серии экспериментов на токамаке T-10.

Первая серия экспериментов была проведена до литиезации камеры токамака. При фиксированной мощности центрального ЭЦР нагрева ( $P \sim 1,2$  МВт, 2 гиротрона 130 ГГц) и фиксированных параметрах плазмы (полный ток в плазме  $I=220$  кА, магнитное поле  $B=23,3$  кГс) изменялась только средняя плотность  $\langle n \rangle$  от разряда к разряду. Средняя плотность плазмы изменялась в диапазоне от  $\langle n \rangle = 2,0$  до  $\langle n \rangle = 4,0$ .

Вторая серия экспериментов была проведена после литиезации камеры токамака. При фиксированной мощности центрального ЭЦР нагрева ( $P \sim 1,2$  МВт, 2 гиротрона 130 ГГц) и фиксированных параметрах плазмы (полный ток в плазме  $I=250$  кА, магнитное поле  $B=23,3$  кГс) изменялась только средняя плотность  $\langle n \rangle$  от разряда к разряду. Средняя плотность изменялась в диапазоне от  $\langle n \rangle = 2,0$  до  $\langle n \rangle = 4,7$ . В результате литиезации удалось получить разряды с более высокой плотностью.

В экспериментах было показано, что вынос плотности плазмы из зоны центрального ЭЦР нагрева увеличивается с ростом плотности. Отметим, что данные результаты отличаются от результатов экспериментов на установке ASDEX Upgrade [1]. В работе рассматривается несколько возможных объяснений такого расхождения.

В работе из решения обратных задач были найдены коэффициенты диффузии и скорости пинчевания частиц для обеих серий экспериментов. Показано, что эволюцию плотности в переходном процессе после включения ЭЦР нагрева можно описать только при одновременном изменении как коэффициента диффузии, так и скорости пинчевания частиц.

Работа выполнена при поддержке Росатома ГК от 06.04.2012 №Н.4х.45.90.12.1023 и Роснауки ГК от 12.05.2011 №16.518.11.7004, Научной школы №5044.2012.2.

### Литература

[1]. Angioni C. et al – Nucl. Fusion, 2004, vol.44, p.827.



## **НОВЫЙ ГИРОТРОННЫЙ КОМПЛЕКС МИГ-3 ДЛЯ СОЗДАНИЯ И НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАТОРЕ Л-2М И РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

Харчев Н.К., Батанов Г.М., \*Белоусов В.И., Бондарь Ю.Ф., Борзосексов В.Д.,  
Васильков Д.Г., Гребенщиков С.Е., \*\*Иванников И.А., Колик Л.В., Кончечков Е.М.,  
Малахов Д.В., \*\*Матвеев Н.В., Мещеряков А.И., Петров А.Е., Сарксян К.А.,  
Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Хольнов Ю.В., \*\*\*Тай Е.М.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, [khar@fpl.gpi.ru](mailto:khar@fpl.gpi.ru)*

*\*ИПФ РАН, Нижний Новгород,*

*\*\*ВНИЦ ВЭИ, Истра, Московская обл.,*

*\*\*\*ГИКОМ, Нижний Новгород*

В докладе представлены характеристики нового гиротронного комплекса МИГ-3 для создания и нагрева плазмы в стеллаторе Л-2М и для исследований по получению новых материалов, а также результаты первых экспериментов с использованием указанного комплекса. Комплекс МИГ-3 состоит из двух трехэлектродных гиротронов (ГИКОМ) нового поколения с рекуперацией энергии электронного пучка, из высоковольтного модулятора, обеспечивающего работу обоих гиротронов как в отдельности, так и совместно, а также из блока управления и регистрации данных. При одновременной работе обоих гиротронов суммарная удельная мощность, вводимая в плазму, может достигать 5 МВт/м<sup>3</sup>.

В настоящее время гиротронный комплекс МИГ-3 запущен и ведутся работы на стеллаторе Л-2М и экспериментальные исследования по получению новых материалов. Результаты первых экспериментов с применением комплекса МИГ-3 приведены в настоящей работе

## ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО 2-Й ГАРМОНИКЕ ЭЦЧ ПРИ КАЛИБРОВКЕ СУПЕРГЕТЕРОДИННОГО ПРИЕМНИКА ПО НЕТЕПЛОВОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ПРИ ОМИЧЕСКОМ НАГРЕВЕ

Хольнов Ю.В., Васильков Д.Г.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, [hol@fpl.gpi.ru](mailto:hol@fpl.gpi.ru)*

Во время пробоя плазмы при омическом нагреве (ОН) наблюдается нетепловое излучение. Если спектр излучения убегающих электронов широкий, то интенсивность излучения в диапазоне частот приемника будет одинаковая. На этом основана калибровка приемника в измеряемом диапазоне частот. Такая калибровка совпадает с традиционной калибровкой.

Пробой при ОН осуществляется следующим образом. При включении вихревого электрического поля с небольшой задержкой ( $\sim 1$  мс) возникает пробой газа и плотность плазмы начинает расти. В это время и появляется нетепловое излучение на частотах приемника, не соответствующее резонансному излучению на  $\omega = 2\omega_{He}$ . Излучение существует до момента появления жесткого рентгеновского излучения с энергией  $\sim 100$  кэВ, которое свидетельствует о том, что убегающие электроны, появляющиеся при пробое, попадают на стенку камеры. Традиционная калибровка осуществляется по высоким частотам  $f = 78, 79, 81$  ГГц.

Калибровка по излучению осуществлялась при ОН. При длинном разряде магнитное поле изменялось по синусоидальному закону на  $\sim 5\%$ . При амплитудном значении поля  $B = 1.34$  Т циклотронный резонанс на частоте  $\omega = 2\omega_{He}$  соответствует частоте 76 ГГц в центре плазмы, при этом частотам  $f = 78, 79, 81$  ГГц соответствуют области плазмы на внутренней стороне тора с большим магнитным полем. При уменьшении величины магнитного поля (максимальное значение) резонанс на частоте 76 ГГц смещается путем подбора поля в область, где ранее находился резонанс для высоких частот. Таким образом, происходит сравнение амплитуд излучения на разных частотах. Предполагается, что при малом изменении поля температура плазмы мало меняется.

Калибровка для низких частот  $f = 68, 70, 72, 74$  ГГц осуществлялась, как описывается, например, в [1]. При амплитудном значении поля, равном  $B = 1.34$  Т, чувствительность каналов приемника сравнивалась по величине максимума излучения при уменьшении со временем магнитного поля, когда резонансное значение поля для соответствующей частоты находилось в центре плазмы.

Показано, что калибровка каналов приемника по нетепловому излучению соответствует калибровке по изменению магнитного поля.

### Литература

- [1]. Акулина Д.К. “Электронно-циклотронное излучение плазмы на стеллараторе Л-2 при ЭЦР-нагреве”, Труды ИОФАН, 1991, Т.31, с. 177.

## ЭФФЕКТ ПРОНИКНОВЕНИЯ ТОКА ОМИЧЕСКОГО НАГРЕВА В ПЛАЗМУ, СОЗДАННУЮ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ

Хольнов Ю.В

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, [hol@fpl.gpi.ru](mailto:hol@fpl.gpi.ru)*

В данной работе приводятся результаты исследования плазмы при электронно-циклотронном резонансном (ECRH) и омическом (ОН) нагреве с отрицательным током ОН, который уменьшает вакуумный угол вращательного преобразования -  $\dot{\nu}/2\pi$ . Плазма создается при электронно-циклотронном нагреве на второй гармонике гирочастоты  $\omega = 2\omega_{eH}$ , со следующими параметрами: средней электронной плотностью  $\bar{n} \approx 1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , электронной температурой  $T_e \approx 500 \text{ эВ}$  и магнитным полем 1.34 Тл. Через несколько миллисекунд в плазме возбуждается индукционный ток до 15 кА. Вакуумный угол  $\dot{\nu}/2\pi$  без тока меняется по радиусу от 0.25 до 0.7, при этом на определенных радиусах  $\dot{\nu}/2\pi$  существуют рациональные значения, на которых в плазме возбуждались МГД-колебания. Ток ОН приводит к уменьшению угла на оси до отрицательных значений, поэтому на некотором радиусе  $\dot{\nu}/2\pi = 0$ .

В работе использовались магнитные зонды, расположенные против верхних патрубков для измерения тороидальной моды. Для измерения полоидальной моды использовались зонды, установленные по полоидальному углу.

В бестоковой плазме основными МГД-модами были  $m/n = 0/0, 2/1, 3/2$ . При наличии отрицательного тока наблюдалась мода  $m/n = 2/0$ , связанная, по-видимому, с наличием в плазме угла  $\dot{\nu}/2\pi = 0$ . Кроме того, наблюдалось уменьшение когерентности между зондами в области моды  $m/n = 2/1$ , связанное с тем, что область, соответствующая этому углу, перемещалась на край плазмы.

При включении тока с различными задержками относительно импульса ECRH наблюдалась перестройка моды с  $m/n = 0/0$  до включения тока к  $m/n = 2/0$  при включении тока в течение менее 2 мс, что связано, по-видимому, с проникновением тока в плазму. В это же время наблюдалась перестройка температуры, измеряемая на  $\omega = 2\omega_{eH}$ .

## **МАТЕРИАЛЫ, ОБРАЩЕННЫЕ К ПЛАЗМЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА, ПРИ РАБОТЕ В УСЛОВИЯХ ДЛИТЕЛЬНОГО РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ**

Гуреев В.М., Данелян Л.С., \*Затекин В.В., Койдан В.С., Корниенко С.Н.,  
\*Куликаускас В.С., Латушкин С.Т., Петров В.Б., Рязанов А.И., Семенов Е.В.,  
Столярова В.Г., Унежев В.Н., Хрипунов Б.И.

*Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия,  
[boris@nfi.kiae.ru](mailto:boris@nfi.kiae.ru),*

*\*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ,  
Москва, Россия*

Выбор материалов, обращенных к плазме в камере термоядерного реактора-токамака, на сегодняшний день выходит в ряд наиболее острых проблем. Решение проблемы необходимо искать в создании материалов, позволяющих выдерживать агрессивное воздействие плазмы и излучения, а также способных обеспечить длительную работу реактора. Радиационное повреждение материалов быстрыми нейтронами (14 MeV для реакции D-T) представляет собой один из важных факторов, приводящий к деградации их свойств. В настоящее время накоплена обширная база данных, характеризующих материалы, обращенные к плазме (углеродные материалы, вольфрам, бериллий), в разных режимах работы реактора-токамака. Однако, прогноз изменения их свойств с учетом радиационного повреждения в течение длительного срока работы реактора представляется затруднительным, поскольку не имеет необходимого экспериментального обоснования. В НИЦ «Курчатовский институт» в течение последних лет ведется комплексное экспериментальное исследование эффектов, связанных с воздействием плазмы на материалы при наличии в них радиационных повреждений.

Исследованию подвергались кандидатные материалы первой стенки и дивертора (углеродные материалы, вольфрам). Основное внимание работы сосредоточено на определении характеристик эрозии материалов в плазме и накоплении изотопов водорода (третиевая проблема). В работе приводятся результаты экспериментов для материалов с высоким уровнем радиационных повреждений – от единиц до сотен смещений на атом, что отвечает моделированию нейтронного эффекта при флюенсах  $10^{26}$  нейтрон/м<sup>2</sup>. Для получения радиационных повреждений в материале образцы облучались на ускорителе тяжелых ионов (циклотроне) быстрыми ионами гелия с энергией 3,5-4 МэВ и ионами углерода с энергией 10 МэВ. Были получены образцы с ионными флюенсами  $10^{21}$ - $10^{23}$  ион/м<sup>2</sup>. На установке ЛЕНТА с аксиальным магнитным полем, на которой ранее проводилось моделирование диверторной плазмы токамака, облученные образцы подвергались экспозиции в стационарной дейтериевой плазме. На поверхности материалов получен флюенс плазменных D<sup>+</sup> ионов  $10^{25}$ - $10^{26}$  ион/м<sup>2</sup>. Изучена модификация поверхности материалов (СЭМ). Ядерными методами измерены концентрации изотопов водорода и гелия в облученном вольфраме (метод ядер отдачи, метод обратного резерфордовского рассеяния). Глубина поврежденного слоя составила 4-6 микрон. Обнаружено ускорение эрозии радиационно-поврежденных углеграфитовых материалов. В вольфраме обнаружено сильное возрастание накопления дейтерия на глубине пробега быстрых ионов гелия.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности применения метода в исследованиях материалов первой стенки термоядерного реактора с учетом повреждения нейтронами.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 11-08-01093-а.

### **Литература**

[1]. В.Khripunov et al., Physica scripta, T145 (2011) 014052.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ДРЕЙФОВОЙ ВОЛНОЙ В ПОТОКАХ ПЛАЗМЫ С НЕОДНОРОДНОЙ СКОРОСТЬЮ

Хвесьюк В.И., Карбушев Д.Н.

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия*

В работе исследуются процессы возникновения дрейфовой турбулентности плазмы применительно к условиям существования Н-моды. Исходная идея – процессы существования турбулентных возмущений в самом общем смысле подобны тому, что имеет место в газах и жидкостях [1, 2]. То есть имеет место возникновение возмущений, их эволюция и затем – исчезновение, наблюдавшееся в экспериментах [3].

В работе рассматривается только первый этап – возникновение возмущений. Так как речь идёт о дрейфовой турбулентности, анализируется воздействие неустойчивой дрейфовой волны конечной амплитуды на плазму. Распространение такой волны в плазме приводит к образованию упорядоченных возмущений плотности и температуры. Рост амплитуды волны за счёт нелинейных процессов ведёт к нарушению условий её существования. Это должно приводить к распаду волны на отдельные возмущённые состояния, то есть к возникновению начальных флуктуаций. Распространение дрейфовой волны в потоке плазмы с неоднородной скоростью ведёт к деформации волны и распаду при меньшей, чем в неподвижной плазме, амплитуде. Именно с этим связывается наблюдаемое в экспериментах уменьшение турбулентных возмущений [4-8].

В связи со сказанным, учтено воздействие на дрейфовую волну полоидального потока плазмы с линейным распределением скорости  $v_y(x) = Cx$ . Предложена модель и разработан код для расчёта характеристик возмущений, возникающих в результате такого воздействия. Получены зависимости средних начальных значений длин корреляции и флуктуаций плотности плазмы от величины шира скорости  $C$  и инкремента нарастания амплитуды дрейфовой волны  $\gamma$ . Показано, что эффективное значение  $\gamma$  уменьшается при воздействии на неё шира, что согласуется с решением уравнений Власова–Пуассона в линейном приближении [9].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 11-08-00700-а.

### Литература

- [1]. Бэтчелор Дж. Теория однородной турбулентности. – М.: Иностран. л-ра, 1955.
- [2]. Фрик П.Г. Турбулентность: подходы и модели. М.: Институт компьютерного моделирования, 2003.
- [3]. Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Харчев Н.К. // Физика плазмы, 2001, т.27, №1, с.58.
- [4]. Boedo J.A., Gray D.S., Terry P.W., et al. // Nucl. Fusion, 2002, vol. 42, p. 117.
- [5]. Wagner F., Hirsh M., Hartfuss H.-J., et al. // Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, vol. 48, p. A217.
- [6]. Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., et al. // Nucl. Fusion, 2009, vol. 45, p. 1.
- [7]. Conway G.D., Angioni C., Ryter F., et al. // Phys. Rev. Lett., 2011, vol. 106, p. 065001.
- [8]. Schmitz L., Holland C., Rhodes T., et al. // Nucl. Fusion, 2012, vol. 52, p. 023003.
- [9]. Artun M., Tang W.M. // Phys. Fluids, 1992, vol. B4, p. 1102.

## ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА «ГАЛО» НА CXRS ИЗМЕРЕНИЯ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ T-10

В.А. Крупин, С.Н. Тугаринов\*, А.Г. Барсуков, А.Ю. Днестровский, Л.А. Ключников,  
К.В. Коробов, Н.Н. Науменко\*\*, А.Р. Немец, Г.Н. Тилинин

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» (НИЦ «КИ»),  
г. Москва, Россия, [lklyuchnikov@list.ru](mailto:lklyuchnikov@list.ru)

\* Проектный центр ИТЭР, г. Москва, Россия

\*\* ИФ НАН РБ, г. Минск, Республика Беларусь

На токамаке T-10 измерены профили ионной температуры плазмы в дейтериевых разрядах с использованием CXRS линий дейтерия  $D_{\alpha}$  ( $n=3-2$ , 6561 Å) и углерода CVI ( $n=8-7$ , 5291 Å).

Показаны профили ионной температуры, измеренные в дейтериевой плазме в омическом разряде ( $I_p=200$  кА,  $\langle n_e \rangle = 4.3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) с использованием CXRS линий  $D_{\alpha}$  (6561 Å) и CVI (5291 Å). Профиль, измеренный по линии  $D_{\alpha}$ , систематически демонстрирует более высокие значения температуры на периферии и более низкие значения в центре плазмы, чем профиль, измеренный по линии CVI. Наблюдаемые расхождения объясняются эффектом «гало» [1]. При разлёте и перемешивании атомов гало искажается измеряемый профиль ионной температуры при ведении измерений по CXRS линии дейтерия  $D_{\alpha}$ .

Эксперименты показали, что в условиях T-10 атомы гало не влияют на свечение CXRS линии углерода CVI (5291 Å), в то же время, экспериментально обнаружено влияние эффекта «гало» на измерения с использованием CXRS линии дейтерия  $D_{\alpha}$ .

Для описания наблюдаемых расхождений создана модель на основе метода Монте-Карло в коде FIDA[2]. Данная модель включает в себя все атомные процессы, связанные с прохождением нейтрального пучка через плазму и с разлётом нейтрализовавшихся дейтериевых атомов. Сечения атомных процессов для ввода в код FIDA рассчитываются в созданной n-модели атома водорода. В качестве исходного в код FIDA закладывался профиль, измеренный по линии CVI, при этом в коде рассчитывается профиль ионной температуры, искажённый за счёт влияния эффекта «гало». При моделировании получено согласие расчётного профиля с профилем, экспериментально измеренным по линии  $D_{\alpha}$ . Таким образом, в модели описывается экспериментально наблюдаемое расхождение в профилях, измеренных по линиям дейтерия  $D_{\alpha}$  (6561 Å) и углерода CVI (5291 Å).

Чтобы снизить влияние эффекта «гало» на измерения предложена пространственно-разностная схема измерений, которая состоит в одновременных измерениях спектров с двух пространственных хорд на одном и том же радиусе в плазме, одна хорда регистрирует спектр из зоны пучка, а вторая - спектр вне пучка, но захватывает область гало. При обработке из первого спектра вычитается второй, что снижает влияние гало на разностный спектр.

При совмещении данной схемы с расчётами в созданной модели возможно полностью убрать влияние эффекта гало на измерения, что может быть очень важным результатом для будущих токамаков, в которых эффект «гало» будет влиять не только на измерения по линии  $D_{\alpha}$ , но и на измерения по линиям примесей плазмы.

Работа выполнена в рамках контрактов ГК№16.518.11.7004 с Роснаукой и ГК№Н.4х.45.90.12.1023 с Росатомом, при поддержке агентства ИТЭР Н.4к.52.90.11.1095.

### Литература

- [1]. E. Busche, H. Euringer and R. Jaspers // Plasma Phys. Control. Fusion. 39. 1997. P 1327.
- [2]. W.W. Heidbrink, et al., A Code that Simulates Fast-Ion  $D_{\alpha}$  and Neutral Particle Measurements, Commun. Comput. Phys., Vol. 10, No. 3, pp. 716-741A

## ВЛИЯНИЕ МИКРОНЕУСТОЙЧИВОСТИ НА ПРОДОЛЬНЫЕ ПОТЕРИ БЫСТРЫХ ИОНОВ В УСТАНОВКЕ ГДЛ

О.А. Коробейникова\*, С.В. Мурахтин

*Институт ядерной физики, Новосибирск, Россия, [S.V.Murakhtin@inp.nsk.su](mailto:S.V.Murakhtin@inp.nsk.su)*

*\*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия,*

*[olga.korobeynikova@yandex.ru](mailto:olga.korobeynikova@yandex.ru)*

На установке Газодинамическая ловушка (ГДЛ) проводятся эксперименты с нагревом плазмы при помощи инъекции пучков атомарного дейтерия. Эти исследования направлены на создание физической модели генератора термоядерных нейтронов с высокой плотностью потока [1]. Плазма в ГДЛ состоит из двух компонент: относительно холодной “мишенной” плазмы с температурой около 200 эВ, плотностью  $2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и быстрых ионов со средней энергией 10 кэВ, плотностью в точках останова  $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и энергосодержанием более 2 кДж, образующихся при захвате инжектируемых атомов.

В ряде экспериментальных выстрелов наблюдается развитие альфеновской ионно-циклотронной неустойчивости, регистрируемой магнитными зондами, расположенными вблизи точки останова. Одним из способов получения дополнительной информации о влиянии неустойчивости на продольные потери является изучение энергетического спектра ионовдвигающихся вдоль силовых линий магнитного поля в расширителе. Для измерения потоков ионов, покидающих плазму, применяются многоканальные атомные анализаторы [2]. В торец бака расширителя был установлен доработанный электростатический энергоанализатор на основе пятиканального анализатора атомных частиц, разработанного в ФТИ им. А.Ф.Иоффе [3]. Регистрируемая плотность тока ионов позволила отказаться от эксплуатации энергоанализатора в счётном режиме с использованием ВЭУ и перейти в потоковый режим с заменой ВЭУ на цилиндры Фарадея, что заметно упростило схему регистрации.

### Литература

- [1]. A.A.Ivanov, I.A.Kotelnikov, E.P.Kruglykov, et al. In Proc. Of XVII Symp.on Fusion Technology, Rome, Italy, v.2. (1992) 1394.
- [2]. Давыденко В.И., Иванов А.А., Вайсен Г. // “Экспериментальные методы диагностики плазмы”. МО РФ НГУ. 1999. стр. 57-80.
- [3]. Афросимов В.В., Березовский В.Л., Гладковский И.П. и др.// ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 1. стр, 56-63.



## ИССЛЕДОВАНИЕ РАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ ЛЕВИТИРУЮЩИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КАТУШЕК МУЛЬТИПОЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ЛОВУШЕК

А.М. Бишаев, А.А. Буш, М.Б. Гавриков\*, М.А. Бехтин, А.И. Денисюк, К.Е. Каменцев,  
 М.В. Козинцева, В.В. Савельев\*, М.И. Шапошников

*Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия, [kozintseva@mirea.ru](mailto:kozintseva@mirea.ru)*

*\*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, [ssvvvv@rambler.ru](mailto:ssvvvv@rambler.ru)*

В исследованиях, посвященных разработке магнитных систем мультипольных ловушек-галатей с левитирующими сверхпроводящими катушками (так называемыми «миксинами»), было получено аналитическое выражение для потенциальной энергии системы из нескольких захвативших заданные магнитные потоки сверхпроводящих коаксиальных катушек-колец (причем, одно из колец закреплено) в зависимости от координат свободных колец в однородном поле силы тяжести в приближении тонких колец [1]. Однако полученные соотношения позволяют найти равновесные левитирующие состояния, устойчивые только по отношению к смещению плоскости левитирующих колец вдоль общей оси. В реальном эксперименте важно обеспечить устойчивость левитирующего состояния кольца по отношению к его смещениям в горизонтальной плоскости и к повороту его плоскости вокруг произвольной горизонтальной оси. Поэтому следующим шагом на пути определения устойчивых равновесных состояний указанной выше системы сверхпроводящих колец является вывод аналитической формулы для потенциальной энергии данной системы, включающей (кроме зависимости от координаты вдоль оси) также зависимость от угла отклонения  $\theta$  оси левитирующего кольца от общей оси системы колец. В частности, для двух сверхпроводящих колец, верхнее из которых закреплено, а нижнее является свободным, захвативших магнитные потоки  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , соответственно, при наличии однородного поля гравитации потенциальная энергия, по аналогии с [1], запишется в виде:

$$U(x, \theta) = \frac{1}{2} [\Phi_1 J_1(x, \theta) + \Phi_2 J_2(x, \theta)] + m_2 g x \quad (1)$$

где  $x$  – координата свободного кольца,  $J_i$  – ток в  $i$ -ом кольце,  $m_2$  – масса левитирующей катушки. Считая, что потоки, захваченные сверхпроводящими кольцами, сохраняются, получаем систему уравнений для определения зависимостей  $J_1(x, \theta)$  и  $J_2(x, \theta)$ :

$$\begin{aligned} L_{11} J_1 + L_{12}(x, \theta) J_2 &= \Phi_1 \\ L_{21}(x, \theta) J_1 + L_{22} J_2 &= \Phi_2 \\ L_{12}(x, \theta) &= L_{21}(x, \theta) \end{aligned} \quad (2)$$

Программа расчета зависимости  $U(x, \theta)$ , составленная в системе Mathcad для двух колец, верхнее из которых закреплено, а нижнее является свободным, и захвативших магнитные потоки одного знака, позволяет находить равновесные состояния такой конфигурации, устойчивые как по отношению к смещению плоскости левитирующего кольца вдоль общей оси, так и по отношению к отклонению оси левитирующего кольца от общей оси системы колец.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.1291 и при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант №12-01-00071.

### Литература

- [1]. Бишаев А.М., Буш А.А., Козинцева М.В. и др. Письма в ЖТФ. 2012г., т. 38, вып. 19, стр. 23-29.

## ЭФФЕКТ АНОМАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ CXRS ПЕРЕХОДА N=8-7 ИОНА C<sup>+5</sup> В ПЛАЗМЕ T-10

В.А. Крупин, А.Ю. Днестровский, Л.А. Ключников, К.В. Коробов, А.Р. Немец, С.Н. Тугаринов\*

НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [vkrupin@nfi.kiae.ru](mailto:vkrupin@nfi.kiae.ru)

\*Проектный центр ИТЭР, г. Москва, Россия

На токамаке T-10 проведены измерения концентрации ядер углерода по интенсивности линии CVI ( $n=8-7$ , 5291 Å) при помощи CXRS диагностики. Параллельно проводились независимые измерения  $Z_{eff}$  по интенсивности тормозного континуума в видимой области. В условиях T-10 эффективный заряд, измеренный из интенсивности континуума, падает с ростом плотности плазмы. Такое поведение  $Z_{eff}$  соответствует представлению о том, что концентрация основной примеси, углерода, слабо зависит от величины плотности плазмы, при этом относительное содержание углерода падает с ростом плотности, уменьшая  $Z_{eff}$  до  $\sim 1$ . Важно заметить, что многолетние измерения профиля интенсивности континуума показывают, что значения  $Z_{eff}$  практически одинаковы по радиусу в области  $0 < r < 0.8a_L$ .

Интенсивность CXRS линии CVI ( $I_{8 \rightarrow 7}$ ) определяется следующим образом:

$$I_{8 \rightarrow 7} = N_c * N_o * Q_{8 \rightarrow 7} \quad (1)$$

$N_c$  - концентрация ядер углерода,  $N_o$  – концентрация атомов нейтрального пучка,  $Q_{8 \rightarrow 7}$  – скоростной коэффициент возбуждения перехода  $n=8-7$ . Проведены измерения интенсивности  $I_{8 \rightarrow 7}$  в центре шнура в омических разрядах с током  $I_p = 200$  кА и средней плотностью плазмы  $N_e$ , изменяющейся в пределах  $N_e = 0.3 \div 4.8 * 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Локально измеренная в центре плазмы интенсивность CXRS линии  $I_{8 \rightarrow 7}$  продемонстрировала быстрый рост с увеличением плотности, несмотря на то, что концентрация атомов пучка  $N_o$ , достигающих центра шнура, падала до 3-х раз по мере увеличения плотности. Используя измеренную из интенсивности континуума слабую зависимость концентрации ядер углерода  $N_c$  в центре шнура от величины  $N_e$ , можно определить эмпирическую величину скоростного коэффициента возбуждения перехода  $n=8-7$  и его экспериментальную зависимость от  $N_e$ . Полученные значения коэффициента  $Q_{8 \rightarrow 7}$  намного выше расчетного [1] и сильно зависят от  $N_e$  ( $Q_{8 \rightarrow 7} \sim N_e^{2-3}$ ), в отличие от расчетного коэффициента, слабо спадающего с ростом  $N_e$ .

Такое поведение  $Q_{8 \rightarrow 7}$  не может быть объяснено пикировкой профиля плотности  $N_c(r)$  у оси шнура по мере роста  $N_e$ , поскольку измеряемые профили  $Z_{eff}(r)$  являются константой по сечению шнура, а интенсивность  $I_{8 \rightarrow 7}$  растёт во всех точках шнура  $Q_{8 \rightarrow 7} \sim N_e^{2-3}$ .

Проведенные на T-10 эксперименты показали, что аномальное поведение коэффициента  $Q_{8 \rightarrow 7}$  не связано с присутствием вокруг нейтрального пучка атомов дейтериевого гало, обладающих температурой близкой к ионной ( $\leq 800$  эВ). Можно предполагать, что аномальное возбуждение перехода  $n=8-7$  обусловлено возбужденными уровнями водородного пучка с  $n \geq 2$ , заселенность которых быстро растет с  $N_e$ . Учитывая почти идеальный компонентный состав пучка ДИНА-6 ( $\geq 90\%$  атомов с энергией  $E_0 = 30$  кэВ в центре шнура), можно считать, что основным источником аномального возбуждения перехода  $n=8-7$  является основная компонента пучка с энергией  $E_0$ .

Поскольку температуры атомов “гало” на крупных токамаках (и на ИТЭР) приближаются по величине к энергии пучка 30 кэВ на T-10, можно ожидать в этих условиях аномального излучения перехода  $n=8-7$  иона  $C^{+5}$ , связанного с присутствием атомов гало.

Работа выполнена в рамках контрактов ГКН $\text{\#}$ 16.518.11.7004 с Роснаукой и ГКН $\text{\#}$ Н.4х.45.90.12.1023 с Росатомом, при поддержке агентства ИТЭР Н.4к.52.90.11.1095.

### Литература

[1]. База данных ADAS <http://www.adas.ac.uk/>

## РАЗРАБОТКА ДИАГНОСТИК ПЛАЗМЫ ИТЭР - СТАТУС И ДОСТИЖЕНИЯ

Вуколов К.Ю., \*Звонков А.В., Алексеев А.Г., \*\*Амосов В.Н., \*\*\*Афанасьев В.И.,  
Вершков В.А., \*\*Кашук Ю.А., Москаленко И.В., \*\*\*Мухин Е.Е., \*\*\*Петров С.Я.,  
\*\*\*Тугаринов С.Н., \*\*\*Чугунов И.Н.

НИЦ "Курчатовский институт", Москва, РФ, 1, [vukolov@nfi.kiae.ru](mailto:vukolov@nfi.kiae.ru)

\*Проектный центр ИТЭР, Москва

\*\*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва

\*\*\*Физико-технический институт РАН им. Иоффе, С-Петербург

Процесс создания диагностического комплекса ИТЭР вступил в определяющую стадию разработки конструкторских проектов отдельных систем. Подписаны соглашения о поставке ряда диагностик, где определены задачи по измерениям параметров плазмы, состав и сроки поставки оборудования на площадку ИТЭР. Диагностики ИТЭР предназначены для управления термоядерной плазмой в течение 400 с при соблюдении требований по безопасности, предъявляемых к ядерным установкам. При этом необходимо обеспечить безотказное функционирование систем диагностики в течение 10 лет и более. В связи с этим возникают дополнительные проблемы по сравнению с отработанными на действующих установках диагностическими методами. В частности, это связано с увеличением интегрального воздействия ряда факторов, а именно: нагрев элементов диагностик, их эрозия потоками частиц или, наоборот, осаждение частиц на поверхность, значительные радиационные нагрузки. Плотность потока нейтронов на первую стенку в ИТЭР составляет примерно  $10^{14}$  н/(см<sup>2</sup>с) в номинальном D-T режиме. И хотя в этих условиях интегральная нейтронная нагрузка даже на первую стенку за 10 лет эксплуатации установки ИТЭР будет относительно невелика (примерно  $10^{21}$  н/см<sup>2</sup>) и не приведёт к изменению механических свойств конструкционных материалов, но для детекторов, расположенных вблизи первой стенки, такой уровень радиации может оказаться недопустимым. Поиск возможных путей защиты детекторов и других элементов диагностик от радиационных излучений и увеличение их радиационной стойкости - одна из основных проблем при разработке диагностического комплекса ИТЭР.

Существуют и другие общие проблемы. Например, для оптических диагностик их несколько: отражение от стенок камеры света, излученного в диверторной плазме; проблема «первого зеркала»; быстрая потеря пропускания оптики в ультрафиолете. Кроме того, для каждой диагностики возникают свои специфические трудности. Во многом они связаны с ограничениями по возможности применения материалов в условиях ИТЭР в связи с требованиями по радиационной безопасности и вакууму.

Доклад посвящен современному статусу и достижениям в преодолении проблем для диагностических систем ИТЭР, разрабатываемых в РФ: активная спектроскопия, рефлектометрия плазмы со стороны сильного магнитного поля, спектроскопия водородных линий; анализаторы атомов перезарядки, томсоновское рассеяние в диверторе и лазерная флюоресценция, вертикальная нейтронная камера, монитор нейтронного потока в диверторе, гамма спектрометрия.

Работа выполнена при поддержке государственной корпорации Росатом, контракт № Н.4к.52.90.11.1151 от 28.04.2011 года.

## НАБЛЮДЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ДИФFUЗИОННЫХ БАРЬЕРОВ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

Курский Г.С., Гусев В.К., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А., Варфоломеев В.И.,  
Ибляминова А.Д., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И.,  
Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Семёнов В.В., Хромов Н.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, РФ, [Gleb.Kurskiev@mail.ioffe.ru](mailto:Gleb.Kurskiev@mail.ioffe.ru)

Одним из важнейших параметров как термоядерного реактора, так и источника нейтронов на основе токамака является профиль концентрации. Поскольку мощность, выделяемая в термоядерной реакции пропорциональна квадрату плотности, достижение сценариев с высокими значениями плотностей в центре плазменного шнура является важной задачей. Например, в работе [1] показано, что стоимость электричества вырабатываемого реактором на основе термоядерного синтеза пропорциональна  $\beta_N^{-0.4} (n/n_G)^{-0.3}$ , где  $\beta_N = \beta_T / (I_p/a/B_T)$ , где  $\beta_T$  - отношение давления плазмы к давлению тороидального магнитного поля,  $a$  – малый радиус плазмы,  $I_p$  – ток плазмы.  $B_T$  – тороидальное магнитное поле,  $n/n_G$  – отношение плотности плазмы к эмперическому пределу Гринвальда[2]. Это ставит задачу исследования режимов с большой плотностью не менее актуальной чем исследование режимов с высокой температурой и давлением плазмы. Эффективные сценарии работы[3] термоядерной станции требуют достижения плотностей  $\sim 1.2-1.5 n_G$ , что возможно только при режимах с пикированным профилем плотности, когда концентрация на периферии достаточно значительно ниже предела идеальной баллонной моды[4][5][6][7].

В ходе исследования изотопного эффекта на токамаке Глобус-М был обнаружен эффект сильной зависимости формы профилей температуры и концентрации электронов от массового числа рабочего газа. В водородном разряде, наблюдались обостренные профили концентрации с параметром пикированности  $ne0/\langle ne \rangle = 3$  и с высокими значениями градиента в области  $r/a = 0.4$ , в случае дейтериевой плазмы параметр пикированности концентрации не превышал 1.6. Как следствие различия и характера поведения электронной температуры, наблюдалось формирование широких профилей температуры с высокими центральными значениями  $Te0/\langle Te \rangle = 2$  в дейтериевой плазме, в то время как высокое значение концентрации в центральной области водородного разряда не позволяло прогреть плазму до высоких температур. Данный эффект наблюдался на ранней стадии разряда, сразу после окончания подъема тока без применения дополнительного нагрева. Этот момент времени характерен высоким уровнем вкладываемой мощности джоулевого нагрева и слабым магнитным широм в центральных областях плазмы при  $q > 1$ .

### Литература.

- [1]. Ward D J, Cook I, Lechon Y and Saez R //Fusion Eng. Design 2005 75–79 1221
- [2]. Greenwald M et al //Nucl. Fusion 1988 28 2199
- [3]. Maisonnier D et al //Fusion Eng. Design 2005 75–79 1173
- [4]. Stober J et al //Nucl. Fusion 2001 41 1535
- [5]. Mahdavi M A et al //Nucl. Fusion 2002 42 52
- [6]. Greenwald M //Plasma Phys. Control. Fusion 2002 44 R27
- [7]. Valovic M et al //Plasma Phys. Control. Fusion 2002 44 1911
- [8]. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. //Вопросы теории плазмы, 1973, вып. 7, стр. 205.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА В МОДЕРНИЗИРОВАННОЙ УСТАНОВКЕ T-15

Ю.Н. Днестровский, С.Е. Лысенко, С.В. Черкасов, А.В. Данилов,  
А.Ю. Днестровский, А.В. Сушков

НИЦ «Курчатовский институт», Институт физики токамаков, Москва, Россия,  
[lysenko@nfi.kiae.ru](mailto:lysenko@nfi.kiae.ru)

Согласно предварительному проектированию, модернизированная установка T-15 должна иметь следующие параметры: размеры  $R = 1.5$  м,  $a = 0.67$  м, удлинение  $k = 1.7$ , треугольность  $\delta = 0.35$ , магнитное поле до  $B_t = 2$  Тл, ток разряда  $I_p = 2$  МА, средняя плотность  $\bar{n} = (2-5) \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup>. Для дополнительного нагрева планируется нейтральная инжекция пучка с энергией  $E_b = 40-80$  кэВ и мощностью  $Q_{NB} \leq 6$  МВт, и ЭЦР нагрев мощностью  $Q_{EC} \leq 8$  МВт. Для расчетов использовалась Транспортная модель канонических профилей (ТМКП), отгестированная на экспериментах на сферическом токамаке MAST, имеющем близкие параметры, и на токамаке JET [1]. Модель использовалась в упрощенном варианте: решались уравнения для температуры электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$  и диффузии тока, а профиль плотности  $n$  задавался фиксированным. L- и H- режимы имитировались граничными условиями для температуры и плотности. Профиль поглощенной мощности пучка оценивался по простым формулам [2] и калибровался по коду NUBEAM.

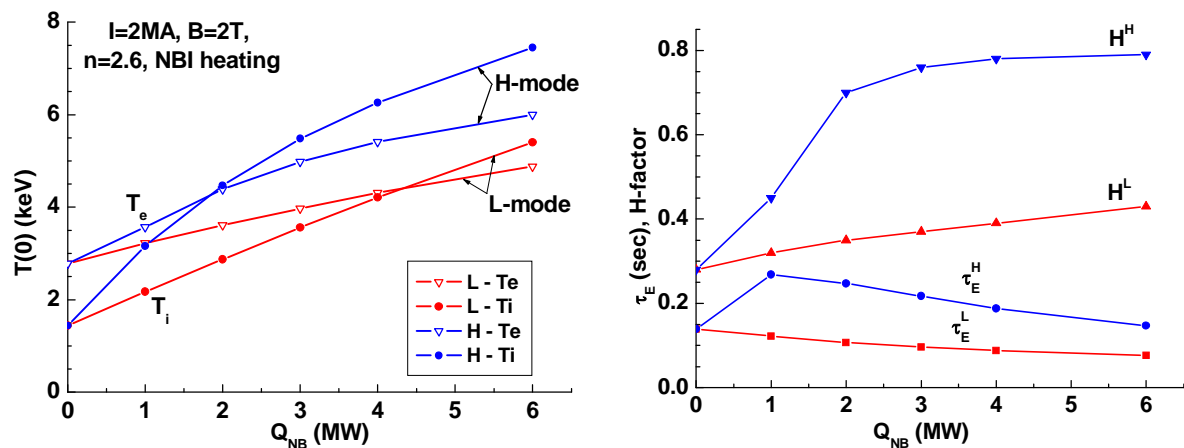
Расчеты показали, что для дейтерия при  $E_b = 80$  кэВ и при плотности  $\bar{n} = 2.6$  можно ожидать следующих температур в центре шнура:

в омическом (OH) режиме:  $T_e(0) = 2.8$  кэВ,  $T_i(0) = 1.4$  кэВ;

в L-режиме при  $Q_{NB} = 6$  МВт:  $T_e(0) = 4.9$  кэВ,  $T_i(0) = 5.4$  кэВ;

в H режиме при  $Q_{NB} = 6$  МВт:  $T_e(0) = 6$  кэВ,  $T_i(0) = 7.4$  кэВ;

На рисунках показаны зависимости центральной температуры, энергетического времени жизни  $\tau_E$  и H-фактора в L- и H-моде от поглощенной мощности пучка.



### Литература

- [1]. Dnestrovskij Y.N. et al., Plasma Phys. Control. Fusion, 2007, v. 49, p. 1477.
- [2]. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П. Математическое моделирование плазмы. М. 1993.

## ПОВЕДЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ПРИ ОМИЧЕСКОМ И ЭЦР НАГРЕВЕ НА ТОКАМАКЕ T-10

Мельников А.В., Грашин С.А., Дябилин К.С., Елисеев Л.Г., Зенин В.Н., Исаев М.Ю.,  
\*Крупник Л.И., Лысенко С.Е., Маврин В.А., Перфилов С.В., Рыжаков Д.В.,  
Шурыгин Р.В.

НИИ "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия, e-mail: [lysenko@nfi.kiae.ru](mailto:lysenko@nfi.kiae.ru)  
\*Институт физики плазмы, ННЦ ХФТИ, 310108 Харьков, Украина

На токамаке T-10 в широком диапазоне омических и ЭЦР режимов исследовался потенциал плазмы  $\phi$  и радиальное электрическое поле  $E_r$ . Главной диагностикой было зондирование плазмы пучком тяжелых ионов [1]. При плотностях  $\bar{n}_e > 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , потенциал имеет отрицательный знак во всем сечении плазмы. При меньших плотностях во внешней зоне потенциал и  $E_r$  меняют знак. Абсолютное значение потенциала на середине радиуса растет с плотностью вплоть до  $\bar{n}_e < 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , а затем насыщается. Аналогично ведет себя время удержания  $\tau_E$ . В режимах с ЭЦР нагревом абсолютная величина  $\phi$  уменьшается за счет откачки плотности и роста электронной температуры. Измерения  $E_r$  в горячей зоне плазмы сравнивались с численными расчетами по неоклассическим кодам, учитывающим неамбиполярные потоки за счет гофрировки тороидального поля [2], а на периферии – с моделью краевой турбулентности [3]. Использовалась как простая аналитическая модель, так и орбитальный код VENUS+ $\delta f$ . Поведение среднего значения  $E_r$  при изменении плотности и температуры не противоречит неоклассическим ожиданиям. Модели воспроизводят как радиальные профили, так и основные тенденции спада потенциала при подъеме плотности и подъем потенциала с увеличением  $T_e$  при ЭЦР-нагреве. Прямое численное моделирование динамики турбулентности по 4-полевой  $\{\phi, n_e, p_e, p_i\}$  нелинейной двухжидкостной МГД модели, основанной на уравнениях Брагинского, ( $p_e, p_i$  – давление электронов и ионов) объясняет динамику  $E_r$  на периферии плазмы совместным влиянием турбулентных напряжений Рейнольдса и силы Виндзора-Стрингера на величину полоидальной скорости. Проводится сравнение измерений потенциала на T-10 с данными, полученными на стеллараторах.

Работа поддержана Росатомом, Роснаукой, грант НШ- 5044.2012.2, и РФФИ, гранты 11-02-00667 и 12-02-031765.

### Литература

- [1]. Melnikov A.V. et al. Nucl. Fusion, 2011, v.51, p. 083043.
- [2]. Isaev M.Yu. et al. 39th EPS Plasma Physics Conf., Stockholm, 2012, Rep. P2.077.
- [3]. Шурыгин Р.В., Мельников А.В. Физика плазмы, 2009, т. 35, с. 291.



## ОЦЕНКА УСТОЙЧИВЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОРОТКОВОЛНОВЫХ И ДЛИННОВОЛНОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

Д.В. Малахов, В.Д. Борзосеков, Д.Г. Васильков

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, [malakhov@fpl.gpi.ru](mailto:malakhov@fpl.gpi.ru)*

Нарастающие объемы информации, получаемой на стеллараторе Л-2М, остро ставят вопрос автоматизации процесса первичной обработки данных и систематизации получаемых результатов. За время существования установки накоплен не только огромный опыт в области обработки и анализа сигналов с различных диагностик, но и распределенная база данных, включающая более 10 тысяч разрядов. Задачей данной работы являлась разработка алгоритма, объединившего отбор ансамбля разрядов по определенным макропараметрам с разработанным программным обеспечением для оценки устойчивых (робастных) спектральных характеристик флуктуаций, для дальнейшей их физической интерпретации.

Доклад посвящен первым результатам оценки таких устойчивых характеристик коротковолновых и длинноволновых флуктуаций плотности плазмы в стеллараторе Л-2М. Для многопараметрического комплексного анализа использовались отсортированные данные с диагностик обратного рассеяния и рассеяния на второй гармонике гиротрона, малоуглового рассеяния и диагностики Доплеровской рефлектометрии [1-4]. В качестве базового параметра сортировки использовались таблицы макропараметров плазмы (плотность, энергия, мощность ЭЦ-нагрева). Сортировка и группировка импульсов производилась в автоматическом режиме таким образом, чтобы соблюдалось условие стационарности интересующего облака макропараметров плазмы (с допустимыми ошибками). Отсортированные данные обрабатывались по ранее отлаженным и запатентованным алгоритмам спектрального анализа флуктуаций [5]. Результатом обработки являлись устойчивые для ансамбля разрядов спектральные характеристики (с оценкой ошибок).

В результате проведенного анализа было показано, что в стеллараторе Л-2М робастные Фурье-спектры и энергия длинноволновых флуктуаций не коррелирует со временем удержания плазмы при изменении мощности ЭЦ-нагрева [2]. Устойчивые спектры диагностики Доплеровской рефлектометрии позволили определить требуемые параметры для оптимизации диагностики, а также послужили основой для выработки нового метода вероятностного анализа [6]. Анализ эволюции робастных спектров сигналов диагностик рассеяния излучения гиротрона выявил существование спектральных полос на всех измеренных пространственных масштабах [1,4].

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8392 от 24 августа 2012 г. «Образование структур и стохастизация в плазме».

### Литература

- [1]. Skvortsova N.N., Akulina D. K., Batanov G.M. et al. *Pl.Phys. Cont. Fusion* 52(2010) 055008.
- [2]. Г.М. Батанов, В.Д. Борзосеков, Л.В. Колик, Д.В. Малахов и др. *ВАНТ*, 2011, 2, 70-75.
- [3]. Чернов Н.А., Пшеничников А.А., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н. XXXIX Межд. (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. 2012. С. М68.
- [4]. Г.М. Батанов, В.Д. Борзосеков, Л.М. Коврижных, и др. *Физика плазмы*, 2013, в печати.
- [5]. А.К. Горшенин, В.Ю. Королев, Д.В. Малахов, Н.Н. Скворцова. Свидетельства о государственной регистрации программ для ЭВМ 2012. № 2012610645, 2012610646, 2012610923, 2011618892,
- [6]. Горшенин А.К., Королев В.Ю., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н. *Математическое моделирование*, 2011. Т. 23. № 4. С. 83–89.



## КОМПАКТНАЯ ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЕТА ГОФРИРОВКИ ТОРОИДАЛЬНОГО ПОЛЯ В ТОКАМАКЕ. РАСЧЕТНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ NSTX, T-6, T-11, T-15 И JET

Мережкин В.Г.

ИФТ, НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ, [vitm@mail.ru](mailto:vitm@mail.ru)

Численные расчеты и эксперименты показывают, что дополнительные потери частиц и энергии в токамаке из-за гофрировки тороидального поля могут оказаться существенными в режимах с мощными дополнительным нагревом при температуре плазмы  $\geq 5$  кэВ. В режимах с низкой плотностью при ЭЦР нагреве существенными должны быть потери тепловых электронов, запертых в локальных пробках тороидального поля, в приосевой и основной зоне плазменного шнура [1, 2]. В работе [3] было показано, что в экспериментах с инжекцией пучков и ИЦР нагревом существует опасность потери заметной доли быстрых надтепловых ионов во время их торможения и передачи энергии основной плазме, когда коэффициент диффузии тороидально запертых ионов оказывается пропорциональным среднеквадратичным значениям гофрировки поля  $\langle \delta^2 \rangle$  на магнитной поверхности. Согласно этой теории, потери быстрых ионов из-за стохастической диффузии банановых частиц становятся несущественными только при амплитуде гофрировке поля на границе плазмы  $\delta_a^{\max} \leq 0.3\%$ .

В препринте Ю.В. Грибова, С.Н. Цауна и П.Н. Юшманова (ИАЭ-3681/7 М., 1982) был предложен алгоритм вычисления гофрировки магнитного поля в торе, как функции радиуса  $r$  и полоидального угла  $\theta$ , на основе предварительного точного расчета минимальных и максимальных значений поля в средней плоскости тора. Этот расчет основывался на известном распределении поля от линейного кругового тока в кольце, приведенном в решении задачи 2 на стр. 164 книги «Электродинамика сплошных сред» (во 2 изд.) Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица. Два параметра – величина  $\delta^{\min}$  и ее координата  $\Delta_0$  по радиусу  $R$ , полученные в точном расчете, позволяли определить величину  $\delta$  в функции  $\theta$  и  $R$  через модифицированную функцию Бесселя нулевого порядка  $I_0(x)$ , которая с точностью до 5 % воспроизводила поведение функции  $\delta(R)$ , в T-11 и T-10 при значениях  $\delta_a^{\max} = 2$  и 3 %, соответственно.

Оказалось, что более низких  $\delta_a^{\max}$  в системах с достаточно большим числом катушек в тороидальном магните,  $> 24$ , а также в крутых торах рассчитанные значения  $\delta(R)$  из функции Бесселя, заметно расходятся с точным расчетом. В NSTX и Глобус-М, с очень низкими  $\delta^{\min} < 10^{-7}$ , приближенные значения отличались от точных на множитель  $\sim 2$ . Подгонку аппроксимирующей функции  $\delta(R)$  к точной функции удалось осуществить «привязкой» неточного значения из функции Бесселя к точному значению при  $r/a = 0.9$ , а форму неточной кривой изменять за счет числа  $k$  - учитываемых членов ряда для функции Бесселя. Выяснилось также, что оптимальное значение  $k$  повышается с увеличением числа периодов гофрировки поля  $N$  до  $k \approx 10$  при  $N \geq 24$ . Таким образом, был найден простой алгоритм для уточнения искомой зависимости гофрировки поля от значений  $r$  и  $\theta$ , полученной на основе модифицированной функции Бесселя, при известных точных значениях  $\delta(R)$  в средней плоскости тора. На основе этого алгоритма была написана компактная программа C++, которая была протестирована по опубликованным данным о гофрировке поля на разных установках, в том числе и на сферомаках Глобус-М и NSTX.

### Литература.

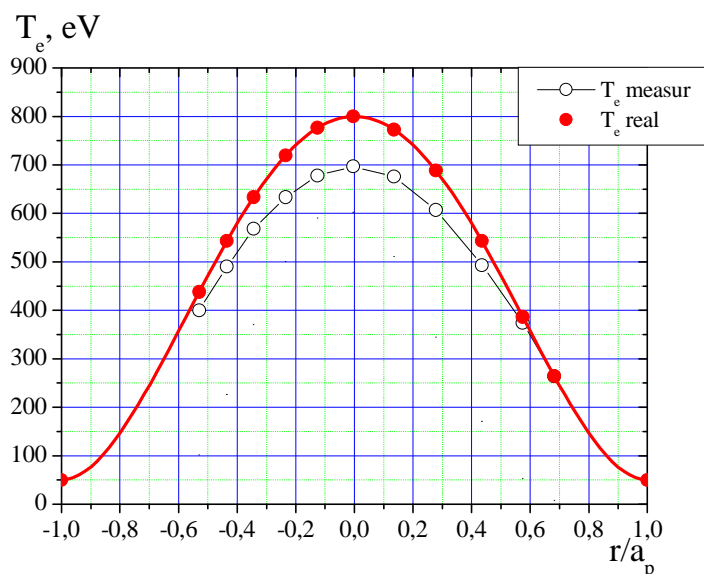
- [1]. Т. Е. Stringer Nucl. Fusion, Vol. 12, p. 689 (1972).
- [2]. В. Мережкин, В.С. Муховатов. Препринт ИАЭ-4597/7. М., 1988.
- [3]. R.J. Goldston, R.V. White, and A.H. Boozer. Phys. Rev. Lett., Vol. 47, No 9, (1981).

## ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ В ТОРОИДАЛЬНЫХ ЛОВУШКАХ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

И.Ю. Вафин, А.И. Мещеряков

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

Измерения электронной температуры по излучению в рентгеновском диапазоне носят хордовый характер. Это значит, что на детектор попадает излучение не только из центральной, более горячей, области плазменного шнура, но и из более холодных, периферийных областей, что неизбежно вносит искажения в спектр мягкого рентгеновского излучения и значение измеряемой электронной температуры. Поскольку интенсивность рентгеновского излучения экспоненциально меняется с изменением температуры, считается, что излучение в основном приходит из наиболее горячих центральных областей, а искажения спектра невелики. Этот вопрос вызывал интерес и ранее (см например [1]).



Исследование искажений спектра рентгеновского излучения можно выполнить только моделированием излучения плазмы, заложив в модель геометрию и параметры конкретной установки, на которой проводятся измерения. В данной работе было проведено исследование возможных искажений измерений электронной температуры методом фольг, а так же по спектру мягкого рентгеновского излучения на стеллараторе Л – 2М в режимах ЭЦР нагрева плазмы. Мощность нагрева в этом режиме превышала  $P = 200$  кВт. В этих условиях часто наблюдается «провальный» профиль плотности [2], а вклад центральных областей в излучение уменьшается, что приводит к усилению искажений. На рис.1 приведены профили

температуры: заданный (верхний) и тот, который можно получить в результате измерений методом фольг, предполагая, что излучение приходит только из центральных областей (нижний).

### Литература

- [1]. S. Sesnic, M. Dieso, K. Hill, A. Holland. Profile Correction to Electron Temperature and Enhancement Factor in Soft-X-Ray Pulse-Height-Analysis Measurements in Tokamaks. Rev. Sci. Instrum. 59, 1810 (1988), issue 8
- [2]. А. А. Летунов, Е. В. Воронова, С. Е. Гребенщиков, В. П. Логвиненко. Немонотонные распределения плотности электронов плазмы стелларатора Л-2М при высоких мощностях ЭЦР-нагрева// тезисы докладов XXXIX международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС.

## АДИАБАТИЧЕСКИ-РЕДУЦИРОВАННЫЕ МГД УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ С АНИЗОТРОПНЫМ ДАВЛЕНИЕМ

Небогатов В.А., Пастухов В.П.

*НИИ “Курчатовский институт”*

Аномальный перенос частиц и энергии является одной из центральных проблем в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу. Численное моделирование низкочастотной вихревой конвекции плазмы и результирующего аномального транспорта, основанное на адиабатически-редуцированной модели с изотропным давлением [1] демонстрирует разумное согласие с рядом экспериментов. Тем не менее давление слабостолкновительной плазмы может быть анизотропным и моделирование турбулентной динамики и транспортных процессов следует вести с учетом конкурирующего процесса столкновительной изотропизации, которая происходит на временах, значительно меньших времени удержания плазмы. В настоящей работе получена замкнутая система редуцированных уравнений, описывающая низкочастотную желобковую конвекцию и недиффузионный транспорт в цилиндрической плазме с анизотропным давлением. В качестве исходной динамической модели рассматривается анизотропная магнитная гидродинамика Чу-Голдбергера-Лоу [2] поскольку эта модель пригодна для описания желобковой конвекции в цилиндрической геометрии плазменного столба даже в пределе низких частот. При выводе редуцированных уравнений использовался метод адиабатического разделения быстрых и медленных движений [3], который сохраняет симметрии исходной гидродинамической модели и позволяет использовать адиабатически-редуцированные уравнения для моделирования эволюции плазмы на временах, сравнимых или превышающих энергетическое время жизни. Редуцированная динамическая модель плазмы оказывается квазидвумерной (в потоковых координатах), поле скоростей описывается всего одной скалярной функцией. Показано, что структура адиабатического преобразования и соответствующего ему поля скоростей идентичны полученным ранее для изотропной МГД модели [4]. Однако уравнения переноса тепла существенно отличаются от модели изотропного давления и указывают на тенденцию к поддержанию различных радиальных профилей продольного и поперечного давления [5].

### Литература

- [1]. Пастухов В.П., Чудин Н.В., Письма в ЖЭТФ, 2009, 90, 722
- [2]. Chew G., Golberger M., Low F., Proc. R. Soc. London, 1956, 236, 112.
- [3]. Пастухов В.П., Физика плазмы, 2000, 26, 566.
- [4]. Пастухов В.П., Физика плазмы, 2005, 31, 628.
- [5]. Григорьев И.А., Пастухов В.П., Физика плазмы, 2007, 33, 690.

## ИССЛЕДОВАНИЕ «Н-L ПЕРЕХОДА» НА ТОКАМАКЕ Т-11М

Панов А.И., Алексеев А.Г., Лазарев В.Б., Мирнов С.В., Костина А.Н.

ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190 Троицк, Московской обл., [andy.phy@gmail.com](mailto:andy.phy@gmail.com)

В последних экспериментальных компаниях на токамаке Т-11М с вертикальным литиевым лимитером наблюдались режимы с улучшенным удержанием. Для них был характерен относительно острый профиль плотности плазменного шнура с более высокими значениями плотности в центре по сравнению с  $N_e$  в L-моду. Так же в них наблюдалось значительное увеличение мощности мягкого рентгеновского излучения из центра плазменного шнура, характеризующее накопление примесей в центре. Наблюдались так же его пилообразные колебания. Время удержания частиц  $\tau_p$  увеличивалось в 2 раза.

Переходы Н-L и L-N идентифицировались по свечению линий Li I и  $H_\alpha$  из области взаимодействия плазменного шнура с вертикальным литиевым лимитером (Рис. 1). Данные, так называемые «Н-режимы», связаны, по-видимому, с развитием в плазменном шнуре внутреннего транспортного барьера и образованием идеальной винтовой моды  $m=1$ . В данной работе проводится исследование этих режимов с улучшенным удержанием, а так же их переход в режимы, типичные для токамака Т-11М.

Наблюдение профиля ультрафиолетового и рентгеновского излучения проводилось с помощью гибридного матричного детектора формата 16x16, обладающего быстродействием до  $10^6$  кадров в секунду[1]. Измерение плотности проводилось с помощью пятиканального СВЧ-интерферометра.

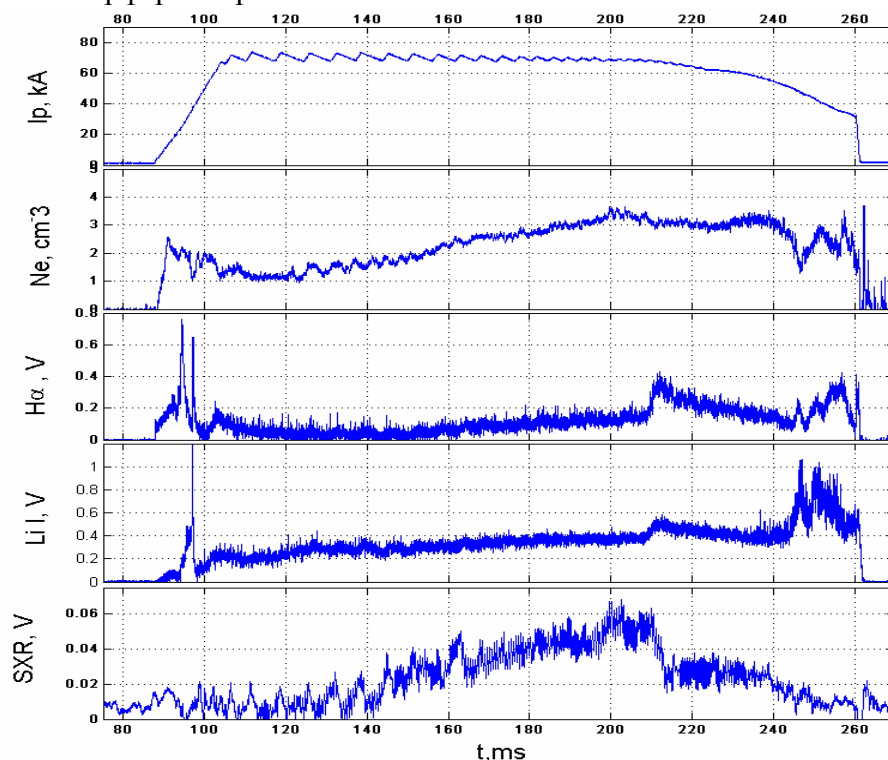


Рис. 1 Графики эволюции тока плазмы, электронной плотности, мощности излучения линии  $H_\alpha$  из пристеночной области, линии Li I из зоны вертикального литиевого лимитера, мощности излучения мягкого рентгена из центра плазменного шнура.

### Литература.

- [1]. Алексеев А.Г., Белов А.М., Забродский В.В., ПТЭ, 2010, вып.2, с.58.

## О ПРИЧИНАХ РАЗВИТИЯ СРЫВА ПЛАЗМЫ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

В.К. Гусев, Г.С. Курскиев, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, РФ, e-mail: [michael.patrov@mail.ioffe.ru](mailto:michael.patrov@mail.ioffe.ru)

Результаты экспериментов, проведенных на сферическом токамаке Глобус-М (большой радиус  $R = 0,36$  м, малый –  $a = 0,24$  м, тороидальное магнитное поле  $B_T = 0,4$  Тл) [1] в режиме омического нагрева плазмы, позволили выделить основные причины срыва тока плазмы на всех стадиях разряда и выработать некоторые рекомендации по предотвращению развития срыва. Для наблюдения МГД неустойчивостей применялся диагностический комплекс на основе магнитных зондов и камеры обскуры мягкого рентгеновского излучения [2].

Изучено влияние МГД возмущений начальной стадии на формирование разряда и замечено, что для предотвращения срыва и достижения больших токов по плазме и его длительного поддержания в течение разряда, следует ограничивать скорость нарастания тока плазмы умеренной величиной около 4 – 6 МА/с.

Исследовано влияние пилообразных колебаний на развитие тиринг моды на стадии плато тока. Замечено, что в плазме токамака Глобус-М, пилообразные колебания не являются фактором, препятствующим достижению предельных плотностей, а также служат стабилизирующим фактором по отношению к тиринг модам стадии плато тока плазмы, затрудняющим их развитие.

Проведены исследования запертых мод с волновым числом 2/1 и модой 1/1, возникающей в результате поступления примесей в разряд, т.н. возмущения типа «снейк». Показано, что предел по достижению предельной плотности плазмы, связанный с их развитием [3] является лишь технологическим и может быть преодолен при помощи компенсации асимметрии вакуумного магнитного поля и более тщательной подготовкой вакуумной камеры к экспериментам.

Важным результатом является получение МГД устойчивого омического разряда в широком диапазоне тока плазмы. При этом, плотность плазмы достигает значения до 100% плотности Гринвальда, что схоже со значениями, полученными на токамаках MAST [4] и NSTX [5]. Длительность разряда, достигнутая на практике, в настоящее время ограничена параметрами источников питания центрального соленоида.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (Государственный контракт №14.518.11.7004), программы Президиума РАН и РФФИ (гранты 11-08-00813-а, 13-02-00129-а, 13-08-00370-а).

### Литература

- [1]. Belyakov V.A., Divavin V.A., Dvorkin N.Ya. et al. Preprint ФТИ РАН 1629, СПб, 1994.
- [2]. Патров М.И., Бендер С.Е., Гусев В.К. и др., Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 2. С. 81.
- [3]. Semenov I., Mirnov S., Technical report PPPL-3702, 2002, Princeton, USA.
- [4]. Akers R. J., Ahn J. W., Appel L. C. et al. Phys. Plasmas, 2002, Vol. 9, 1490928.
- [5]. Sabbagh S.A., Kaye S.M., Menard J., et al., Nucl. Fusion, 2001, Vol. 41, 1601.

## ОСОБЕННОСТИ СРЫВОВ ТОКА В ТОКАМАКЕ T-10 В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВЕЛИЧИНЫ $q$ НА ГРАНИЦЕ ПЛАЗМЫ

Ю.Д. Павлов, Э.О. Кулешин, С.Г. Мальцев

ИФТ НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, [pavlov@nfi.kiae.ru](mailto:pavlov@nfi.kiae.ru)

Эксперименты по изучению глобальных срывов тока плазмы в токамаках проводятся уже достаточно давно и на многих установках. Тем не менее, актуальность таких исследований остается очень высокой. Возникновение глобального срыва тока плазмы как правило приводит к развитию пучка ускоренных электронов. При этом подобный пучок может перехватывать значительную часть тока плазмы [1] и это уже становится весьма серьезной опасностью для элементов конструкции вакуумной камеры Токамака. Одной из задач подобных исследований является найти способ, предотвращающий развитие пучка при срыве тока плазмы. Одним из таких способов является создание сильных МГД возмущений во время спада тока [2].

Во время проведения на токамаке T-10 различных экспериментов по изучению глобальных срывов тока плазмы, возникающих в результате достижения предельной плотности плазмы, была обнаружена некоторая особенность развития таких срывов. А именно, если обычно длительность спада тока (с момента начала срыва до выхода тока на нулевое значение) составляет  $\sim 7-15$  мс, то в случаях, когда величина  $q$  на границе плазмы находится в области целых или полужелтых значений, время спада тока резко возрастает, достигая 100-115 мс. При этом скорость спада непрерывно уменьшается на всем своем протяжении. Ширина же области значений  $q$ , в которой наблюдается медленный спад тока, составляет  $\leq 10\%$  от величины  $q$ . Необходимо также отметить, что во всех экспериментах (как в случаях с быстрым спадом тока, так и в случаях с медленным спадом) внешний источник питания вихревой обмотки программным образом отключался в момент начала спада тока.

Отличительной особенностью медленного спада тока является наличие большого количества вспышек МГД активности и, как результат этого, отсутствие пучка ускоренных электронов. Во время вспышек МГД активности происходит взаимодействие плазмы с кольцевой диафрагмой, что приводит к вспышкам различных линий, что, в свою очередь, хорошо видно диагностикой "эндоскоп" [3].

Подобное поведение спадов тока и параметров плазмы во время спада идентичны между собой для разных значений  $q$  на границе плазменного шнура. Эксперименты проводились в интервале величин  $q$  от 3 до 4,5. В случаях величин  $q$  вблизи значений 3; 3,5; 4 и 4,5 наблюдалось резкое увеличение длительности спада тока.

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки (госконтракт №16.518.11.7004) и Госкорпорации Росатом (госконтракт №3Н.4Х.45.90.12.1023).

### Литература

- [1]. ITER Physics Basis – Nuclear Fusion, 1999, Vol.39, p.2321-2373
- [2]. Дремин М.М. и др., ВАНТ Сер.Термоядерный синтез (будет в №4, 2013г.)
- [3]. Е.О.Kuleshin at al., 39th EPS Conference & 16th Congress on Plasma Physics, p4.076



## ЭКСПЕРИМЕНТЫ СО 100-МКС ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

В.В. Поступаев, А.П. Авроров, А.В. Аржанников, В.Т. Астрелин, В.И. Баткин,  
А.В. Бурдаков, В.С. Бурмасов, Л.Н. Вячеславов, И.А. Иванов, М.В. Иванцовский,  
И.В. Кандауров, А.А. Касатов\*, С.А. Кузнецов\*, К.Н. Куклин, В.В. Куркучеков\*,  
К.И. Меклер, С.В. Полосаткин, С.С. Попов, А.Ф. Ровенских, В.Ф. Скляр\*<sup>\*\*</sup>,  
А.В. Судников\*, Ю.С. Суляев, Ю.А. Трунев, А.А. Шошин

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск,*

[V.V.Postupaev@inp.nsk.su](mailto:V.V.Postupaev@inp.nsk.su)

*\*Новосибирский государственный университет, Новосибирск*

*\*\*Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск*

В работе представлены результаты первой экспериментальной кампании на многопробочной ловушке ГОЛ-3, целью которой было изучение процессов при квазистационарной инжекции слабoreлятивистского электронного пучка с мощностью порядка 10 МВт.

Преыдушие исследования на установке ГОЛ-3 велись с использованием сильноточных релятивистских электронных пучков, генерируемых ускорителями У-3 (в 1988-1995 гг.) и У-2 (с 1995 г.). Типичные параметры этих пучков были 0.5-1 МэВ, 20-30 кА, 3-12 мкс, 50-200 кДж. При характерной плотности тока пучка  $\sim 1$  кА/см<sup>2</sup> и плотности плазмы  $\sim 10^{21}$  м<sup>-3</sup> были достигнуты электронная и ионная температура 2-4 кэВ в наиболее горячей части установки. Особенностью экспериментов на ГОЛ-3 является ключевая роль сразу нескольких коллективных процессов, которые определяют нагрев и удержание плазмы в ловушке [1]. В условиях ГОЛ-3 плазма не успевала выйти на квазистационарный уровень, фактически во время инжекции пучка изучались переходные состояния системы, что затрудняло изучение физики нагрева и удержания плазмы в ГОЛ-3.

Более глубокое изучение физики возможно в случае вывода системы в квазистационарное состояние. В этом случае полученные результаты можно будет экстраполировать и на систему, работающую в непрерывном режиме. Сделать это можно, если значительно уменьшить мощность электронного пучка с  $\sim 20$  ГВт, характерных для экспериментов с релятивистскими электронными пучками, до  $\sim 10$  МВт – уровня мощности, достигаемого ныне системами нагрева плазмы крупных и средних установок. Платой за многократное снижение мощности в нашем случае является сознательный переход к работе с менее плотной и менее горячей плазмой и уменьшение диаметра области, нагреваемой электронным пучком.

Для программы исследования инжекции квазистационарного электронного пучка в плазму был разработан специальный инжектор с плазменным катодом, конструкция и параметры которого обсуждаются в отдельной работе [2]. Эксперименты проводились при следующих параметрах:  $<100$  кэВ,  $<100$  А,  $<10$  МВт,  $>100$  мкс,  $\sim 10^{20}$  м<sup>-3</sup>, 0,3-2 Тл. Инжекция велась в газ, поскольку использовавшаяся версия инжектора была несовместима с системой создания предварительной плазмы ГОЛ-3. Плазма нарабатывалась непосредственно электронным пучком. Была продемонстрирована стабильная транспортировка пучка через 12-метровую магнитоплазменную систему. Впервые в экспериментах на ГОЛ-3 было получено квазистационарное состояние плазмы со средней энергией пары  $e+i$  масштаба 100 эВ.

В дальнейшем эксперименты по данной программе будут чередоваться с экспериментами в традиционной постановке, использующими релятивистский электронный пучок.

### Литература

- [1]. A.V. Burdakov, et al., Fusion Science and Technology, 2011, Vol. 59, No. 1T, pp. 9-16.
- [2]. И.В. Кандауров, и др., XL Звенигородская конф. по физике плазмы и УТС, 2013.



## ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ СЛАБО НЕОДНОРОДНОЙ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МАКСВЕЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЫ

В.А. Ранцев-Каринов

ИФТ НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, [rank@nfi.kiae.ru](mailto:rank@nfi.kiae.ru)

Исходя из выражения потенциала пробной частицы двигающейся в плазме [1], и рассматривая плазму как сумму таких пробных частиц, в работе приведены вычисления потенциала,  $\langle \varphi(\vec{r}) \rangle$ , максвелловской, слабо неоднородной, цилиндрической плазмы при малых (по сравнению с тепловыми) значениях макроскопических скоростей. В результате этих вычислений получено:

1) формула потенциала плазмы в означенных выше условиях, которая указывает на его термоэлектрический характер, и его можно представить в виде:  $\langle \varphi(\vec{r}) \rangle = -\alpha(U) \cdot T_e(r)$ ,

где  $U(r) = Z_{eff}(r) \cdot \frac{T_e(r)}{T_i(r)}$ , а  $\alpha(U)$  - термоэлектрический коэффициент (ТЭК);

2) ТЭК тождественно обращается в нуль в двух случаях: **а)** при  $V_e \equiv V_i$ ; **б)** в реальных же экспериментальных условиях, когда справедливо неравенство  $V_e \gg V_i$ , требование обращения в нуль вычисленного потенциала, оказывается равносильно требованию  $\omega = kv_e$ , что соответствует продольным электростатическим колебаниям и статической, т.е., дебаевской экранировке;

3) Полученный ТЭК имеет некоторую особенность, где  $\lim \alpha(U) = -\infty$  при  $U \rightarrow 3.523607$  (см.

рисунок), которая выявлена чисто математически и её физическую интерпретацию автор пока не смог найти;

4) на границах этой особенности,  $3.45 \leq U(r) \leq 3.54$ , ТЭК обращается в нуль, внутри же неё он имеет отрицательный знак, а потенциал - положительный;

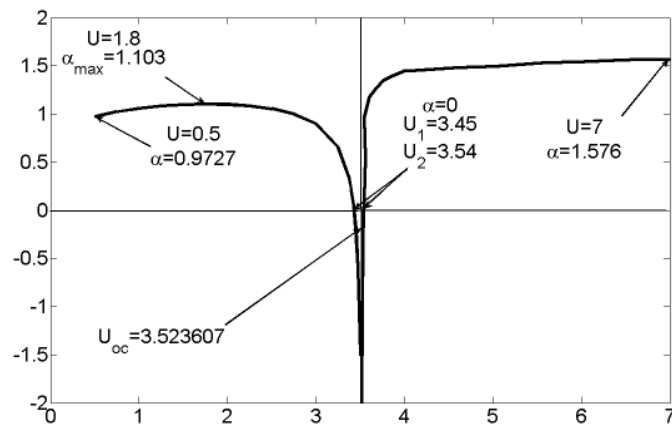
5) в диапазоне проявления особенности допустимы колебания плазмы, фазовая скорость и частоты которых удовлетворяют условиям  $\left(\frac{\omega}{k}\right)_{\min} \geq 3.5 \cdot V_i$ ,  $\omega \geq \omega_{\min} \approx 0.3 \cdot \Omega_i$ , т.е., их можно отнести к категории промежуточных;

6) полученные в работе аналитические выражения ТЭК, для различных диапазонов изменения параметра  $U(r)$  позволяют построить радиальные распределения термоэлектрического потенциала, и напряженности термоэлектрического поля.

Найденная величина электрического поля является только одной из составных частей общей его величины, которая должна вычисляться с учетом составляющих холловского поля протекающих токов в плазме и различных методов дополнительного её нагрева.

### Литература

[1]. В.П. Силин, "Введение в кинетическую теорию газов Москва, "Наука" (1971)



## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОСТИ, ОТВЕТСТВЕННОЙ ЗА САМООРГАНИЗАЦИЮ И УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА

А.А. Данилов, А.Ю. Днестровский, К.А. Разумова, Н.Н. Тимченко, Т.В. Шафранов

ИФТ КЦЯТ НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, РФ, e-mail: [razumova@nfi.kiae.ru](mailto:razumova@nfi.kiae.ru)

Основные процессы в плазме, отвечающие за удержание плазмы токамака – самоорганизация профиля давления и формирование внутренних барьеров, ИТВ [1 – 4]. ИТВ формируются вблизи рациональной поверхности с низким  $q=m/n$  в зоне без рациональных поверхностей (GAP), где турбулентные ячейки, локализованные около рациональной поверхности, не соприкасаются (не взаимодействуют). GAP образуется только в случае ограничения номера  $m$ , и ширина его зависит от величины номера  $m$  и производной  $dq/dr$  ( $\delta_{gap} \sim q^2 / (dq/dr * (m-q))$ ). В ИТВ происходит разрыв турбулентного теплового потока, генерируемого соприкасающимися и, значит, взаимодействующими ячейками. Через зону GAP тепловой поток могут перенести только турбулентные ячейки с высокими  $m$ , для которых GAP нет. Сравнивая расчетную ширину GAP и экспериментальную ширину барьера  $\Delta_{ITV}$ , можно найти номер моды  $m$ , ответственной за перенос тепла в данных условиях. Но  $\Delta_{ITV} = \delta_{GAP} - \Delta_{turb}^{sell}$ . Последний член может быть измерен с помощью рефлектометрии, однако в экспериментах, которые были проанализированы, таких измерений не было, и мы можем говорить только о верхней оценке величины  $m$ .

В работе анализировались эксперименты, проведенные на токамаках MAST и RTP, где с помощью диагностики Томсоновского рассеяния были проведены измерения профилей электронной температуры с хорошим пространственным разрешением. Расчеты плотности рациональных поверхностей проводились с помощью кода ASTRA с использованием как рассчитанных профилей  $q$ , так и полученных в эксперименте. Результаты анализа показали, что для MAST'a и для RTP номер основной переносящей тепловой поток моды  $m = 30 - 40$ . Введение центрального ЭЦРН (для RTP  $P=400kW$ ) приводит к сильному росту теплового потока, который должен восстановить самосогласованный профиль давления, что снижает полученный номер моды до 10. При этом возникает хорошо выраженный барьер по  $q=1$ . Из этого следует, что, во-первых, поток тепла, переносимый турбулентностью, сильно возрастает с ростом  $m$  ( $\sim m^2$ ), и, во-вторых,  $\delta_{GAP}$  с увеличением  $m$  растет быстрее, чем радиальный размер турбулентной ячейки,  $\Delta_{turb}^{sell}$ . Таким образом, воздействия на плазму, искажающие самосогласованный профиль давления, приводят к формированию ИТВ. Чем сильнее воздействие на плазму, тем более низкие моды переносят тепловой поток, сглаживающий профиль давления. Когда  $m$  становится достаточно низким, искажения профиля давления оказываются несглаженными, раскачиваются острова и может развиваться неустойчивость срыва. Анализ режима с нецентральным ЭЦРН, как и ожидалось, дал рост  $m$  внутри зоны нагрева ( $m \approx 60$ ) и спад  $m$  в зоне нагрева и снаружи от нее. В работе также анализируются барьеры в H моде. Есть основания полагать, что H мода есть результат образования GAP на краю плазмы, возникающего из-за больших потоков тепла (низкие  $m$ ) при граничных условиях, сильно искажающих самосогласованный профиль давления.

Работа выполнена при поддержке Росатома ГК от 06.04.2012 №Н.4х.45.90.12.1023 и Роснауки ГК от 12.05.2011 №16.518.11.7004, Научной школы №5044.2012.2.

### Литература

- [1]. Joffrin E. et al. Nucl. Fusion 2003 **43** 1167.
- [2]. Razumova K. A. et al. Nucl. Fusion 2004 44 1067
- [3]. Austin M. E. et al. Phys. Plasmas 2006 13 082502
- [4]. Razumova K. A. et al. 2011 Nucl. Fusion 51 083024

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЫ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

В.Ю. Сергеев, А.С. Быков, Н.А. Хромов<sup>\*</sup>, Б.В. Кутеев<sup>\*\*</sup>, Ю.В. Петров<sup>\*</sup>, Н.В. Сахаров<sup>\*</sup>,  
В.Г. Скоков, В.М. Тимохин

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
Санкт-Петербург, Россия, [A.Bykov@spbstu.ru](mailto:A.Bykov@spbstu.ru)*

*<sup>\*</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
[Nikolay.Khromov@mail.ioffe.ru](mailto:Nikolay.Khromov@mail.ioffe.ru)*

*<sup>\*\*</sup>НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова д.1, 123182, Москва,  
Россия*

Предельные величины тепловых потоков на стенку и диверторные пластины являются одним из основных ограничений получения энергонапряженных режимов работы токамаков. Ключевым параметром, определяющим плотность теплового потока является так называемая ширина SOL - длина спада теплового потока в SOL. Эта величина определяется конкуренция продольного и поперечного переноса в периферийной плазме, а поскольку для последнего на данный момент не существует полноценного теоретического описания, ширина SOL не может быть предсказана теоретически. Поэтому для оценки ширины SOL в проектируемых установках используются скейлинги. До недавнего времени в классических токамаках использовался скейлинг, предсказывающий примерную пропорциональность ширины SOL большому радиусу установки [1]. Этот закон неприменим для сферических токамаках [2], которые в настоящее время рассматриваются в качестве термоядерных источников нейтронов, в частности существует проект ТИН-СТ (Термоядерный Источник Нейтронов на базе Сферического Токамака), находящегося на данный момент на стадии концептуального дизайна [3]. Кроме того, в последние годы появились указания на то, что скейлинг [1] не применим и для классических токамаков [4]. Вышесказанное, а также то, что сферический токамак Глобус-М рассматривается в качестве прототипа ТИН-СТ делает важным исследование тепловых потоков в диверторной плазме Глобус-М.

Распределение тепловых потоков по нижним диверторным пластинам измеряется с помощью инфракрасной камеры Gobi-384 [5]. Данная камера позволяет измерять поле температур на поверхности диверторных пластин с пространственным разрешением около 1 мм, частотой кадров 50 Гц и временем экспозиции порядка 10 мкс по их тепловому излучению. Температура поверхности плиток может быть пересчитана в падающий на них тепловой поток в рамках модели полубесконечного плоского тела [6]. Пространственные распределения плотности и температуры измеряются набором плоских ленгмюровских зондов диаметром 8 мм. Данная система позволяет измерять ионный ток насыщения и электронную температуру, поэтому также возможно оценить тепловой поток. С помощью данной диагностики уже был измерен тепловой поток  $1 \text{ МВт/м}^2$  далеко от сепаратрисы.

В докладе представляются первые экспериментальные результаты, полученные при одновременной работе ленгмюровских зондов и инфракрасной камеры. Результаты измерений сравниваются друг с другом, с данными других установок и со скейлингами.

### Литература

- [1]. Kotschenreuther M. et al, Proc. 22nd Int. Conf. on Fus. En., Geneva, 2008 IC/P4-7.
- [2]. R. Maingi et al., Proc. 34th EPS Conf. on Plas. Ph. Warsaw, 2007 ECA Vol.31F, P-2.020.
- [3]. P. Goncharov et al., 2011 Nucl. Fusion 51 103042
- [4]. V.K. Gusev et al., Nuclear Fusion, 49(2009) 095022.
- [5]. T. Eich et al., Phys. Rew. Let., **107** (2011), 215001
- [6]. [http://www.xenics.com/en/infrared\\_camera/lwir - infrared\\_thermography\\_camera.asp](http://www.xenics.com/en/infrared_camera/lwir - infrared_thermography_camera.asp)  
Carslaw and Jaeger, conduction of heat in solids, Oxford, 1959.

## **АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СОСТАВА ПУЧКА АТОМОВ ВОДОРОДА (ДЕЙТЕРИЯ), ГЕНЕРИРУЕМОГО ИНЖЕКТОРОМ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М**

В.К. Гусев, В.Б. Минаев, И.В. Мирошников, П.Б. Щёголев

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
[peter\\_shchegolev@mail.ioffe.ru](mailto:peter_shchegolev@mail.ioffe.ru)*

Настоящая работа посвящена определению энергетического состава пучка атомов водорода (дейтерия), инжектируемого в токамак Глобус-М для дополнительного нагрева плазмы с целью достижения термоядерных температур, а также нахождению распределения мощности между спектральными компонентами. Энергетический спектр (содержание компонентов с энергией  $E$ ,  $E/2$ ,  $E/3$ ), который определяется содержанием ионов  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  на выходе ионного источника инжектора, важно знать для моделирования процесса нагрева плазмы и оптимизации условий проведения эксперимента по этому нагреву или неиндукционной генерации тока, поскольку механизм передачи энергии и импульса компонентам плазмы сильно зависит от параметров инжектируемого пучка, в особенности от энергии частиц.

Авторами разработана и реализована в эксперименте оптическая диагностика, основанная на регистрации излучения с длиной волны, смещенной вследствие эффекта Доплера, позволившая напрямую определить энергетический состав пучка атомов высокой энергии, используемых для нагрева плазмы токамака Глобус-М. Кроме того, эта диагностика использована для абсолютных измерений энергии частиц компонентов пучка, что позволило альтернативным способом контролировать величину ускоряющего напряжения.

Проведенные измерения и анализ энергетического состава пучка инжектора токамака Глобус-М показали, что от 40 до 55% частиц и около 70% мощности в атомарном пучке приходится на компонент с основной энергией, от 40 до 45% частиц и около 25% мощности – на компонент с энергией  $E/2$ , от 5 до 15% частиц и около 5% мощности – на компонент с энергией  $E/3$ , мощность же, приходящаяся на частицы с энергией  $E/18$  или  $E/9$ , пренебрежимо мала (менее 1%) во всем рабочем диапазоне энергий инжектора.

Работа выполнена на УСУ «Глобус-М» при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (гос. контракт № 14.518.11.7004) и РФФИ (грант 11-02-01114-а), а также при поддержке гранта Правительства РФ согласно Постановлению № 220 по договору № 11.G34.31.0041 с Министерством образования и науки РФ.

### **Литература**

- [1]. Щёголев П.Б., Минаев В.Б., Мирошников И.В. Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2012. – № 4(158). – С. 29–34.

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОТОКА ПЛАЗМЫ В МНОГОПРОВОЧНОЙ ЛОВУШКЕ

Д.И. Сковородин, А.Д. Беклемишев

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия  
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

В экспериментах на многопровочной ловушке ГОЛ-3 на стадии распада плазмы были обнаружены осцилляции нейтронного потока из ячеек гофрировки на звуковой частоте [1]. В работе [2] колебания, наблюдавшиеся в ГОЛ-3, были идентифицированы как неустойчивость баунс-колебаний. Было дано качественное теоретическое объяснение, связывающее развитие неустойчивости с присутствием потока пролетных ионов протекающих через ячейку гофрировки. Наличие потока ионов вызывает появление инверсного градиента функции распределения запертых ионов вблизи сепаратрисы.

Актуальность исследования механизма возбуждения баунс-колебаний в провочной ловушке с проточной плазме связана с тем, что такие колебания могут эффективно рассеивать пролетные ионы, увеличивая время жизни ионов относительно классического. В работе [3] был предложен проект перспективной открытой ловушки нового поколения, в которой для подавления продольных потерь ионов используются участки гофрированного магнитного поля. От возможности возбуждения баунс-колебаний в ячейках гофрировки зависит эффективность подавления продольных потерь в такой ловушке.

Одним из недостатков предыдущей теории является её одномерность, не позволяющая рассматривать синхронизацию колебаний по радиусу, поэтому в данной работе мы используем дрейфовую модель. Для того, чтобы определить инкремент неустойчивости нужно знать стационарную функцию распределения ионов. Для вычисления этой функции разработан численный код, интегрирующий кинетическое уравнение на сетке  $V_{||}$ - $\mu$ - $Z$ . Код позволяет рассчитать функцию распределения запертых ионов при заданном распределении пролетных ионов, влетающих в ловушку.

В работе рассмотрено взаимодействие пролетных ионов с косо дрейфовой волной. Вычислен обмен энергией между одномодовым резонатором и моноэнергетическим пучком ионов и показано, что при  $V_i \approx \omega / k$  ионы могут терять энергию. Рассмотрены модельные распределения пролетных ионов и показано, что при достаточно большой направленной скорости они могут служить источником неустойчивости.

В упрощенной модели  $\omega_b = \text{const}$  была аналитически вычислена частота колебаний плазмы в пределе большого провочного отношения. Рассмотрена модельная функция распределения запертых ионов, состоящая из сумм максвелловской функции и несимметричного по  $V_{||}$  члена, который появляется за счет столкновений с пролетными частицами. Неустойчивость колебаний появляется, когда эти члены оказываются одного порядка.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.132.21.1425. Исследование поддержано грантом РФФИ 12-02-31419.

### Литература

- [1]. Arzhannikov A. V., Batrakov A. M., Burdakov A.V., et al. Plasma Physics Reports, 2006, v. 32, p.94.
- [2]. Beklemishev A.D., Fusion Science and Tech., 2007, v. 51 (2T), p. 180.
- [3]. Beklemishev A.D., XXXVIII International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, February 14 – 18, 2011, Zvenigorod.

## ОБ ИССЛЕДОВАНИИ НИЗКОЧАСТОТНОЙ СТРУКТУРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ФУРЬЕ-СПЕКТРОВ

Н.Н. Скворцова, А.К. Горшенин\*, В.Ю. Королев\*\*\*, Д.В. Малахов, Н.А. Чернов

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, e-mail: [nina@fpl.gpi.ru](mailto:nina@fpl.gpi.ru)*

*\*Институт проблем информатики РАН*

*\*\*ВМК, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

В последнее десятилетие в ходе исследований низкочастотных (до 100 МГц) пульсаций плазмы было обнаружено состояние сильной структурной низкочастотной турбулентности [1]. Сильная структурная турбулентность описывается математической моделью неоднородного случайного блуждания с непрерывным временем – дважды стохастическим пуассоновским процессом [2]. По анализу приращений плазменных флуктуаций (вариации EM-алгоритма [3]) в низкочастотной турбулентности было определено число формирующих ее процессов. Идентификация гармоник составляющих широкополосных Фурье-спектров турбулентности к настоящему времени не была проведена.

В докладе представлен анализ спектров сигналов оптимизированного доплеровского рефлектометра [4] и диагностики коллективного рассеяния на второй гармонике излучения гиротрона [5], которые измеряли длинноволновые флуктуации на градиенте плотности плазмы и коротковолновые флуктуации в центре плазменного шнура. По временным выборкам сигналов диагностик проводилась оценка устойчивых спектров. Для разложения Фурье-спектра на гауссовские компоненты был использован алгоритм, основанный на бутстреп-процедуре [6]. При сравнении результатов анализа бутстреп-процедурой для спектра и для гистограммы было обнаружено, что число и структура компонент разложения для каждой из ситуаций совпадают.

Фурье-спектры коротковолновых флуктуаций были разложены на три-четыре гармоники, основная часть энергии которых оказалась сосредоточенной в двух основных гармониках. В комплексных спектрах сигналов длинноволновых флуктуаций, измеренных рефлектометром, была выделена основная гармоника. Ошибка в определении доплеровского сдвига по этой гармонике не превысила 10% в стационарной части разряда. Величина радиального электрического поля, определенная по сдвигу, составила 0,2 кВ/м и совпала по порядку величины и по направлению с результатами оптических измерений. Дополнительные, определенные по данному методу, гармоники вероятно связаны с фазовыми скоростями флуктуаций, и в 5-10 раз превышают скорость полоидального вращения плазмы.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8392 от 24 августа 2012 г. «Образование структур и стохастизация в плазме» и проекта РФФИ № 12-07-31267.

### Литература

- [1]. Korolev V.Yu. and Skvortsova N.N.. (Eds) Stochastic Models of Structural Plasma Turbulence. VSP, Leiden-Boston, The Netherlands. 2006.
- [2]. Скворцова Н.Н., Королев В.Ю. и др. Физика Плазмы. 2005. 31(1). С. 64-83.
- [3]. Королев. В.Ю. – М.: ИПИ РАН, 2007.
- [4]. Чернов Н.А., Пшеничников А.А., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н. XXXIX Межд. (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. 2012. С. М68.
- [5]. Skvortsova N.N., Akulina D. K., Batanov G.M. et al. Pl.Phys. Control. Fusion 52(2010) 055008.
- [6]. Горшенин А.К., Королев В.Ю., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н. Математическое моделирование, 2011. Т. 23. № 4. С. 83–89.



## ФОРМИРОВАНИЕ ПРОФИЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ И ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ТОКАМАКА ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В РЕЖИМАХ С РАЗЛИЧНЫМИ ПРОФИЛЯМИ $Q(R)$ И ЭЦР НАГРЕВОМ

В.П. Пастухов, Д.В. Смирнов

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [SmirnovD87@gmail.com](mailto:SmirnovD87@gmail.com)

Работа продолжает исследования [1,2] низкочастотной турбулентности и связанного с ней транспорта плазмы в центральной области токамака. Ранее в экспериментах с омическим нагревом и различными значениями  $q$  на границе был выявлен универсальный вид нормированного профиля давления, как функции безразмерного малого радиуса  $\rho=r/(I_p R/B_T)^{1/2}$  [3]. Для сравнения с этими экспериментами была проведена серия расчётов по моделированию турбулентной конвекции плазмы в омических режимах токамака Т-10 с различными значениями запаса устойчивости  $q$  на границе. Моделирование проводилось на основе адиабатически-редуцированных уравнений одножидкостной МГД [4]. Аналогично результатам экспериментов [3], данное моделирование продемонстрировало поддержание самосогласованности нормированных профилей давления в различные моменты времени  $t$ :  $p(t,r)/p(t,r_0)$ , где  $r_0$  – радиус магнитной поверхности, на которой  $q=1$ , так и разумное согласие с предложенным в [3] экспериментальным радиальным скейлингом.

Были промоделированы режимы с включением центрального ЭЦР нагрева, при этом предполагалось, что при включении ЭЦР нагрева профиль  $q(r)$  незначительно (на 1-3%) отклоняется от монотонного профиля внутри поверхности  $q=1$ . После включения ЭЦР нагрева плотность плазмы вблизи оси уменьшалась, причём относительная просадка профиля плотности превосходила отклонение профиля  $q$  от монотонного. Однако, просадка профиля плотности, полученная в моделировании, оказывается менее значительной, чем эффект  $p_{mp-out}$ , наблюдаемый в экспериментах.

### Литература

- [1]. В.П. Пастухов, Н.В. Чудин, Письма в ЖЭТФ, 2009, 90, 722.
- [2]. V.P. Pastukhov et al, Plasma Phys. Control Fusion, 2011, 53, 054015
- [3]. K.A. Razumova et al, Plasma Phys. Control. Fusion, 2008, 50, 10504
- [4]. В.П. Пастухов, Физика Плазмы, 2005, 31, 628.



## ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА КАК СТЕНД ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

<sup>1,2</sup>Солдаткина Е.И., <sup>1,2</sup>Аракчеев А.С., <sup>1,2</sup>Багрянский П.А., <sup>1,2</sup>Максимов В.В.

<sup>1</sup>Институт Ядерной Физики СО РАН, Новосибирск, РФ, [E.I.Soldatkina@inp.nsk.su](mailto:E.I.Soldatkina@inp.nsk.su)

<sup>2</sup>Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, РФ

Исследования взаимодействия плазмы с поверхностью играют решающую роль в сегодняшней физике магнитного термоядерного синтеза [1]. Тепловые потоки плазмы пристеночного слоя, падающие по силовым линиям магнитного поля на диверторные пластины, в термоядерных установках следующего поколения оцениваются в несколько сотен мегаватт на квадратный метр при температуре плазмы 30 — 100 эВ. При стационарной работе реактора (сотни секунд) такой поток мощности приводит к необратимым разрушениям практически любого материала. Эту мощность возможно уменьшить при расположении диверторных пластин под острым углом к падающему потоку плазмы до величин порядка нескольких десятков мегаватт на квадратный метр.

Не вызывает сомнений необходимость полномасштабного моделирования тепловых нагрузок на дивертор будущего токамака и тестирование выбранных конструкционных материалов в условиях, максимально приближенных к ожидаемым в ИТЭРе. То есть при моделировании необходимо выполнить одновременно несколько условий:

1. Потоки мощности до 500 МВт/м<sup>2</sup>;
2. Температура электронов плазмы 30 — 100 эВ;
3. Длительность импульса 5 — 500 секунд;
4. Малые углы наклона мишени по отношению к падающему потоку плазмы.

Такая постановка эксперимента позволит адекватно оценить вклады различных процессов, происходящих при взаимодействии плазмы с поверхностью. Кажется возможным использование для такого моделирования линейной установки типа Газодинамической Ловушки (ГДЛ), которая позволит обеспечить необходимый поток мощности в пробочном сечении [2].

В докладе описаны эксперименты по измерению плотности мощности потока тепла в одну из пробок ГДЛ, в центральное сечение которой был установлен молибденовый образец со встроенной термопарой. В каждом импульсе установки измерялся скачок температуры образца и вычислялся соответствующий поток тепла. Одновременно с этим в центральном соленоиде ГДЛ измерялись температура и плотность плазмы при помощи системы томсоновского рассеяния. По этим данным была восстановлена временная зависимость потока мощности в пробку ГДЛ и проведено сравнение этой мощности с измеренной термопарой. Оказалось, что плотность потока в пробку ГДЛ составляет в максимуме 0.25 ГВт/м<sup>2</sup>. При этом зарегистрирована температура электронов плазмы порядка 140 эВ и плотность  $2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

На основании этих экспериментов проведено обсуждение возможности создания системы типа ГДЛ для проведения исследований взаимодействия плазмы с поверхностью материалов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ и Президиума РАН.

### Литература

- [1]. U. Samm, Plasma-wall interaction in magnetically confined fusion plasmas, 2008, Transactions of Fusion Science and Technology, 53, 223-228;
- [2]. P.A. Bagryansky et al. Confinement of hot ion plasma with  $\beta=0.6$  in the gas dynamic trap, 2011, Fusion Science and Technology, 59, No 1t, 31-35.

## ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ЭЦР НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ НА ГДЛ

А.Л. Соломахин, П.А. Багрянский, П.В. Калинин, Ю.В. Коваленко, В.Я. Савкин,  
М. Тумм\*, Д.В. Яковлев\*

*ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, РФ, [A.L.Solomakhin@inp.nsk.su](mailto:A.L.Solomakhin@inp.nsk.su)*

*\*Новосибирский госуниверситет, Новосибирск, РФ, [nsm@nsm.nsu.ru](mailto:nsm@nsm.nsu.ru)*

В течение ряда лет в Институте ядерной физики имени Г.И.Будкера СО РАН проводятся исследования на экспериментальной установке «газодинамическая ловушка» (ГДЛ) [1], ориентированные с одной стороны на получение фундаментальных знаний по физике удержания плазмы с субтермоядерными параметрами в магнитных ловушках открытого типа, а с другой стороны на экспериментальное обоснование проекта мощного источника нейтронов для материаловедческих исследований, управления подкритическими ядерными реакторами и других приложений. На нынешнем этапе с помощью системы нагрева плазмы на основе инжекторов нейтральных атомов мощностью 4 МВт и длительностью 5 мс была достигнута электронная температура  $T_e = 250$  эВ и продемонстрирована МГД устойчивость такой плазмы. Для создания нейтронного источника с приемлемым нейтронным потоком необходимо продемонстрировать стационарное удержание плазмы с температурой электронов  $\sim 1$  кэВ. В качестве альтернативы увеличению мощности атомарной инжекции предложен дополнительный микроволновой нагрев на частоте электронного циклотронного резонанса (ЭЦР).

Магнитная система ГДЛ и параметры плазмы сильно ограничивают применимость стандартных методов ЭЦР нагрева, которые широко применяются на токамаках и других открытых ловушках. Был предложен оригинальный метод ввода СВЧ излучения в плазму [2]. Основная особенность этого метода заключается в использовании рефракции э/м волны на градиенте плотности плазмы и внутреннего отражения от границы плазмы. Расчёт траекторий СВЧ волн производился численно на основе геометрооптической модели. Этот метод ввода излучения чувствителен к параметрам плазмы и ещё более чувствителен к конфигурации магнитного поля.

Основываясь на этом методе, была создана система ЭЦР нагрева плазмы на установке ГДЛ. Она базируется на двух гиротронных модулях  $f = 54.5$  ГГц,  $P = 450$  кВт,  $\tau = 5$  мс каждый. С помощью двух гофрированных волноводов ( $d = 63.5$  мм,  $L \sim 15$  м) и двух квазиоптических зеркальных систем излучение гиротронов вводится в вакуумную камеру ГДЛ с двух сторон вблизи магнитных пробок.

Система была запущена. В докладе представлены первые результаты измерения параметров и поведения плазмы в условиях ЭЦР нагрева.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИПФ РАН Е.Д. Господчикову, В.И. Малыгину и А.Г. Шалашову за консультации и содействие.

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки РФ.

### Литература

- [1]. P.A.Bagryansky, A.A.Ivanov, E.P.Kruglyakov, et. al., Fusion Engineering and Design 70(2004) 13-33
- [2]. A.G.Shalashov et al., PHYSICS OF PLASMAS 19, 052503 (2012)

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАЗМЫ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ И МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД С ШИРОКОЙ ВАРИАЦИЕЙ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

М.М. Цвентух, Г.В. Крашевская\*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр-т 53

\*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31

Поиск оптимальных магнитных конфигураций для удержания плазмы актуален с различных позиций. Это и многочисленные применения магнитных ловушек, например, как источников нейтронов или многозарядных ионов, так и фундаментальные вопросы динамики плазмы в неоднородных магнитных полях.

В [1] был установлен эффект пикирования предельных конвективно-устойчивых профилей давления плазмы при комбинации выпуклых и вогнутых участков магнитной силовой линии – при «комбинации» стабилизации плазмы сильной и знакопеременной кривизной магнитных силовых линий. Ход профиля давления плазмы приобретает при этом характерный скачок, похожий по своему виду на внутренний транспортный барьер, наблюдаемый в перспективных режимах на крупных термоядерных установках.

Суть эффекта пикирования в том, что частицы на выпуклых и вогнутых участках силовой линии дрейфуют в противоположные стороны, из-за чего частично компенсируется наведенный неустойчивостью объемный заряд, таким образом, для инициирования неустойчивости требуется более высокий градиент давления плазмы. При этом конфигурации, в которых данный эффект может проявляться, включают самые простые магнитные ловушки – осесимметричные тандемы пробкотрон–касп.

В экспериментальной ловушке Магнетор с ЭЦР плазмой удерживаемой в неоднородном поле двух токовых витков было получено центрально–пикированное распределение плотности плазмы, соответствующее расчетам по конвективной устойчивости [2,3]. Предлагается добавить к основной конфигурации набор витков различного радиуса, с возможностью создания с их помощью полей до уровня  $\sim 1$  кГс, который позволит воспроизводить представленные на рис. 1 магнитные конфигурации и экспериментально наблюдать пикирование профиля давления плазмы. Работа поддержана РФФИ, гранты № 12-02-31624 мол\_а и 12-08-33031 мол\_а\_вед.

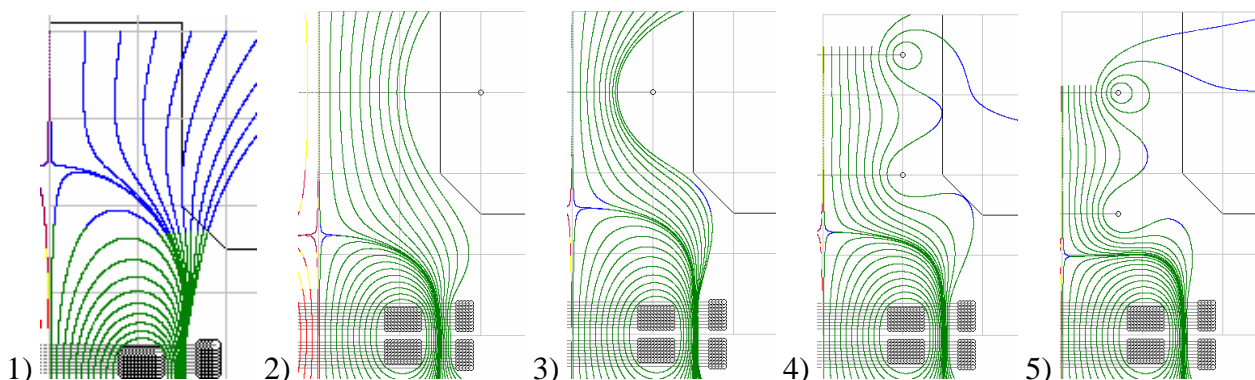


Рис. 1. Магнитные конфигурации в сечении  $r$ - $z$ , 1 – основная (из двух коаксиальных, копланарных токовых катушек с противоположными токами), 2–5 – с добавлением внешних витков соосных с основными

### Литература

- [1]. М.М. Tsventoukh 2011 *Nucl. Fusion* **51** 112002, Online at [stacks.iop.org/NF/51/112002](http://stacks.iop.org/NF/51/112002)
- [2]. G.V. Krashevskaya et al 2007 *Proc. of 28<sup>th</sup> ICP* p. 393
- [3]. Цвентух М.М. 2010 *Физика плазмы* **36** 934-948

## ГЛОБАЛЬНЫЕ ГЕОДЕЗИЧЕСКИЕ АКУСТИЧЕСКИЕ МОДЫ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ШИРОМ

Е.А. Сорокина, В.И. Ильгисонис, В.П. Лахин

НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, РФ, [sorokina.ekaterina@gmail.com](mailto:sorokina.ekaterina@gmail.com)

Исследована возможность появления глобальных низкочастотных электростатических колебаний – глобальных геодезических акустических мод (ГГАМ) – в плазме токамака с растущим от центра к периферии профилем коэффициента запаса устойчивости  $q$ . Специальный выбор радиального профиля коэффициента запаса устойчивости в виде

$$q = \frac{q_0 q_1}{q_1 - (q_1 - q_0)r^4},$$
 где  $q_0$  и  $q_1$  – значения  $q$  в центре плазмы токамака и на ее границе

соответственно, позволяет упростить уравнение связи между основной (нулевой) и второй полоидальными гармониками электростатического потенциала и для некоторых классов профилей температуры проинтегрировать исследуемую систему дифференциальных уравнений. Гладкие аналитические решения системы, удовлетворяющие заданным граничным условиям, обнаружены для равновесий со слабо растущим коэффициентом запаса устойчивости и немонотонным профилем температуры, а также для профилей  $q$  с  $q_0 \sim 2$ . Для существования указанных решений условие наличия максимума локальной геодезической акустической частоты  $\omega_{geo}^2 = \omega_s^2 (2 + 1/q^2)$ , где  $\omega_s$  – частота звука, традиционно считающееся необходимым для образования ГГАМ, не является обязательным. Это расширяет класс ГГАМ в плазме токамака. Радиальная структура найденных собственных мод также отлична от структуры ранее известных ГГАМ с давлением, локализованным вблизи максимума  $\omega_{geo}^2$ . Полученные аналитические результаты подтверждены результатами численных расчетов.

Работа частично поддержана грантом РФФИ и грантом НШ-4361.2012.2 Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

## МАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ДЛИННОИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

А.В. Судников<sup>1,2</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>, Д.Е. Гавриленко<sup>1</sup>, И.В. Кандауров<sup>1</sup>,  
В.В. Куркуचेков<sup>1</sup>, С.В. Полосаткин<sup>1,3</sup>, В.В. Поступаев<sup>1</sup>, А.Ф. Ровенских<sup>1</sup>,  
Ю.А. Трунёв<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет

<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, [A.V.Sudnikov@inp.nsk.su](mailto:A.V.Sudnikov@inp.nsk.su)

Представлены результаты исследования магнитной активности плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-3 при инжекции длинноимпульсного электронного пучка длительностью ~100 мкс и мощностью до 10 МВт. Указанный режим работы соответствует переходу к квазистационарному взаимодействию пучка и плазмы; необходимому для наработки экспериментальных данных в поддержку проектируемой открытой ловушки следующего поколения [1].

Рассмотрен азимутальный модовый состав возмущений условной токовой границы плазмы во время инжекции пучка. В обсуждаемых экспериментах наибольшая амплитуда смещения составляла до 0,5 радиуса электронного пучка. Амплитуда всех мод возмущения возрастала линейно после начала инжекции; наибольшая скорость роста, и, следовательно, наибольшая амплитуда на данной стадии нагрева наблюдалась у второй пространственной гармоники. Насыщение различных мод наступало в моменты времени от 2 до 8 мкс после начала инжекции пучка, насыщение первой азимутальной гармоники наступает позже, чем более высоких мод, в результате чего данная гармоника преобладает в установившемся режиме; далее амплитуды отдельных мод изменялись в пределах  $\pm 30\%$  в течение импульса.

Обнаружено вращение возмущений вокруг оси установки со слабо изменяющейся в ходе отдельного эксперимента частотой. Частота вращения зависит от параметров эксперимента как  $\omega \sim (n_0 \sqrt{B_z})^{-1}$ . Подобная зависимость может ожидаться при вращении плазмы в скрещенных полях, если электрическое поле создаётся за счёт вноса нескомпенсированного отрицательного заряда электронным пучком. Скорость и направление вращения соответствует отрицательному заряду плотностью до 5–10% от плотности электронов пучка. В качестве возможной причины возникновения вращающихся магнитных возмущений рассматривалась также альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость [2], однако характер наблюдаемой зависимости от магнитного поля позволяет исключить данное объяснение.

Наблюдаемое по продольным корреляциям сигналов характерное значение скорости распространения возмущений  $v \sim 10^7$  см/с хорошо согласуется с магнитозвуковой скоростью, при температуре электронной компоненты  $T_e \leq 100$  eV и росте температуры в течение ~ 50 мкс после начала инжекции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки, гранта Правительства РФ 11.G34.31.0033, грантов РФФИ 10-02-01317а, 10-08-00707а, 11-01-00249а, 12-02-31359, программы 104 СО РАН, программы 12 РАН, фонда «Династия».

### Литература

- [1]. A. Beklemishev, A. Anikeev, A. Burdakov et al. GDT-based neutron source with multiple-mirror end plugs. // Fusion For Neutrons And Subcritical Nuclear Fission, AIP Conference Proceedings, 1442, 147 (2012).
- [2]. Chernoshtanov I.S., Tsidulko Y.A. Alfvén ion-cyclotron instability in a mirror trap with highly anisotropic plasma. // Fusion Science and Technology, V. 59, N. 1, p. 116.



## РАСЧЕТ ПРОФИЛЕЙ МОЩНЫХ ИОННЫХ И АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ В ПУЧКОВОМ ТРАКТЕ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ УСКОРЯЮЩИХ АПЕРТУР В ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Ткачев А.А.

*Институт ядерной физики, Новосибирск, Россия, [A.A.Tkachev@inp.nsk.su](mailto:A.A.Tkachev@inp.nsk.su)*

В Институте ядерной физики разрабатываются инжекторы нейтральных атомов для различных установок по исследованию УТС. Каждый разрабатываемый инжектор, должен отвечать определенным требованиям, заявленным лабораторией-заказчиком. При проектировании вакуумной камеры инжектора и всех элементов пучкового тракта крайне важно знать распределение потоков мощности по сечению пучка на всех участках от ионно-оптической системы до плазмы установки.

Для достижения требуемых параметров часто приходится делать выбор между разнообразными геометриями эмиттера, а также типами и способами расположения элементарных ускоряющих апертур на электродах ИОС. Между тем, от этого выбора существенно зависит профиль пучка и, соответственно, распределение мощности пучка в различных точках тракта. Методики, соответствующих расчетов известны лишь для некоторых случаев.

Данный доклад посвящен задаче о расчете профиля плотности тока ионного пучка в разнообразных конфигурациях эмиттера ионно-оптической системы, а именно:

- круглые апертуры на сферической поверхности;
- круглые апертуры на цилиндрической поверхности;
- азимутальные щелевые апертуры на сферической поверхности;
- прямые щелевые апертуры на сферической поверхности;
- прямые щелевые апертуры на цилиндрической поверхности, ориентированные параллельно образующей цилиндра;
- прямые щелевые апертуры на цилиндрической поверхности, ориентированные перпендикулярно образующей цилиндра.

Для всех указанных выше случаев решена аналитическая задача по нахождению плотности тока пучка в любой точке пространства  $\mathbf{j}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ , либо  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, \mathbf{z})$  в аксиально симметричных случаях. Ответ представлен в виде интегральных выражений, которые могут быть вычислены при помощи известных математических программных продуктов, например, MATLAB или MathCad.

С этой целью созданы специальные программы в среде MathCad, которые позволяют рассчитывать профили потоков мощности ионных или атомарных пучков на различных участках тракта при произвольной геометрии эмиттера.



## МОДЕРНИЗАЦИЯ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО СТЕНДА ЛОВУШКИ МАГНЕТОР И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЦР ПЛАЗМЕ

Г.В. Крашевская, М.М. Цвентух\*, С.А. Лепихов

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва  
Каширское шоссе 31

\*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр-т 53

Для компактной дипольной ловушки Магнетор с ЭЦР плазмой низкого давления [1,2] разработана и реализована диагностика быстрой электронной компоненты ЭЦР плазмы по рентгеновскому излучению с временным разрешением. В результате поиска оптимальной схемы был выбран люминофор (ZnS) и ФЭУ-69. Получен временной ход излучения из объема ловушки, позволяющий определить время потери энергии быстрой электронной компонентой (рис.1).

Разработана и реализована система магнитозондовых измерений. Специфика ловушки Магнетор такова, что при высоком значении бета в плазме происходит быстрое расширение магнитной конфигурации наружу (см. рис.2). Это позволяет отследить вариацию давления плазмы, расположив магнитный зонд в вакуумном нуле поля. В качестве магнитного зонда был применен датчик Холла SS94A1F с усилителем (INA118P).

Работа поддержана грантами РФФИ № 12-02-31624 мол\_а и 12-08-33031 мол\_а\_вед.

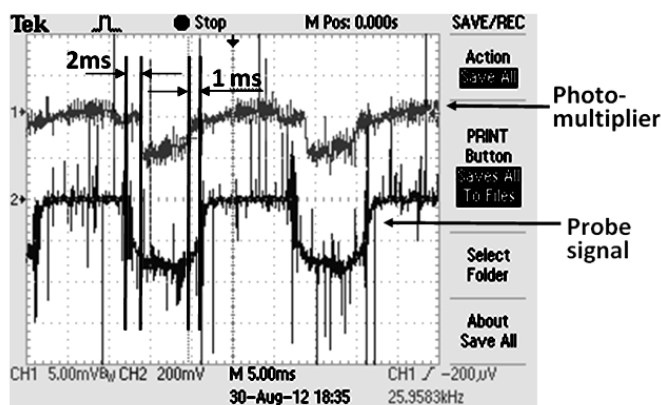


Рис. 1. Измеренные сигналы с ФЭУ и одиночного зонда

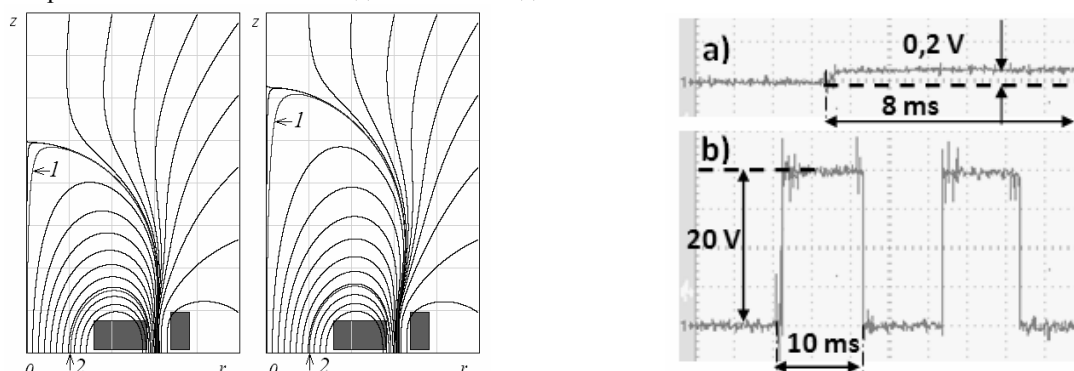


Рис. 2. Магнитные силовые линии в сечении  $r$ - $z$  Магнетора для вакуумной и «расширенной» – равновесной конвективно-устойчивой конфигурации при пиковом давлении  $1.25 \times 10^{15}$  эВ/см<sup>3</sup> (бета в центре  $\approx 0.275$ ) [3] (слева); и типичный сигнал с магнитного зонда (справа) а) – без плазмы, б) – при генерации плазмы

### Литература

- [1]. G.V. Krashevskaya et al 2007 Proc. of 28th ICPIG p. 393
- [2]. Krashevskaya G.V. et al 2011 Plasma Phys. Rep. 37 1162
- [3]. Цвентух М.М. 2010 Физика плазмы 36 934-948

## УПРАВЛЕНИЕ ПЛАЗМОЙ В УСТАНОВКЕ ИТЭР

Семенов И.Б.

*«Проектный Центр ИТЭР», Москва, Россия, [i.semenov@iterrf.ru](mailto:i.semenov@iterrf.ru)*

АСУ ТП установки ИТЭР CODAC (COntrol, DAta Acquisition and COmmunication) осуществляет согласованную работу около 180 отдельных подсистем установки ИТЭР, обеспечивает ядерную безопасность и защиту оборудования от разрушения. Эта система состоит из реального физического оборудования, непосредственно управляет им на нижнем уровне т.е. содержит реальные датчики (сенсоры) и исполнительные устройства (актуаторы). Например насосы, клапаны, источники питания, выключатели и др.

Система управления плазмой (PCS – Plasma Control System) это основная система управления установкой ИТЭР, которая при этом не содержит физического оборудования. Это алгоритм работы установки, который осуществляет управление всеми аспектами работы установки с плазмой: такими как подготовка камеры, старт плазмы, подъем, поддержание и спад тока, горение, управляемое прекращение разряда, предсказание неустойчивости срыва и действия смягчающие последствия неустойчивости срыва (Disruption Mitigation). Последнее осуществляется через Центральную Систему Блокировок и Защит (CIS Central Interlock System). Алгоритмы PCS рассматривают целые подсистемы CODAC как сенсоры и актуаторы, не опускаясь до устройств на нижнем уровне. PCS размещается в ядре центральной вычислительной системы установки (High Performance Computing System) и связана с остальными системами посредством специальных сетей передачи данных таких как - SDN (Synchronous Databus network), которая предназначена для передачи всех данных необходимых для управления в реальном времени, TCN (Timing Communication Network) – осуществляющую точную привязку данных во времени, DAN (Data Archiving Network) – сеть предназначенную для создания архива текущих данных, и CIN (Central Interlock Network ), В отличие от 180 технических подсистем установки ИТЭР, которые разрабатывают и поставляют страны участницы проекта PCS как и CODAC полностью разрабатывает центральная команда ИТЭР

В ноябре 2012 года был закончен концептуальный проект PCS, в котором автор данного доклада принимал участие в разработке системы предсказания развития неустойчивости срыва (Disruption forecasting) и выработке алгоритма действий, смягчающих последствия развития неустойчивости срыва (Disruption Mitigation).

В докладе приводится концепция построения PCS (Plasma Control System) установки ИТЭР.

## РАДИАЛЬНЫЙ ТОК В ТОКАМАКЕ ПРИ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ

Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И., Корнев В.А., Лебедев С. В., Тукачинский А.С.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, [mx@mail.ioffe.ru](mailto:mx@mail.ioffe.ru)

В работе рассматривается генерация радиального тока, возникающего при ионизации быстрых частиц инжектируемого в токамак нейтрального пучка дейтерия. При инжекции нейтральных частиц в результате перезарядки в плазме образуются “горячие” ионы. Часть из них оказывается на “неудерживаемых” траекториях вне зон захвата. Они почти сразу попадают на стенки камеры, появляется радиальный ток. В стационарной фазе он компенсируется током медленных частиц  $I_r$ , направленным в противоположном направлении [1]. На плазму действует сила  $F \sim [I_r \times B]$ . Она имеет сложную зависимость от радиуса. По этой причине момент вращения, возникающий вместе с силой  $F$ , является неоднородным по радиусу и может приводить к появлению шира скорости вращения. В ток вносят вклад участки пучка, находящиеся вне зон захвата. Величина тока определяется интегралом от скоростей ионизации по радиусу за вычетом захватываемых ионов.

И ток  $I_r$ , и эффекты, связанные с ним, растут, когда потери быстрых ионов увеличиваются. При инжекции в направлении против тока плазмы, при контринжекции, потери больше, чем при коинжекции. В экспериментах на токамаке ТУМАН-3М было показано, что именно при контринжекции переход в Н-режим наблюдается при меньшей плотности, чем при коинжекции. Так как уменьшение плотности затрудняет ЛН переход, эффект объясняется увеличением радиального тока и связанного с ним вращения плазмы при контринжекции [2]. Значение тока при этом относительно небольшое:  $I_r < 10a$ .

В работе приводятся результаты расчета скорости ионизации и радиального тока для условий эксперимента на токамаке ТУМАН-3М. Были выбраны следующие режимы:  $q^{cyl}(a) = 3.54$ ,  $\langle n \rangle = 2 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$ ,  $B_T = 0.68 \text{ Тл}$  и  $B_T = 1 \text{ Тл}$ , энергия пучка дейтерия 25кВ,  $R = 53 \text{ см}$ ,  $a = 22 \text{ см}$ . Электрическое поле не учитывалось, так как в эксперименте было показано, что при инжекции потенциал плазмы много меньше энергии пучка [3].

Расчет показал, что на радиальных зависимостях тока имеются резкие изломы. В этих местах следует ожидать появление шира скорости вращения. Шир зависит от вязкости плазмы, величины и распределения наведенных в плазме токов, и вращательного момента, определяемого  $I_r$ . Показано, что имеется возможность изменения пространственного распределения радиального тока и его величины путем профилирования интенсивности нейтрального инжектора. Можно ожидать, что таким путем удастся получить режимы с улучшенным удержанием в расширенном диапазоне условий.

### Литература

- [1]. J.Kim, K.H.Burrell, R.J.Groebner, *et al*, 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 1479
- [2]. S.V.Lebedev, L.G.Askinazi, F.V.Chernyshev, *et al*, *Nucl. Fusion* **49** (2009) 085029
- [3]. L.G.Askinazi, V.A.Kornev, S.V.Krikunov, *et al*, *Journal of Physics: Conference Series* **123** (2008) 012010

## ПРОЕКТ СПЕКТРОМЕТРА АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА БАЗЕ АЛМАЗНОГО ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ТОКАМАКА ИТЭР

В.А. Красильников, В.Н. Амосов, Ю.А. Кашук, Д.А. Скопинцев

*Частное учреждение ГК Росатом “Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия*  
[vkrasilnikov@triniti.ru](mailto:vkrasilnikov@triniti.ru)

Для диагностики энергетических распределений ионного компонента плазмы токамака ИТЭР (ITER) предполагается использовать спектрометр быстрых атомов перезарядки и нейтронов на базе алмазного детектора [1] как часть комплекса анализаторов нейтральных частиц (АНЧ) [2]. В ряде режимов работы токамака ИТЭР алмазный спектрометр (АС) будет способен обеспечить измерения потоков и энергетических распределений высокоэнергичных атомов перезарядки с не худшим, чем у АНЧ, временным и энергетическим разрешением. В определённых режимах (в которых будут регистрироваться одновременно потоки нескольких типов частиц) алмазному спектрометру потребуется дополнительная информация по данным измерений АНЧ для определения конкретного вида регистрируемой частицы. В связи с этим применение АС на ИТЭР особенно эффективно в комплексе с АНЧ. В дейтерий-тритиевых экспериментах ИТЭР сигналы АС, генерируемые потоками термоядерных ДТ-нейтронов, на порядок превзойдут отчёты детектора, связанные с регистрацией атомов перезарядки – в этом случае алмазный спектрометр будет использован для исследования ионного компонента плазмы уже в качестве спектрометра нейтронов. Система цифрового сбора и обработки данных вместе со сверхбыстрой специально разработанной первичной электроникой обеспечат АС работоспособность при пиковых нагрузках свыше 106 импульсов в секунду. При такой скорости счёта будет обеспечено временное разрешение измерения плотности потока нейтронов на уровне 1 мс и энергетических спектров нейронного излучения на уровне 100 мс. Это соответствует системным требованиям к нейтронной диагностике ИТЭР. Максимальный допустимый флюенс быстрых нейтронов, при котором алмазный детектор сохраняет свои спектрометрические свойства, составляет  $5 \times 10^{14}$  нейтронов/см<sup>2</sup> [3,4]. Такой флюенс в месте расположения алмазного детектора соответствует приблизительно 100 разрядам ИТЭР при максимальной термоядерной мощности (500 МВт). После набора такого флюенса блок детектирования подлежит замене. Блок детекторов подвижный и может быть выдвинут из прямого потока покидающих плазму частиц. Особо чистые пластины искусственно выращенного (CVD) алмазного материала, который будет применяться при изготовлении алмазных детекторов для ИТЭР, в данный момент являются коммерчески доступным материалом, что гарантирует возможность создания детекторов для данной диагностики.

### Литература:

- [1]. В.А. Красильников. Спектрометр быстрых частиц с цифровой обработкой сигналов на основе алмазного детектора // 2008 ПТЭ, № 4, стр. 44–49
- [2]. V.I. Afanasyev et al. Neutral particle analysis on ITER: present status and prospects // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 621 (2010) 456–467
- [3]. A.V.Krasilnikov Tokamak Fusion Test Reactor charge exchange atom spectrometry using a natural diamond detector // Rev. Sci. Instr Vol. 70, № 1. 1999.
- [4]. A. Alekseyev, V. Amosov, Yu. Kaschuck, A. Krasilnikov, D. Portnov, S. Tugarinov. Study of natural diamond detector spectrometric properties under neutron irradiation. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 476 (2002) 516–521

## ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В ПРОЦЕССЕ ОБЛУЧЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

А.В. Воронин, В.К. Гусев, Я.А. Герасименко\*, Ю.В. Судьенков\*\*

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.Петербург, Россия*

*\* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.Петербург, Россия*

*\*\* Санкт-Петербургский государственный университет, С.Петербург, Россия*

Изучение процессов взаимодействия плазмы с защитными материалами, разрабатываемыми для первой стенки токамаков, является одной из актуальных задач при создании термоядерных реакторов ITER и DEMO. Для решения этой и других задач управляемого термоядерного синтеза в ФТИ им. А.Ф. Иоффе создан стенд плазменной пушки. Стенд предназначен для разработки источника плотной водородной плазменной струи с большой кинетической энергией, пригодной для подпитки топливом установки с магнитным удержанием плазмы, а также для исследования процессов взаимодействия плазмы с поверхностью материалов первой стенки токамака-реактора, находящихся в условиях большой тепловой нагрузки. Источник струи постоянно совершенствуется и представляет собой модификацию коаксиального плазменного ускорителя с интенсивным напуском газа, высвобождаемым разрядом из гранул гидрида титана [1]. Энергия протонов в струе может достигать 300 эВ, плотность чистой водородной плазмы – до  $4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . В работе представлена методика, и результаты контроля параметров высокоэнергичной плазменной струи в процессе облучения материалов первой стенки термоядерного реактора на стенде плазменной пушки. Плотность плазмы измерялась интерферометром, собранным на проходном фланце по схеме Майкельсона. Интерферометр, позволял измерять усредненную плотность плазмы вдоль диаметра струи на различном расстоянии от ускорителя. Скорость движения плазмы регистрировалась по распространению фронта ионизации с помощью стрик камеры К008. Проведены исследования движения плазменных потоков в процессе облучения мишени. Измеренная скорость выходящей струи составила 100 - 200 км/с, отраженной от мишени 5 - 15 км/с. Состав плазмы на выходе ускорителя и вблизи облучаемой мишени определялся с помощью обзорного AvaSpec 3648 спектрометра. На выходе ускорителя при распределенном горении разряда вдоль электродов спектрометр практически не регистрировал какого-либо излучения, что свидетельствовало о полной ионизации водородной плазмы. Вблизи мишени в излучении присутствовали линии облученного материала. Кинетическая энергия струи регистрировалась калориметрическим методом. Измеренная средняя плотность потока энергии струи увеличивалась по мере приближения к ускорителю и могла достигать значений  $130 \text{ ГВт/м}^2$ . Давление струи плазмы на образец регистрировалось пьезоэлектрическим и интерферометрическим методами одновременно в течение каждого облучения. Оба метода дополняли друг друга и позволили получать абсолютные значения и временные зависимости давления. Результаты измерений давления и плотности плазмы позволили определить временную зависимость плотности потока энергии струи вблизи облучаемого образца. Исследования показали, что стенд плазменной пушки позволяет создавать плазму с плотностью потока энергии, аналогичного ELM-событиям в токамаке, и проводить исследования по разработке защитных материалов для ITER.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 11-08-00813-а, IAEA Research Contract No: 16939, а также при поддержке Президиума РАН, Министерства науки и образования, ГК №№ 16.552.11.7002, 16.518.11.7003, 14.518.11.7004. 11.G34.31.0041

## СИСТЕМА ЭЦР НАГРЕВА НА УСТАНОВКЕ ГДЛ

Д.В. Яковлев<sup>\*</sup>, П.А. Багрянский, П.В. Калинин, Ю.В. Коваленко, С.А. Кузнецов, В.Я. Савкин, А.Л. Соломахин, М. Тумм<sup>\*</sup>

*ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, РФ, [p.a.bagraynsky@inp.nsk.su](mailto:p.a.bagraynsky@inp.nsk.su)*

*\*Новосибирский госуниверситет, Новосибирск, РФ, [nsm@nsm.nsu.ru](mailto:nsm@nsm.nsu.ru)*

В докладе представлены физическое обоснование и конструкция системы ЭЦР нагрева плазмы, которая в настоящий момент собрана и работает на установке ГДЛ. Обсуждаемая в докладе система базируется на двух 450 кВт/54.5 ГГц гиротронах и имеет длительность работы 5 мс, что равно длительности атомарной инжекции. Привлекательной особенностью ЭЦР нагрева является прямая передача мощности электронам плазмы. Эта мощность сравнима с мощностью нагрева электронной компоненты за счет торможения горячих ионов (1,5МВт), образовавшихся при атомарной инжекции. Анализ баланса энергии показывает, что такой нагрев при полном поглощении мощности способен обеспечить рост электронной температуры с 200 до 350 эВ. Согласно результатам численного моделирования, источник нейтронов на основе ГДЛ с температурой электронов > 300 эВ становится конкурентоспособным в качестве «драйвера» для подкритических ядерных реакторов по сравнению с системами на основе ускорителей.

В докладе отражены основные этапы сборки и наладки системы ЭЦР нагрева: настройка волноводных трактов и устройства для ввода излучения в плазму. Юстировка квазиоптических преобразователей осуществлялась в тестовом режиме с короткой длительностью СВЧ-импульса, что потребовало применения ИК-камеры для визуализации пучка. Также был опробован метод визуализации СВЧ-пробоем, не позволяющий регистрировать профиль мощности пучка, но, в то же время, привлекающий своей простотой. Для оптимизации параметров гиротронов и проверки правильности настройки волноводных трактов и квазиоптического преобразователя был разработан жидкостный импульсный калориметр, позволяющий регистрировать импульсы от единиц до нескольких сотен Дж. В результате измерений удалось подобрать оптимальные рабочие параметры гиротронов. После первичной грубой настройки системы потери в волноводах составили не более 15%.

Кроме того в докладе приведено описание и результаты испытаний калориметра, основной особенностью которого является инновационное микроструктурное металлическое покрытие с резонансным поглощением на частоте 54.5 ГГц. Такая конструкция прибора позволяет также регистрировать профиль мощности пучка. Калориметр разработан в сотрудничестве с АТИЦ «ВТиНМ» НГУ.

В работе описаны основные компоненты системы управления, позволяющей в реальном времени дистанционно контролировать различные параметры установки и осуществлять максимально автоматизированное включение и выключение, в том числе и при нештатных ситуациях.

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки РФ.

Выражаем благодарность Малыгину В. И. за консультации и замечания.

## НАБЛЮДЕНИЕ ГАМ НА ТОКАМАКЕ ТУМАН-3М МЕТОДОМ ДОППЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

\*Аскинази Л.Г., Буланин В.В., \*Вильджюнас М.И., \*Корнев В.А., \*Лебедев С.В.,  
Петров А.В., \*Тукачинский А.С., Яшин А.Ю.

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
Санкт-Петербург, Россия, [A.Yashin@spbstu.ru](mailto:A.Yashin@spbstu.ru)*

*\*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, Санкт-Петербург, Россия*

На токамаке ТУМАН-3М в экспериментах с использованием доплеровской рефлектометрии в спектрах колебаний скорости вращения плазмы были обнаружены интенсивные спектральные составляющие в области 30 кГц. Эти частоты соответствуют для условий токамака ТУМАН-3М ожидаемым частотам геодезических акустических мод (ГАМ). ГАМ относятся к разряду, так называемых, зональных потоков и представляют собой возмущение радиального электрического поля, локализованное по малому радиусу токамака и имеющего структуру  $n = 0$  и  $m = 0$  [1]. Радиальное электрическое поле ГАМ меняется во времени по гармоническому закону с частотой, зависящей от локального значения электронной температуры. С этой же частотой осциллирует скорость вращения в скрещенном магнитном поле и радиальном электрическом поле ГАМ, что открывает возможность регистрации этих колебаний методом доплеровской рефлектометрии. Возможности доплеровской рефлектометрии в этом направлении исследований были продемонстрированы на токамаке ASDEX-U [2]. На токамаке ТУМАН-3М использовался двухчастотный доплеровский рефлектометр с частотами зондирования в диапазоне 27-36 ГГц, что соответствовало положениям отсечки вблизи последней замкнутой магнитной поверхности (ПЗМП). Для выявления ГАМ на токамаке ТУМАН-3М исследовался спектр доплеровского частотного смещения, определенный двумя способами: по центру тяжести спектра комплексного сигнала квадратурного детектора и по производной фазы этого сигнала. При исследовании ГАМ наблюдалась прерывистость в их развитии в омической фазе разряда до перехода в H- моду. После перехода в омическую H-моду ГАМ не регистрировались. Обнаружено, что при возрастании МГД активности ГАМ не развивались. В экспериментах с использованием различных частот зондирующего излучения было показано, что ГАМ возникают в узкой радиальной зоне менее 1 см. внутри ПЗМП. Обнаружено пороговое значение средней плотности плазмы  $1.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , при превышении которого ГАМ не появляются во всем интервале малых радиусов, доступном для исследования методом доплеровской рефлектометрии, что, возможно, связано со столкновительным затуханием ГАМ. Показано, что изменение тороидально магнитного поля от 0.7 до 1 Т существенно не меняет картину развития ГАМ при условии, что сохраняется относительно большое значения коэффициента запаса устойчивости -  $q$ . При  $q \leq 2.6$  ГАМ не наблюдались. Зависимость возникновения ГАМ от  $q$  качественно соответствует теоретически предсказанному затуханию ГАМ при понижении  $q$ .

Работа выполнена при поддержке министерства образования и науки (грант №11.G34.31.0041) и РФФИ (грант №12-02-31610).

### Литература

- [1]. P H Diamond, S-I Itoh, K Itoh and T S Hahm // Plasma Phys. Control. Fusion 47 (2005) R35-R161
- [2]. G.D. Conway // Plasma Phys. Control. Fusion 46 (2004) 951-970



## СИСТЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ И НЕЙТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОДКРИТИЧНОЙ ГИБРИДНОЙ СИСТЕМЕ С ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ

Д.В. Юров, П.А. Багрянский, С.А. Бреднихин\*, С.И. Лежнин\*, В.В. Приходько,  
С.А. Фролов\*, Ю.А. Цидулко

ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, [dm.yurov@gmail.com](mailto:dm.yurov@gmail.com)

Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия

\*ИБРАЭ РАН (Новосибирский Филиал), Новосибирск, Россия

Гибридные системы являются одним из многообещающих направлений развития современной ядерной энергетики. Они представляют собой сочетание подкритичного ядерного blankets и внешнего источника нейтронов (ИН). Возможными приложениями таких систем является дожигание трансуранивых отходов тепловых реакторов и наработка топливных изотопов из сырьевых (к примеру,  $U^{233}$  из  $Th^{232}$ ). В ИЯФ СО РАН совместно с ИБРАЭ РАН ведется разработка гибридной системы с источником нейтронов на основе газодинамической ловушки (ГДЛ) [1]. Текущей задачей разработки гибридной системы является моделирование плазменных и нейтронных процессов и последующая оптимизация ее характеристик для достижения наибольшей конкурентоспособности с аналогичными проектами. В частности, требуется провести моделирование параметров нейтронной эмиссии из ИН, интегральных характеристик ядерного blankets, а также определить параметры выгорания топлива при работе системы.

Для выполнения задачи была разработана система кодов. Она включает в себя программу расчета плазменных характеристик DOL и код моделирования переноса нейтронов NMC. Код NMC включает в себя модуль расчета эволюции изотопного состава NMC+.

Одномерный код DOL обладает возможностью расчета параметров быстрой компоненты плазмы с помощью баунс-усредненного уравнения Фоккера-Планка. Также в данном коде реализована возможность расчета продольных потерь тепловой плазмы в различных режимах ее удержания, включающая, в том числе, аппроксимацию для промежуточного режима, когда размер установки становится порядка длины пробега теплового иона. Кроме этого, в рамках DOL создан модуль расчета линейной нейтронной эмиссии из ловушки.

Код NMC является кодом расчета статических состояний ядерных blankets и основан на методе Монте-Карло. Его отличительной особенностью является модульная структура, позволяющая производить независимую замену отдельных расчетных модулей и таким образом оптимизировать его для выполнения конкретных задач. Код использует библиотеку ENDF-B/VII в качестве первичного источника нейтронных данных. Эволюция топливного состава blankets рассчитывается с помощью модуля NMC+. В данном модуле используется единая матрица переходов элементов, а получение численного результата решения системы линейных однородных дифференциальных уравнений производится с помощью метода рациональной аппроксимации Чебышева.

В докладе будет подробно описана разработанная система программ, а также представлены результаты ее валидации и верификации.

Работе была оказана финансовая поддержка Министерством Образования и Науки в рамках проектов 11.G34.31.0033, 14.B37.21.0474, 14.B37.21.0469, 14.740.11.1005, 14.B37.21.0312, 14.B37.21.1290, 14.B37.21.0765, РФФИ в рамках грантов 12-07-31185, 12-02-31632, в рамках программы Президиума РАН № 30 и в рамках гранта Президента Российской Федерации НШ-5118.2012.2.

### Литература.

- [1]. D.V. Yurov et al., Parameters optimization in a hybrid system with a gas dynamic trap based neutron source, Fusion Engineering and Design, 2012, 87, 1684-1692.

## **РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАБОТЫ ВЗРЫВНОГО РАЗМЫКАТЕЛЯ ТОКА С РЕБРИСТОЙ ПРЕГРАДОЙ ПРИ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ ПОТОКА ЭНЕРГИИ ЧЕРЕЗ ФОЛЬГУ**

В.Н. Барабанов, Н.В. Егоров, Ю.В. Власов

*Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия*

Взрывные размыкатели тока (ВРТ) используются для коммутации токов мультимегаамперного диапазона, выдаваемых современными взрывомагнитными генераторами. Эксперименты с ВРТ различных конструкций демонстрируют стойкое ухудшение эффективности процесса коммутации при увеличении плотности потока электромагнитной энергии через фольгу размыкателя и, в частности, при увеличении линейной плотности разрываемого тока  $J$ .

Целью настоящей работы являлось расчетное исследование возможных причин отмеченного выше ухудшения коммутационных свойств на примере ВРТ с ребристой преградой. Для моделирования использовался двумерный эйлеровый магнитогидродинамический (МГД) код "МЭГ-2D", позволяющий рассчитывать течения электропроводящих многокомпонентных сред с большими деформациями.

Результаты расчетов при  $0.17 \text{ MA/cm} < J < 0.3 \text{ MA/cm}$ , приведенные в докладе, показали, что воздействие продуктов детонации (ПД) на токнесущую фольгу размыкателя, опирающуюся на ребристую преграду, приводит к деформации фольги, в ходе которой возникают участки с существенно уменьшенным поперечным сечением. В дальнейшем под действием тока эти участки электрически взрываются, и сопротивление ВРТ определяется характеристиками формирующихся облаков продуктов электровзрыва. МГД моделирование продемонстрировало, что ухудшение коммутационных свойств при высоких линейных плотностях тока может быть вызвано увеличением удельной электрической проводимости взорвавшихся участков, связанным с их повышенным омическим нагревом и особенностями термодинамического состояния. Расчеты выявили также дополнительный фактор, ухудшающий коммутационные свойства, который имеет геометрическую природу и заключается в увеличении объема облака продуктов электровзрыва при повышении плотности тока и, соответственно, скорости ввода энергии в фольгу.

Кроме того, было исследовано влияние ненулевой проводимости продуктов детонации на характеристики работы ВРТ. Моделирование показало, что при проводимостях ПД, соответствующих доступным экспериментальным данным, возможность протекания тока через ПД не оказывает сильного влияния на работу ВРТ и должна, скорее всего, рассматриваться как второстепенный фактор.

## ЛАБОРАТОРНАЯ АСТРОФИЗИКА НА БАЗЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Беляев В.С., Матафонов А.П.

*Федеральное государственное унитарное предприятие Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия,*  
[vadimbelyaev@mail.ru](mailto:vadimbelyaev@mail.ru)

Представлены результаты работы по выбору и обоснованию перспективных направлений исследований в области лабораторной астрофизики с использованием мощных лазеров. Эти направления определяются возможностью моделирования в лабораторных условиях проблемных процессов современной астрофизики, таких, как: 1) генерация и эволюция электромагнитных полей в космосе, роль магнитных полей в космосе на разных пространственных масштабах; 2) космические гамма-всплески и релятивистские джеты, механизмы их образования и эволюции; 3) плазменные неустойчивости в космосе и астрофизических объектах, плазменные струи, ударные волны; 4) взрывы сверхновых, механизмы взрыва сверхновых с коллапсирующим ядром; 5) ядерные процессы в астрофизических объектах; 6) космические лучи, механизмы генерации и ускорения до высоких энергий; 7) астрофизические источники рентгеновского излучения.

Показано, что использование существующих мощных лазеров с интенсивностью в диапазоне  $10^{18}$ - $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью импульса 0.1-1 пс и высокоэнергетических лазеров с энергией более 1 кДж и длительностью импульса 1-10 нс позволяет проводить исследования в области лабораторной астрофизики по всем выбранным перспективным направлениям. Представленные результаты экспериментальных исследований лазерной плазмы, полученные с помощью созданной в ФГУП ЦНИИмаш лазерной установки с уровнем мощности 10 ТВт, показывают возможности и перспективность подобных установок для проведения ряда экспериментов в области лабораторной астрофизики.

Представлен проект отечественной программы «Лабораторная астрофизика», разработанный ФГУП ЦНИИмаш. Программа ориентирована на проведение теоретических работ, включая численное моделирование астрофизических процессов, и проверку полученных результатов физическим моделированием на имеющихся и специально модернизируемых лазерных установках. Программа открыта для сотрудничества с российскими физическими центрами, институтами, университетами.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ 10-02-01095, 10-08-00752, 12-02-00489.

## ЛАБОРАТОРНАЯ АСТРОФИЗИКА НА БАЗЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Беляев В.С., Матафонов А.П.

*Федеральное государственное унитарное предприятие Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия,*  
[vadimbelyaev@mail.ru](mailto:vadimbelyaev@mail.ru)

Представлены результаты работы по выбору и обоснованию перспективных направлений исследований в области лабораторной астрофизики с использованием мощных лазеров. Эти направления определяются возможностью моделирования в лабораторных условиях проблемных процессов современной астрофизики, таких, как: 1) генерация и эволюция электромагнитных полей в космосе, роль магнитных полей в космосе на разных пространственных масштабах; 2) космические гамма-всплески и релятивистские джеты, механизмы их образования и эволюции; 3) плазменные неустойчивости в космосе и астрофизических объектах, плазменные струи, ударные волны; 4) взрывы сверхновых, механизмы взрыва сверхновых с коллапсирующим ядром; 5) ядерные процессы в астрофизических объектах; 6) космические лучи, механизмы генерации и ускорения до высоких энергий; 7) астрофизические источники рентгеновского излучения.

Показано, что использование существующих мощных лазеров с интенсивностью в диапазоне  $10^{18}$ - $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью импульса 0.1-1 пс и высокоэнергетических лазеров с энергией более 1 кДж и длительностью импульса 1-10 нс позволяет проводить исследования в области лабораторной астрофизики по всем выбранным перспективным направлениям. Представленные результаты экспериментальных исследований лазерной плазмы, полученные с помощью созданной в ФГУП ЦНИИмаш лазерной установки с уровнем мощности 10 ТВт, показывают возможности и перспективность подобных установок для проведения ряда экспериментов в области лабораторной астрофизики.

Представлен проект отечественной программы «Лабораторная астрофизика», разработанный ФГУП ЦНИИмаш. Программа ориентирована на проведение теоретических работ, включая численное моделирование астрофизических процессов, и проверку полученных результатов физическим моделированием на имеющихся и специально модернизируемых лазерных установках. Программа открыта для сотрудничества с российскими физическими центрами, институтами, университетами.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ 10-02-01095, 10-08-00752, 12-02-00489.

## УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В РЕЖИМЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО НАГРЕВА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПИКОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В НИЗКОПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

С.Г. Бочкарев, В.Ю. Быченков, А.В. Брантов, \*Г.В. Байдин, \*Д.В. Торшин,  
\*\*В.Ф. Ковалев, \*В.А. Лыков

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, [bochkar@lebedev.ru](mailto:bochkar@lebedev.ru)*

*\*РФЯЦ-ВНИИТФ им. ак. Забабахина, Снежинск, [d.v.torshin@vniitf.ru](mailto:d.v.torshin@vniitf.ru)*

*\*\*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, [vfkvfkv@gmail.com](mailto:vfkvfkv@gmail.com)*

В последнее десятилетие значительный прогресс был достигнут в лазерном ускорении электронов в газовой плазме, где они могут быть ускорены до энергий  $\sim 1$  ГэВ [1]. В качестве основного механизма ускорения частиц из газовых мишеней рассматривается ускорение кильватерными полями. Это возможно в резонансных условиях, если продольный размер лазерного импульса сравним с длиной волны плазменных колебаний. Также возможно возбуждение кильватерных волн и более длительными лазерными импульсами в режиме самомодуляции. Однако, недавние результаты численного моделирования (PIC) взаимодействия интенсивного пс импульса с низкоплотной плазмой в нерезонансных условиях и при подавленной самомодуляции показали возникновение электронов с энергиями, даже превосходящими энергию, набираемую в результате кильватерного ускорения. Расчеты [2] ассоциировались с параметрами установки Сокол-П (энергия импульса  $\sim 10$ -20 Дж, длительность  $\sim 0.7$ -1 пс, диаметр фокального пятна  $\sim 5$ -10 мкм [3]).

Для объяснения результатов PIC моделирования, где наблюдался эффективный нагрев электронов (за время 1-2 пс) до характерных энергий  $\sim 300$  МэВ, естественными выглядят представления о стохастическом нагреве электронов [4]. Мы рассмотрели два возможных механизма. Первый из них – ускорение электронов комбинированными регулярными полями: лазерной волны и возбуждаемой внутри лазерного импульса плазменной волны. Динамика электронов становится хаотической, когда амплитуда кильватерного поля превышает некоторое критическое значение. Характерное время ускорения слабо зависит от начального импульса электрона и значительно превосходит длительность импульса.

Вместе с тем, результаты PIC моделирования свидетельствует о том, что электроны ускоряются благодаря второму из рассмотренных нами механизму – некогерентными, стохастическими плазменными волнами. Это было исследовано с помощью двух методов: метода пробных частиц и приближенного уравнения диффузии для электронов в импульсном пространстве, описывающего их рассеяние на стохастических плазменных колебаниях. Спектр плазменных волн брался из результатов PIC моделирования. Эти два метода дают схожие результаты. В отличие от механизма стохастического ускорения частиц регулярными полями, характерные энергии и характерные времена ускорения электронов стохастическими плазменными полями находятся в лучшем согласии с результатами PIC моделирования.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта президента РФ (НШ-354.2012.2), РФФИ (12-02-31183-мол\_а, 12-02-33045-мол\_а\_вед, 12-02-00231-а, 10-02-00925-а) и ФЦП «Кадры» грант № 2012-1.2.2-12-000-1011-055.

### Литература

- [1]. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P., Rev. Mod. Phys. (2009) **81**, 1229.
- [2]. Лыков В.А., Байдин Г.В, Торшин Д.В. Оптимизация газовых мишеней для ускорения электронов и протонов на 20ТВт лазерной установке «Сокол-П». Доклад на 39-ой звенигородской конференции по физике плазмы и УТС (2012).
- [3]. Сафронов К.В. и др, Письма в ЖЭТФ (2008) **88**, 716.
- [4]. Walton B. R. et al. Phys. Plasmas, (2006), **13**, 113103.

## ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ТОНКИХ МИШЕНЕЙ С МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

А.В. Брантов, В.Ю. Быченков

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия, [brantov@sci.lebedev.ru](mailto:brantov@sci.lebedev.ru)*

Притягательная перспектива создания компактного ускорителя частиц на основе интенсивных короткоимпульсных открывает новые возможности для применения источников энергетичных пучков частиц и электромагнитного излучения. В последнее время наблюдается тенденция использования передовых современных технологий для создания лазерных мишеней, что рассматривается как один из возможных путей повышения эффективности лазерных источников частиц. Уже экспериментально и теоретически показано, что использование ультратонких фольг с толщинами от нескольких десятков до сотен нанометров позволяют повысить энергию ускоренных ионов. Более эффективное вложение лазерной энергии в электроны, а за счет этого и в ионы, может быть достигнуто с помощью создания структур микронных или субмикронных размеров на передней поверхности мишени [1,2], что может приводить к увеличению максимальной энергии ионов.

В представленной работе с использованием трехмерного полностью релятивистского параллельного кода «Мандор», допускающего аналитическое задание мишеней произвольной формы и с произвольным начальным распределением плотности частиц, проведено исследование взаимодействия лазерного излучения с тонкими фольгами со структурированной поверхностью. На основе трехмерного численного моделирования было продемонстрировано, что использование трехмерных микро-структур на передней поверхности мишени приводит к увеличению числа и энергии генерируемых горячих электронов по сравнению со случаем использования тонкой фольги с идеальной поверхностью. Вследствие этого происходит увеличение энергии протонов, ускоренных из приповерхностного слоя у задней поверхности тонкой мишени. Вместе с тем эффективность использования структурированных мишеней для генерации энергетичных ионов падает как вследствие размывания микро-структур, что отвечает учету конечного контраста импульса, т.е. воздействию предимпульса, так и с ростом интенсивности основного лазерного излучения.

Работа выполнена при частичном финансировании грантами РФФИ (проекты 12-02-33045-мол\_а\_вед, 12-02-01161-а, 12-02-00231-а, 10-02-91060-НЦНИ\_а), грантом Президента РФ по господдержке ведущих научных школ (НШ-354.2012.2) и ФЦП «Кадры» грант № «2012-1.2.2-12-000-1011-055».

### Литература

- [1]. Zigler A. et. al, Phys. Rev. Lett., 2011, 106, 134801
- [2]. Uryupina D. S. et.al, Phys. Plasmas 19, 013104

## ПЕРЕНОС ТЕПЛА ЭЛЕКТРОНАМИ И ИОНАМИ

Долголева Г.В.

*ИПМ им. М.В. Келдыша, Москва, Россия, [dolgg@kiam.ru](mailto:dolgg@kiam.ru)*

При решении широкого круга задач, в частности, задач лазерной плазмы одним из определяющих процессов является перенос тепла. Для математического описания процессов переноса тепла чаще всего используют закон Фурье (диффузионное приближение). Это приближение ограничивается малыми температурными градиентами. С ростом градиента температуры поток неограниченно возрастает и превышает максимальный тепловой поток. Для крутых температурных фронтов, которые имеют место в облучаемых лазером мишенях, результаты могут быть получены путем численного решения кинетического уравнения Фокера-Планка. Но поскольку численно решать кинетическое уравнение – задача достаточно сложная и громоздкая, а учет процессов теплопереноса в высокотемпературной плазме необходим, то зачастую в расчетах используют приближение Фурье, модифицируя разумным образом величину потока. В результате появляются различные модели для описания процесса теплопереноса, уточняющие диффузионную модель. Простейшие и довольно распространенные модели – это модификация диффузионного потока либо ограничивая его максимально допустимым потоком /1/, либо учитывается нелокальный характер теплопереноса /2/. Люциани Г.Ф. и Мора Р. предложили для теплового потока формулу, которая учитывает нелокальный характер теплопереноса. Поток учитывает влияние всех точек системы на данную точку с помощью ядра, зависящего от оптических свойств системы.

В работе рассмотрено несколько приближений, сопоставляются результаты расчетов, анализируются положительные и отрицательные характеристики этих приближений, выбрано оптимальное приближение как с точки зрения точности, так и времени счета.

### Литература.

- [1]. Волосевич П.П., Косырев В.И., Леванов Е.И. Об учете ограничения теплового потока в численном эксперименте // М.: Препринт ИПМ, №21, 1978, 22с.
- [2]. Luciani J., Mora R., Virmont I. Nonlocal heat transport due to steep temperature gradients // Phys. Rev. Lett., 51, 1983, 1664-1667.



## **ОБ УВЕЛИЧЕНИИ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ В ПЛАЗМЕ ПИНЧА ПРИ ТРЕХМЕРНОМ СЖАТИИ КВАЗИСФЕРИЧЕСКИХ ПРОВОЛОЧНЫХ ЛАЙНЕРОВ**

Александров В.В., \*Болдарев А.С., \*Гасилов В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н.,  
Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., \*Ольховская О.Г., \*Сасоров П.В.,  
Фролов И.Н., \*\*Шевелько А.П.

*Государственный Научный Центр Российской Федерации Троицкий Институт  
Инновационных и Термоядерных Исследований, Россия, 142190, г. Москва, г. Троицк,  
ул. Пушкиновых, вл. 12*

*\*ИПМ им. М.В.Келдыша РАН, Россия, 125047, Москва, Миусская пл., д.4*

*\*\*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, 119991, Москва, Ленинский  
проспект, д.53, ФИАН*

Исследованы условия увеличения плотности энергии мягкого рентгеновского излучения (МР-излучения) и концентрации ионов плазмы при сжатии пинча в центре КПЛ с профилированием линейной массы. Представлены результаты изучения пространственного распределения источников жесткого рентгеновского излучения (ЖР-излучение) на изображениях пинча при имплозии КПЛ из вольфрамовых проволок. Обнаружено, что в этих условиях источники ЖР-излучения образуют в центральной области КПЛ изображение плазменного образования, расположенного симметрично относительно оси КПЛ. Приведены данные о пространственном распределении интенсивности спектра МР-излучения в центральной приосевой области КПЛ и на периферии лайнера по радиусу пинча при имплозии КПЛ из вольфрамовых проволок с применением спектроскопии с пространственным разрешением в диапазоне длин волн 20 – 400 Å. Обнаружено, что спектральная плотность МР-излучения (СП МР) пинча в области максимума интенсивности спектра МР-излучения в диапазоне длин волн 100 - 150 Å, излучаемая из приосевой области лайнера в случае КПЛ, увеличивается в 4-5 раз по сравнению с величиной СП МР, полученной при имплозии цилиндрического проволочного лайнера (ЦПЛ) при равной погонной массе КПЛ и ЦПЛ и близких значениях разрядного тока в диапазоне от 2.4 до 3 МА. Экспериментальное свидетельство возрастания плотности энергии в пинче при имплозии КПЛ по сравнению с ЦПЛ получено впервые.

Проведено 3D МГД моделирование, основанное на коде MARPLE (ИПМ РАН). Результаты моделирования согласуются с теоретическими оценками и полученными экспериментальными данными.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-00063-а, 10-02-00449-а, 11-02-01027-а, 11-07-93939-Джи8\_а, 11-08-00624-а и программой ПФИ №3 (3.6) ОМН РАН.

Расчеты выполнялись на суперкомпьютерах "Ломоносов" (НИВЦ МГУ), МВС-100К (МСЦ РАН) и К-100 (ИПМ РАН).

## АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЛАЗЕРНОГО УСКОРЕНИЯ ИОНОВ ПРИ РАЗЛЁТЕ ТОНКОЙ ПЛАЗМЕННОЙ МИШЕНИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БВП МОДЕЛИ

Е.А. Говрас, В.Ю. Быченков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [egovras@lebedev.ru](mailto:egovras@lebedev.ru)

В работе изучается процесс лазерного ускорения ионов из ультратонких фольг однокомпонентного ионного состава. Рассматривается режим ускорения, являющийся промежуточным (по значениям температуры электронной компоненты плазмы) между квазинейтральным разлётом плазмы в вакуум [1] и кулоновским взрывом плоской плазменной фольги [2]. Для описания одномерного разлёта электрон-ионной плазмы твердотельной плотности применительно к полностью ионизованной мишени, создаваемой лазерным импульсом, используется модель Больцмана-Власова-Пуассона (БВП) [3]. В приближении начальной однородной ионной плотности, что отвечает воздействию на мишень лазерного импульса высокого контраста, получено аналитическое решение, описывающее растекание плазмы в изотермическом режиме. Точность аналитического подхода проверялась сравнением с прямым численным БВП моделированием, на основе которого были определены фактические условия применимости аналитической модели. С использованием полученного решения проведён анализ спектральных характеристик ускоренных ионов на регистрирующем их детекторе. Также получен аналитический скейлинг зависимости максимальной энергии ионов от температуры электронной компоненты плазмы для широкого диапазона температур от значений близких к тем, которые отвечают квазинейтральному разлёту, до температур, при которых реализуется режим кулоновского взрыва мишени.

Найденное пространственно-временное распределение электростатического поля разлетающейся фольги было использовано для решения задачи об ускорении лёгких примесных ионов, добавленных в мишень. Спектр ускоренных легких ионов характеризуется квазимоноэнергетическим распределением. Рассмотрены случаи однородного распределения примеси и в виде слоя внутри или у поверхности мишени. Обсуждается оптимизация распределения примеси в мишени для получения наилучшего качества пучка ускоренных легких ионов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ (НШ-354.2012.2), РФФИ (гранты 12-02-31183-мол\_а, 12-02-33045-мол\_а\_вед, 12-02-00231-а, 10-02-91060-НЦНИ\_а, 10-02-00925-а) и ФЦП «Кадры» грант № «2012-1.2.2-12-000-1011-055».

### Литература

- [1]. А.В. Гуревич, Л.В. Парийская, Л.П. Питаевский, ЖЭТФ **49**, 649 (1965).
- [2]. V.Yu. Bychenkov, V.F. Kovalev, Quantum Electronics **35**, 1143 (2005).
- [3]. V.Yu. Bychenkov, V.N. Novikov, D. Batani et al., Phys. Plasmas **11**, 3242 (2004).

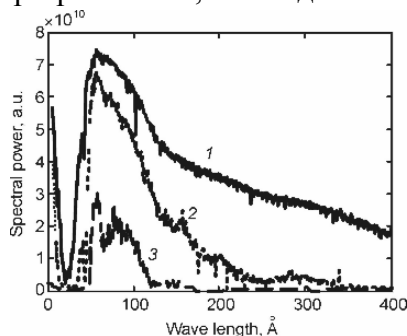
## ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЫСТРЫХ Z-ПИНЧАХ

В.В. Александров, Г.С. Волков, Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук, Я.Н. Лаухин, К.Н. Митрофанов, Г.М. Олейник, П.В. Сасоров, И.Н. Фролов, А.П. Шевелько\*

ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Троицк, Москва, Россия, [griar@triniti.ru](mailto:griar@triniti.ru)

\*ФИАН «Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской Академии Наук», Москва, Россия, [shevelko@rambler.ru](mailto:shevelko@rambler.ru)

Представлены результаты исследования динамики и пространственного распределения источников мягкого рентгеновского излучения (МРИ) в осевом и радиальном направлениях при токовой имплозии многопроволочных вольфрамовых сборок при токах разряда до 3.5 МА на установке Ангара-5-1. Сравнение сигналов аксиальных и радиальных вакуумных рентгеновских датчиков (ВРД) показывает, что разница в количестве излучения регистрируемого в этих направлениях определяется пропусканием плазмы в соответствующих направлениях. По величине анизотропии излучения определен размер области, излучающей в мягком рентгеновском диапазоне. Обнаружено, что, для цилиндрических многопроволочных лайнеров в момент максимума мощности МРИ, зарегистрированный в квантах МР размер излучающей области составляет ~ 4-5 мм, что соответствует ~2-3-х кратному сжатию плазмы по радиусу. При этом структура изображения интегральной по времени камеры-обскуры показывает наличие значительного количества излучающей плазмы вокруг пинча – отставшей массы. Сигналы ВРД с аксиального направления показывают, что с начала имплозии излучение не выходит за пределы нагрузки, оставаясь запертым внутри нее плазменной оболочкой. Получены спектры излучающей плазмы с радиальным разрешением. На рисунке кривая 1 - спектр излучения пинча из приосевой области  $\approx 1.3$  мм, кривая 2 - спектр излучения на расстоянии 2.1 мм от оси, кривая 3 – спектр излучения на расстоянии 2.5 мм от оси. По ним определены пространственные и спектральные параметры отставшей массы. Показано, что спектр из приосевой области близок к спектру черного тела, а наличие отставшей массы уменьшает спектральную плотность излучения. Размеры области излучения, полученные из спектров с радиальным разрешением, совпадают с данными, полученными из анизотропии излучения по ВРД-детекторам и изображений камеры-обскуры.



Сравнение расчетных спектров излучения высокотемпературной плазмы вольфрама [1] и спектров излучения отставшей массы показывает, что имеет место перерасеяние излучения вольфрама из центральной части пинча.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по грантам: №11-02-01027-а, №12-02-00369-а и №12-02-00900-а.

### Литература.

- [1]. I.Yu. Vichev, V.G. Novikov, A.D. Solomyannaya, *Mathematical Models and Computer Simulations*, 2009, Vol. 1, No. 4, pp. 470–481.

## ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО КАПИЛЛЯРА ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Карпов И.Е.

*Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*

*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

[iekarpov90@gmail.com](mailto:iekarpov90@gmail.com)

В настоящее время в Институте лазерной физики СО РАН готовится эксперимент по изучению взаимодействия лазерного импульса с узким плазменным капилляром. Предполагается, что лазерный импульс высокой интенсивности (до  $5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) и длительностью  $\sim 50$  фс будет сфокусирован в металлический капилляр диаметром  $\sim 50$  мкм. Образованная в пристеночной области плазма высокой плотности будет приводить к каналированию лазерного излучения. В центральной части капилляра, в плазме с низкой плотностью, будет возникать кильватерная волна и происходить ускорение заряженных частиц.

Особенностью лазерных импульсов с высокой интенсивностью и малой длительностью является наличие пьедестала с контрастом  $10^5$ - $10^6$  по отношению к основному импульсу и длительностью в несколько нс. В рассматриваемом эксперименте плотная плазма, образованная на торце капилляра лазерным предимпульсом, может перекрыть плазменный канал, что приведет к отражению основного импульса лазера. Поэтому возникает вопрос о выборе предельных параметров эксперимента, при которых не будет возникать перекрытия капилляра.

В данной работе рассмотрены условия формирования плазмы при воздействии лазерного импульса с интенсивностью до  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью несколько нс. Проведено моделирование взаимодействия лазерного излучения с узким металлическим капилляром с помощью кодов MULTI и MULTI-fs [1,2]. Определены оптимальные параметры эксперимента, при которых не будет отражения основного лазерного импульса.

Автор выражает благодарность В.Т. Астрелину, А.В. Бурдакову, К.В. Лотову, Е.В. Пестрякову и В.И. Трунову за полезные обсуждения. Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашения 14.В37.21.0784, № 8387 и частичной поддержке программы РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

### Литература

- [1]. R. Ramis, R. Schmalz, J. Meyer-Ter-Vehn, Computer Physics Communications, 1988, 49 (3), 475 – 505.
- [2]. R. Ramis, K. Eidmann, J. Meyer-Ter-Vehn, S. Hüller, Computer Physics Communications, 2012, Volume 183 (3), 637 – 655.

## ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ В ОКРЕСТНОСТИ ГОРЯЧЕЙ ТОЧКИ ДЕЙТЕРИРОВАННОГО Z-ПИНЧА МЕТОДАМИ ВУФ СПЕКТРОСКОПИИ

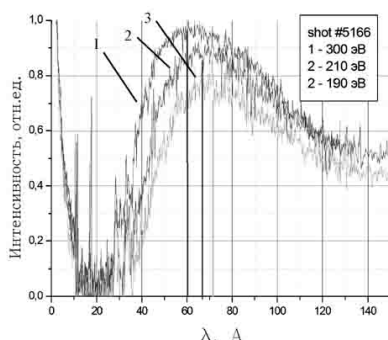
В.В. Александров\*, Е.В. Грабовский\*, А.Н. Грицук\*, С.А. Данько, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, В.Д. Королев, С.Ф. Медовщиков\*, К.Н. Митрофанов\*, Г.М. Олейник\*, Г.И. Устроев, А.П. Шевелько\*\*

Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт», Москва, РФ, [kazakoved82@gmail.com](mailto:kazakoved82@gmail.com)

\*Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Троицк, РФ, [angara@triniti.ru](mailto:angara@triniti.ru)

\*\*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ, [apshev51@gmail.com](mailto:apshev51@gmail.com)

Приведены измерения электронной температуры плазмы  $T_e$  в окрестности горячих точек в Z-пинче на основе токовой имплозии нагрузки из дейтерированного полиэтилена малой плотности. Электронная температура определялась по спектрам излучения малой добавки железа к массе малоплотного дейтерированного полиэтилена в области вакуумного ультрафиолета в предположении, что спектральное распределение излучения ионов Fe определяется  $T_e$  полиэтиленовой плазмы, окружающей частицу Fe. Эксперименты проводились на установке «Ангара 5-1» при токе до 2,5 МА с временем нарастания 100 нс. В опытах использовались составные нагрузки, в центре которых в зазоре между коническими столбиками-электродами из агар-агара или меди размещался столбик диаметром (1 - 1,3) мм и высотой (2,5 - 5) мм из дейтерированного полиэтилена плотностью 100 мг/см<sup>3</sup> с добавлением 5% по массе железа (Fe) [1]. Спектры многозарядных ионов железа и углерода были исследованы, соответственно, в работах [2] и [3] с помощью спектрографа скользящего падения на основе внероуландовской схемы с пространственным разрешением в диапазоне длин волн (20 – 800) Å посредством нового метода сравнения [4]. Уменьшение  $T_e$  плазмы от 330 до 190 эВ в выстреле №5166, полученное с увеличением расстояния от горячей точки из сравнения длины волны пика распределения интенсивности в спектрах (1, 2 и 3) ионов-индикатора Fe [2] (1 - 330 эВ; 2 - 220 эВ; 3 - 190 эВ), иллюстрируется на рисунке.



Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-02-00522-а, № 12-02-31321-мол\_а, № 10-02-00449а, № 10-02-00063-а, № 11-02-00492-а, и № 12-02-00369-а.

### Литература

- [1]. Борисенко Н.Г. и др. Препринт 26 ФИАН, 2005.
- [2]. Шевелько А.П. и др. Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 11. С. 1021-1032.
- [3]. Митрофанов К.Н. и др. Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 12. в печати.
- [4]. Шевелько А.П. Квантовая электроника. 2011. Т. 41. №8. С.726-728.

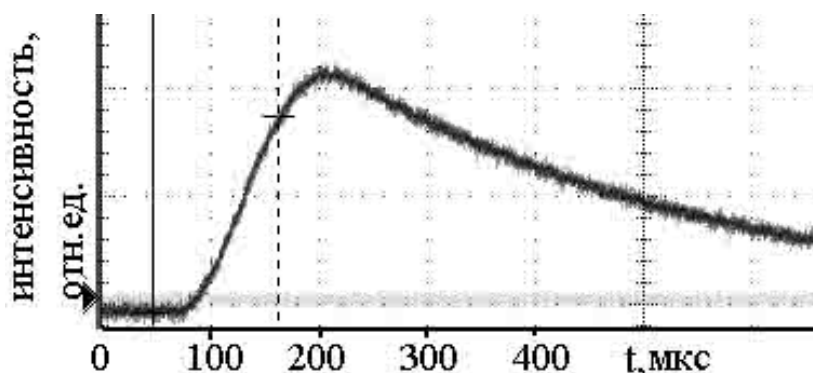
## СИСТЕМА ЛАЗЕРНОГО ТЕНЕВОГО ФОТОГРАФИРОВАНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ МИКРОСЕКУНДНЫХ ПРОЦЕССОВ

А.В. Бартов, А.И. Жужунашвили, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, А.Ю. Шашков

*Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт», Москва, РФ,  
[kazakoved82@gmail.com](mailto:kazakoved82@gmail.com)*

В данной работе представлена шестикадровая система лазерного теневого фотографирования, предназначенная для исследования импульсных процессов микросекундной длительности. Система выполнена на основе лазера YAG-Nd, работающего в режиме свободной генерации и специально разработанного шестикадрового беспараллаксного электронно-оптического регистратора с экспозицией кадров 150 нс [1]. Регистратор представляет собой набор отдельных жестко закрепленных электронно-оптических модулей с независимым питанием и системой синхронизации. Проектирование изображений на входные окна отдельных каналов осуществляется при помощи малогабаритной призмной системы с жестким крепежом элементов. Регистратор достаточно компактен и при этом обладает достаточно высоким разрешением и широким динамическим диапазоном.

Использование лазера в режиме свободной генерации оказалось возможным благодаря небольшому размеру резонатора. Из-за этого сигнал оказывается достаточно гладким в требуемом временном диапазоне (см. рисунок).



В связи с тем, что чувствительность ЭОПов регистратора наиболее высока в видимом диапазоне спектра, в схеме использовался нелинейный кристалл КТП (калий титанил фосфат), преобразующий излучение с длиной волны  $\lambda = 1,064$  мкм в излучение с  $\lambda = 0,532$  мкм.

В докладе также представлены результаты стендовых испытаний описанной системы.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-02-31321-мол\_а, 11-02-01008-а и гранта Президента РФ МК-2436.2011.2.

### Литература

- [1]. С.С.Ананьев, Е.Д. Казаков, А.А. Шведов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: термоядерный синтез, 2012 г., Вып.2, стр. 89-93.



## РАЗРАБОТКА ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ ДЛЯ ТРАНСПОРТА И ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ БЕСПОДВЕСНЫХ КРИОГЕННЫХ МИШЕНЕЙ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ПО ИТС

И.В. Александрова, А.И. Громов, О.М. Иваненко, Е.Р. Корешева, Е.Л. Кошелев,  
А.И. Куприяшин, К.В. Мицен, И.Е. Осипов, Л.В. Панина\*, Т.П. Тимашева

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, [koresh@sci.lebedev.ru](mailto:koresh@sci.lebedev.ru)*

*\*Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, Зеленоград*

Формирование и доставка криогенных мишеней с высокой частотой является непременным условием построения фабрики топливных мишеней для обеспечения работы реактора инерциального термоядерного синтеза (ИТС).

В Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН (ФИ РАН) разработан метод FST-формирования топливного слоя, основанный на работе с движущимися бесподвесными мишенями. Метод позволяет производить криогенные мишени в непрерывном режиме или с необходимой частотой (1-10 Гц).

Доставка готовых мишеней в реактор ИТС является другим ключевым моментом при построении фабрики мишеней, который обусловлен выбором эффективных методов позиционирования и транспорта бесподвесных криогенных мишеней между модулями мишенной системы, а также способов их инжекции в центр реакторной камеры.

Исследования в области доставки криогенных мишеней начаты в ФИРАН с 1985 года. При разработке транспортных средств учитывалось, что созданные устройства должны быть работоспособны при температурах менее 20 К, т.е. при температурах, когда существует сама криогенная мишень. В частности, исследованы возможности инжекционного транспорта криогенных мишеней между базовыми элементами FST системы: мишенный контейнер – модуль формирования – тестовая камера, а также применение ферромагнитного толкателя для ускорения мишени в электромагнитном инжекторе. Предложено схемное решение устройства частотной сборки толкатель/мишень. Изучена возможность инжекционной сборки мишеней типа “hohlraum”. Кроме того, изучались и другие возможности криогенного транспорта мишеней, например, применение пьезо-вибратора и шагового двигателя в системе сканирования 100-проекционного микро-томографа.

В докладе представлены экспериментальные и расчетные результаты комплексного исследования по разработке методов и созданию устройств контроля и управления транспортом бесподвесных криогенных мишеней. Особое внимание будет уделено следующим задачам:

– Оптимизация созданных устройств с целью повышения надежности их работы при криогенных температурах, а также снижения риска разрушения мишени в процессе позиционирования и транспортировки;

– Поиск альтернативных вариантов: в докладе представлена демонстрация бесконтактного позиционирования криогенной мишени за счет использования эффекта квантовой левитации. Эксперименты проведены при температурах 80К и 4.2-7К с использованием постоянных магнитов из самария. Исследованы оболочки из полистирола диаметром 2 мм и толщиной стенки 20 мкм, покрытые снаружи слоем свинца (критическая температура перехода  $T_c = 7.2\text{К}$ ) толщиной в диапазоне 0.1- 0.5 мкм, а также образцы из высокотемпературного сверхпроводника типа  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  ( $T_c = 91\text{К}$ ) с размерами 2x2 мм и 8x2 мм. Все образцы для исследований приготовлены в ФИРАН.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ФОЛЬГЕ

О.Ф. Костенко, Н.Е. Андреев

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, [olegkost@ihed.ras.ru](mailto:olegkost@ihed.ras.ru)*

Модель генерации  $K_\alpha$  - излучения релятивистскими электронами, которая учитывает потери их энергии, сечение ударной ионизации  $K$ -оболочки и вероятность высвечивания  $K_\alpha$  - излучения возбужденными атомами, применялась для анализа результатов измерений выхода  $K_\alpha$  - излучения при воздействии петаваттных лазерных импульсов на фольгу [1-3]. В этой модели считалось, что коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию горячих электронов  $\eta$  является постоянным параметром в широком диапазоне интенсивностей от  $10^{17}$  до  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, а температура горячих электронов определяется пиковой интенсивностью  $T_h(I_0)$ . Фотопоглощение  $K_\alpha$  - излучения в тонких фольгах оценивалось посредством постоянного коэффициента.

В данной работе построена модель, учитывающая фотопоглощение  $K_\alpha$  - излучения в фольге произвольной толщины и зависимости  $\eta$  и  $T_h$  от интенсивности лазерного импульса  $I_L(r, t)$ . Получены зависимости выхода фотонов в заданном направлении с передней и тыльной сторон фольги (в расчете на единицу лазерной энергии и единицу телесного угла) от толщины фольги и пиковой интенсивности. Расчеты проведены для серебряной фольги (энергия фотонов 22.1 кэВ) в диапазоне интенсивностей  $I_0$  от  $5 \times 10^{17}$  до  $1.5 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует экспериментам, проводимым на лазерной установке RHELIX [3].

Если мишень изготовлена таким образом, что электроны, длина пробега которых превышает толщину фольги  $d$ , покидают её, то выход  $K_\alpha$  - излучения с передней стороны фольги растет с увеличением  $d$  и стремится к постоянной величине при толщине фольги больше длины фотопоглощения  $l_a$ . Максимум  $K_\alpha$  - излучения при угле наблюдения  $\alpha_0 = 45^\circ$ , равный  $0.9 \times 10^9$  фотонов (Дж стер)<sup>-1</sup>, достигается при интенсивности  $4 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. При нормальном угле наблюдения максимальный выход увеличивается незначительно, до  $1.1 \times 10^9$  фотонов (Дж стер)<sup>-1</sup>. При оптимальных толщинах и одинаковом угле наблюдения выход  $K_\alpha$  - излучения с передней стороны фольги больше, чем выход  $K_\alpha$  - излучения с тыльной стороны.

Если в фольге осуществляется рециркуляция электронов, то выход  $K_\alpha$  - излучения с передней стороны фольги увеличивается с ростом интенсивности и уменьшением толщины фольги. При  $d = 5$  мкм,  $I_0 = 1.5 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\alpha_0 = 45^\circ$  он достигает величины  $6 \times 10^9$  фотонов (Дж стер)<sup>-1</sup>. Выход  $K_\alpha$  - излучения с тыльной стороны фольги становится меньше выхода с передней стороны при  $d \gg l_a$ .

Относительный выход  $K_\alpha$  - излучения может быть измерен с большей точностью, чем абсолютные значения. Отношение выходов  $K_\alpha$  - излучения с передней стороны тонкой и толстой фольг растет с увеличением интенсивности для мишени с рециркуляцией электронов и убывает для мишени, в которой рециркуляция несущественна. Эта особенность может быть использована для исследования эффекта рециркуляции электронов, который значительно увеличивает выход  $K_\alpha$  - излучения.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках проектов 11-02-91058-НЦНИ-а и 11-02-12217-офи-м-2011.

### Литература

- [1]. Theobald W. et al. Phys. Plasmas **13**, 043102 (2006).
- [2]. Myatt J. et al. Phys. Plasmas **14**, 056301 (2007).
- [3]. Neumayer P. et al. Phys. Plasmas **17**, 103103 (2010).

## ОСЦИЛЛИРУЮЩАЯ ПЛАЗМА ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА: ОТ СИЛЬНОЙ НЕИДЕАЛЬНОСТИ К ТЕРМОЯДЕРНЫМ ТЕМПЕРАТУРАМ

Ю.К. Куриленков, С.Ю. Гуськов\*, В.П. Тараканов

*Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия,*  
[yukurilenkov@rambler.ru](mailto:yukurilenkov@rambler.ru)

*\*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

Инерционное электростатическое удержание (ИЭУ) представляет собой старое направление в исследованиях по УТС [1,2], к которому возрос интерес в последнее десятилетие [3,4]. Однако, в традиционных схемах ИЭУ высокая плотность мощности синтеза оказывается в принципе несовместимой с высокой эффективностью  $Q = E_{\text{fusion}}/E_{\text{input}}$ , поскольку "пучковое" распределение ионов по энергиям существенно размывается кулоновскими столкновениями ещё до того как заметно реализуется синтез. Чтобы преодолеть этот недостаток, в конце 90-х годов в LANL (Лос-Аламос) было предложено инжектировать пучки электронов во внутреннее пространство сетчатой сферы катода [3]. Это должно было бы привести к образованию в межэлектродном пространстве потенциала (типа параболы), в котором ионы будут совершать гармонические колебания. Данный вариант концепции ИЭУ был назван периодически осциллирующими плазменными сферами (ПОПС), и эта схема была успешно продемонстрирована в эксперименте [4]. В момент разлёта ионы практически полностью останавливаются и ионная подсистема оказывается сильно неидеальной. В следующий момент потенциальная яма ускоряет ионы со своих "краёв" до термоядерных температур на "дне", где встречные столкновения, например, дейтронов приводят к DD синтезу и соответствующему выходу нейтронов (пульсирующий выход нейтронов может быть результатом периодического коллапса ионов). В данной работе были получены аналитические выражения для мощности нейтронного выхода при коллапсе дейтронов, ускоряемых в электростатическом поле виртуального катода наносекундного вакуумного разряда (НВР). В работе также представлены результаты PIC моделирования динамики частиц и пульсирующего выхода нейтронов в эксперименте с НВР с дейтерированным анодом [5], где независимо была реализована схема ИЭУ, аналогичная ПОПС [4]. Для образования потенциальной ямы в НВР [6] не требуется синхронизированная с другими процессами инжекция электронов, поскольку роль пучков электронов играют потоки автоэлектронов с катода.

### Литература

- [1]. О. Лаврентьев. Укр. Физ. Журн., 1963, 8, 440; Б.Д. Бондаренко. УФН, 2001, 171, 886.
- [2]. W.C. Elmore, J.L. Tuck and K.M. Watson. Phys. Fluids 1959, 2, 239.
- [3]. R.A. Nebel and D.C. Barnes. Fusion Technology, 1998, 38, 28.
- [4]. J.Park, R.Nebel, et al. Phys. Plasmas, 2005, 12, 056315.
- [5]. Yu.K. Kurilenkov, V.P. Tarakahov, S.Yu. Gus'kov, et al. J. Phys. A: Math. & Theor., 2009, 42, 214041; Yu.K. Kurilenkov, et al. Plasma Physics Reports, 2010, 36, 1227.
- [6]. Yu.K. Kurilenkov, V.P. Tarakahov, S.Yu. Gus'kov, et al. Contrib. Plasma Phys., 2011, 51, 427.

## УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ, ИНЖЕКТИРОВАННЫХ В КИЛЬВАТЕРНУЮ ВОЛНУ

Кузнецов С.В.

*Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия, [shenau@rambler.ru](mailto:shenau@rambler.ru)*

Аналитически и посредством численного моделирования проведено исследование процесса захвата и ускорения в кильватерной волне, возбуждаемой лазерным импульсом в плазменном канале, немонотонных электронных сгустков [1,2]. Электроны инжектируются в окрестность максимума потенциала кильватерной волны со скоростью меньше фазовой скорости волны. Показано, что существуют такие условия инжекции немонотонного электронного сгустка в кильватерное поле, обладающее в сравнении с линейной кильватерной волной большим перекрытием ускоряющей и фокусирующей фаз, при которых энергетический разброс в ускоряемом электронном сгустке на некоторой оптимальной длине ускорения минимизируется. Данный эффект возникает вследствие вращения в фазовом пространстве портрета электронного сгустка в процессе его ускорения. Минимум разброса по энергии электронов сгустка достигается, когда проекция фазового портрета сгустка на ось импульсов становится минимальной. Соответственно этому в энергетическом пространстве траектории ускоряемых электронов, составляющих сгусток, на данной оптимальной длине ускорения сходятся в малую область, определяющую минимальный энергетический разброс в сгустке. Получена также формула, определяющая длину сгустка на ускоряющей стадии в зависимости от его характерных размеров (длины и поперечного радиуса) в момент инжекции, а также начального энергетического разброса в нем. Найдено, что для не длинных и не широких в сравнении с характерными размерами кильватерного поля инжектируемых сгустков, а также изначально с малым разбросом по энергии электронов, данные начальные характеристики сгустков аддитивно определяют его длину после захвата кильватерным полем. Продемонстрировано, что полученные аналитические соотношения с высокой степенью точности совпадают с результатами численного моделирования и могут применяться для определения пространственных и энергетических характеристик ускоряемых кильватерным полем электронных сгустков, генерируемых современными инжекторами. Показано, что предлагаемым способом можно получать сгустки ускоренных в кильватерном поле электронов со средней энергией несколько ГэВ и с относительным разбросом по энергии  $\sim 0.1\%$ .

### Литература

- [1]. Кузнецов С.В. ЖЭТФ, 2012, Т. 142, Вып.1, С. 190-204.
- [2]. Кузнецов С.В. Физика плазмы, 2012, Т. 38, №2, С. 134-144.

## УСРЕДНЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТКОГО ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ МОЩНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Кастильо Р.А.Х., Милантьев В.П.

РУДН, Москва, РФ, [vmilantiev@sci.pfu.edu.ru](mailto:vmilantiev@sci.pfu.edu.ru)

Анализ релятивистского движения частицы в поле мощного излучения обычно ограничивается выводом пондеромоторных сил и численным решением усредненных уравнений [1 – 4]. При этом остаются без внимания быстро осциллирующие составляющие динамических переменных частицы в поле излучения и закон движения. Кроме того обычно считается, что пондеромоторные силы не зависят от поляризации волны [1]. Между тем, как показано в работе [2], выражения для пондеромоторной силы (и усредненные уравнения движения частицы) в случае волн круговой и линейной поляризации несколько различаются.

С целью прояснения этого противоречия в настоящей работе дан последовательный вывод по методу Боголюбова усредненных уравнений движения релятивистской заряженной частицы, находящейся в поле мощного электромагнитного излучения линейной и круговой поляризации. Поле излучения описывается в приближении геометрической оптики. Усреднение проводится по быстрой фазе волны с использованием разложения по степеням пространственно-временных производных амплитуды.

Получены усредненные релятивистские уравнения движения и найдены выражения для осциллирующих составляющих вектора импульса и смещения заряженной частицы в поле мощного излучения круговой и линейной поляризации. Показано, что выражения для компонентов релятивистской пондеромоторной силы в случае волны круговой поляризации аналогичны выражениям [1]. Однако в отличие от [1] в полученных уравнениях содержатся дополнительные малые члены в обоих случаях волн круговой и линейной поляризации.

В отличие от [2], где расчеты проводились в системе, движущейся со средней скоростью частицы, в данной работе результаты получены непосредственно в лабораторной системе отсчета. Подтверждено, что выражения для пондеромоторной силы в случае волн круговой и линейной поляризации различаются достаточно малыми членами. Дополнительные члены более существенны в случае волны линейной поляризации.

Работа (частично) проведена в рамках реализации ФЦП "Научные и педагогические кадры инновационной России на 2009-2012 г.", а также поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 10-02-01302).

### Литература

- [1]. Quesnel B., Mora P. Phys. Rev. E 1998, Vol.58, P.3719.
- [2]. Таранухин В.Д. ЖЭТФ 2000, Т.117, С.511.
- [3]. Bauer D., Mulser P., Steeb W.–H. Phys. Rev. Lett. 1995, Vol.75, P.4622.
- [4]. Galkin A.L., Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Shiryayev O.B. Phys. Plasmas 2008, Vol.15, P.023104.

## **ПРИМЕНЕНИЕ АЭРОГЕЛЕЙ И ДРУГИХ МАЛОПЛОТНЫХ ВЕЩЕСТВ В ЛАЗЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ**

А.С. Орехов, Н.Г. Борисенко

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*

Разнообразные малоплотные вещества необходимы и используются в экспериментах по лазерной плазме и термоядерному синтезу. В работе представлены свойства и характеристики мишеней с использованием малоплотных материалов, подготовленных для экспериментов по взаимодействию мощного излучения с веществом, а также результаты их применения.

Чтобы уменьшить влияние структуры малоплотных веществ на экспериментальные результаты, улучшить повторяемость опытов и исследовать зависимость результатов от макроскопических характеристик мишени, вещество мишени требуется получить наиболее равномерным. Аэрогели обладают исключительно равномерной структурой. В пенах с закрытыми и открытыми порами, или веществах, получаемых осаждением, распределения массы, пор, структурных элементов менее однородны. Практика изготовления разных видов малоплотных мишеней дана в совокупности с измерением их параметров; этим обеспечивается статистическая достоверность экспериментов по взаимодействию.

Были проведены опыты по умножению давления ударной волны при использовании дополнительных слоев из малоплотных веществ. В настоящее время ведется разработка мишеней с изменяющейся плотностью (с градиентом плотности).

В разных сериях опытов изучалось пропускание слоев малоплотных веществ при изменении параметров мишени. Эксперименты проводились на установках Мишень (ТРИНИТИ, Троицк), PALS (Чехия), LIL (Франция).

Были проведены, а также проводятся в настоящее время опыты по исследованию эффектов сглаживания лазерного излучения с помощью малоплотного вещества (Искра-5 и ЛУЧ во ВНИИЭФ в Сарове, LIL, GEKKO в Японии).

Исследуется эффективность преобразования лазерного излучения в рентгеновское излучение в плазме, образованной из малоплотных мишеней, в том числе с наночастицами металлов.

Чрезвычайная популярность полимерных аэрогелей в экспериментах по взаимодействию оказалась также связанной с особенностями теоретической интерпретации экспериментальных данных, в большинстве не имеющей возможности учета структуры при математическом моделировании. В работе приводится сравнение и анализ экспериментов с мишенями из лаборатории термоядерных мишеней ФИАН и из других лабораторий. Надо отметить, что эксперименты со взвесями, аэрозолями и газовыми мишенями остались за пределами рассмотрения. Мы ограничились материалами с твердотельной структурой, хотя плотности порой достигали плотностей газа при нормальных условиях.

## ГЕНЕРАЦИЯ МЕЛКОМАСШТАБНОГО ПОЛЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА СО СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМОЙ

И.А. Горячев, В.Д. Левченко, А.Ю. Перепёлкина

ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, [mogmi@narod.ru](mailto:mogmi@narod.ru)

Взаимодействие мощных лазерных импульсов с плазмой сопровождается различными плазменными неустойчивостями, экспериментальное исследование которых затруднено вследствие мелких пространственно-временных масштабов, а теоретические -- вследствие нелинейности процессов.

Поэтому для наиболее точного исследования этого взаимодействия необходимо применять трехмерные кинетические коды, учитывающие самосогласованные электромагнитные поля.

Например, взаимодействие лазерного излучения со сверхкритической плазмой приводит к возникновению магнитного поля в результате вейбелевской неустойчивости. Вейбелевская неустойчивость [1] возникает в системах, где скорости частиц распределены анизотропно. Неустойчивость проявляется в росте поперечных колебаний магнитных полей, и, так как максимум инкремента приходится на сравнительно короткие волны, в распределении магнитных полей, и, как следствие, в плотности токов и частиц, возникают нитевидные структуры.

В данной работе такое взаимодействие выбрано для исследования посредством численного моделирования с использованием 3D3V кинетического кода CFHall [2].

Моделирование возникновения вейбелевской неустойчивости с его помощью тестировалось ранее в системе двух сталкивающихся пучков электронов [3]. Производительность вычислений, достигаемая за счет лежащих в основе кода LRnLA алгоритмов [4], позволило проводить вычисления на достаточно большой сетке, чтобы разрешить колебания с наибольшим инкрементом и получить соответствие с теоретическими оценками.

В данной работе возникновение неустойчивости Вейбеля исследуется в задаче взаимодействия лазерного импульса с плазмой. Исходя из возникающей анизотропии скоростей частиц можно сделать оценку инкремента линейной стадии неустойчивости и провести сравнение с наблюдаемым в численном эксперименте.

Полученные результаты могут быть полезны для дальнейшего теоретического исследования возникающей в плазме турбулентности и показывают возможность практического применения кода для моделирования взаимодействия лазерных импульсов с плазмой с учетом нелинейных процессов.

### Литература

- [1]. Weibel E.S., Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution, Phys. Rev. Lett., 2, 83-84, 1959.
- [2]. А.Ю. Перепёлкина. Полностью кинетическая трехмерная модель плазмы холловского двигателя. — 2011. — магистерская диссертация, НИЯУ МИФИ.
- [3]. А.Ю. Перепёлкина, В.Д. Левченко, И.А. Горячев. Трехмерный кинетический код CFHall для моделирования замагниченной плазмы // Математическое моделирование (в печати).
- [4]. В.Д. Левченко. Асинхронные параллельные алгоритмы как способ достижения эффективности вычислений // Информационные технологии и вычислительные системы. — 2005. — Vol. 1. — P. 68.



## АБСОРБЦИОННАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛАЗМЫ ВЗРЫВАЮЩИХСЯ ПРОВОЛОЧЕК И ПРОВОЛОЧНЫХ СБОРОК

\*Кахилл А.Д., \*Кнапп П.Ф., Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., \*Хаммер Д.А., \*Хойт К.Л.

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [pikuz@mail.ru](mailto:pikuz@mail.ru)*

*\*Корнельский университет, Итака, США*

Рентгеновская абсорбционная спектроскопия является эффективным диагностическим инструментом для определения зарядового состояния, температуры и плотности плазмы в широком диапазоне параметров. В настоящей работе объектами исследования являлись структуры керн–корона, образующиеся при взрыве одиночных алюминиевых проволочек и проволочных сборок. Для таких структур характерны сравнительно низкие температуры ( $T_e < 100$  эВ) и высокие плотности ( $N_e > 10^{20}$  см<sup>-3</sup>), недоступные для диагностики в видимом и ультрафиолетовом излучении из-за большой оптической толщины. В то же время температура недостаточна для использования стандартных рентгеноспектроскопических методик. Для абсорбционной спектроскопии критическим является выбор источника зондирующего излучения, который должен иметь равномерный непрерывный спектр в исследуемом диапазоне. Практически идеально удовлетворяет этому требованию горячая точка X-пинча [1], имеющая к тому же микронные размеры, что позволяет использовать проекционную схему зондирования, и субнаносекундную длительность излучения, обеспечивающую высокое временное разрешение. В экспериментах на установках ХР ( $I=0.5$  МА,  $\tau_{\text{фр}}=40$  нс) и COBRA ( $I=1.2$  МА,  $\tau_{\text{фр}}=100$  нс) использовались гибридные молибденовые X-пинчи [2] и исследовались взрывающиеся одиночные алюминиевые проволочки и сборки из 2–4 проволочек, помещаемые в цепь обратного токопровода [3]. Ток через проволочки и сборки составлял 100–200 кА. Для спектрального анализа излучения с пространственным разрешением использовались спектрографы со сферически изогнутыми кристаллами кварца и плоскими кристаллами КАР. Были достигнуты рекордные значения спектрального разрешения  $\lambda/\Delta\lambda \sim 5000$ , что позволило зарегистрировать не наблюдавшиеся ранее спектральные линии поглощения ионов и использовать методику определения плотности плазмы вблизи керна взорванной проволочки по штарковскому уширению. Для измерения распределений плотности и температуры абляционной плазмы между проволочками был использован так называемый генетический алгоритм, позволяющий учесть изменение параметров плазмы вдоль линии наблюдения. Максимальная величина измеренной температуры абляционной плазмы между проволочками составила  $T_e=30$  эВ, а плотности  $\rho < 0.01$  г/см<sup>3</sup>. Полученные результаты могут быть использованы для верификации кодов, используемых для моделирования процессов, происходящих в проволочных сборках.

Работа частично поддержана грантами NNSA-DOE DE-FS03-02NA00057 и РФФИ, проект 11-02-01210-а.

### Литература

- [1]. Захаров С.М., Иваненков Г.В., Коломенский А.А., Самохин А.И., Пикуз С.А., Улшмит И. Письма в ЖТФ, 1982, 8, 1060.
- [2]. Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Мишин С.А., Мингалеев А.Р., Тиликин И.Н., Кнапп П.Ф., Кахилл А.Д., Хойт К.Л., Хаммер Д.А. Физика Плазмы, 2012, 38, 395.
- [3]. Knapp P.F., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Hammer D.A., Hansen S.B. Phys. Plasmas, 2012, 19, 056302.



## КОНЦЕПЦИЯ НИЗКОИНДУКТИВНОГО ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

Волобуев И.В., \*Крюков Л.Х., \*Мединцев Д.И., Никулин В.Я., Полухин С.Н.

*ФИАН, Москва, РФ, [snpol@lebedev.ru](mailto:snpol@lebedev.ru)*

*\*МИФИ, Москва, РФ*

Как известно нейтронный выход плазменного фокуса пропорционален приближенно четвертой степени тока разряда. Очевидный способ повышения тока -наращивание емкости батареи конденсаторов, питающих разряд. В настоящее время максимальные токи больших мегаджоульных установок достигают 2-3МА, дальнейшее повышение тока наталкивается на серьезные электротехнические и физические проблемы. Эти установки занимают отдельные корпуса или большие залы, требуют штата обслуживающего персонала. За последние 40лет прогресса в повышении тока и соответственно нейтронного выхода на них нет.

В докладе обсуждается альтернативный подход повышения тока – снижение индуктивности электрической цепи разряда. В его основе лежит использование низкоиндуктивной плоской (филипповской) геометрии разрядной камеры. До сих пор она мало использовалась вследствие нестабильности нейтронного выхода и меньшей его величины при сравнимых с мэйзеровским типом электрических параметрах разряда. Полагается, что этот недостаток связан со сложностью организации сплошной токовой оболочки на больших диаметрах электродов. Однако наши эксперименты, проведенные за последний год показали, что использование керамики, вместо фарфора в качестве материала изолятора дает сопоставимый нейтронный выход. При энергетике установки 70кдж, токе 0.9МА, средний нейтронный выход составлял  $1-2 \cdot 10^{10}$ , максимальный  $5 \cdot 10^{10}$ .

Снижение индуктивности разряда, помимо увеличения тока ведет к уменьшению времени нарастания тока и соответственно уменьшению размеров электродов и всей разрядной камеры в целом. Это позволило к настоящему времени создать компактную и простую лабораторную установку с энергетикой 30 кДж и током разряда 1,3МА.

## ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ НА ИМПЛОЗИЮ МНОГОПРОВОЛОЧНОГО ЛАЙНЕРА В РАМКАХ 3D МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

А.П. Орлов, Б.Г. Репин

*Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия,  
[orlov@ntc.vniief.ru](mailto:orlov@ntc.vniief.ru)*

Ранее [1,2] были изложены результаты разработки трёхмерного (в эйлеровых цилиндрических координатах  $r$ - $\varphi$ - $z$ ) РМГД кода FLUX-3D, предназначенного для численного моделирования динамики токопроводящей излучающей плазмы. Представленные там расчёты динамического многопроволочного Z пинча (в условиях эксперимента Shot-51 на установке Z) были выполнены на стационарной, регулярно-пространственной эйлеровой сетке в секторном приближении. При этом электромагнитная энергия, запитывающая лайнерную нагрузку, подводилась к цилиндрической камере «сверху», по вакуумной радиальной линии.

В настоящем докладе представлены результаты численного 3D моделирования Z пинча в эксперименте Shot-51 в полном ( $2\pi$ ) азимутальном угле. Варьировалось количество вольфрамовых проволочек, составляющих исходную цилиндрическую сборку, при условии сохранения её полной массы. Расчётная геометрия была приближена к реальной конфигурации эксперимента, в котором подвод электромагнитной энергии к лайнерной камере осуществлялся с помощью вакуумной коаксиальной передающей линии. В результате численного моделирования радиальной имплозии плазмы выявлено значительное отставание вещества вблизи внутреннего электрода при малом ( $\sim 10$ ) количестве проволочек. Показано, что данный эффект обусловлен особенностью пространственной топологии возникающих в системе магнитных полей и связан с азимутальной неоднородностью ввода электромагнитной энергии в лайнерную камеру с многопроволочной нагрузкой.

В докладе также представлены результаты 3D моделирования токовой имплозии многопроволочной сборки при двух различных картинах искусственно наносимых начальных возмущений. Проведено сравнение пространственных распределений пинчующейся вольфрамовой плазмы и генерируемых импульсов МРИ при реализации идентичных (азимутально-коррелированный случай) и полностью отличающихся (азимутально-некоррелированный случай) «случайных» распределений возмущений скорости плазмообразования по длине различных проволочек.

### Литература

- [1]. А.П. Орлов, Б.Г. Репин. Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 6-10 февраля 2012 г. М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2012, с.120.
- [2]. Б.Г. Репин, А.П. Орлов. Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 6-10 февраля 2012 г. М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2012, с.121.

## ПРОДОЛЬНЫЕ И ПОПЕРЕЧНЫЕ СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА КЕРНОВ ВЗРЫВАЮЩИХСЯ ПРОВОЛОЧЕК

Г.В. Иваненков, А.Р. Мингалеев, С.А. Пикуз, В.М. Романова, А.Е. Тер-Оганесян,  
Т.А. Шелковенко

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [vmr@inbox.ru](mailto:vmr@inbox.ru)*

Многолетние исследования в области электрического взрыва тонких проволочек (ЭВП) во многом стимулируются его использованием в различных областях науки и техники: от плазменных размыкателей, литографии и УТС до получения нанопорошков и мощных рентгеновских импульсов. В ряде этих направлений достигнуты значительные успехи, и они продолжают интенсивно развиваться. Однако прогресс в понимании физики ЭВП всё ещё далёк от завершения, что объясняется многообразием и сложностью физических процессов, происходящих при нагреве вещества электрическим током. Постановка экспериментов часто сталкивается с большими трудностями из-за малых времён (микро- и наносекунды), малых характерных размеров (единицы и десятки микрометров) и высокой плотности энергии.

Некоторые особенности ЭВП известны давно [1], однако ряд важнейших закономерностей удалось выявить лишь с появлением новых экспериментальных возможностей, таких как рентгенография высокого разрешения с использованием X-пинчей [2] и высококачественное лазерное зондирование [3]. В частности, это относится к образованию устойчивой структуры керн-корона [4] и пенообразному строению керна [5]. Анализ накопленных экспериментальных данных даёт основание полагать, что во многих случаях керн имеет трубчатую структуру [6]. Последнее обстоятельство приводит новому взгляду на механизм появления так называемых страт — характерных поперечных образований, возникающих в канале разряда при определённых условиях ЭВП. В отличие от традиционных представлений, страты оказываются не слоями с более или менее однородной плотностью вещества, а полыми кольцевыми (или, скорее, торообразными) образованиями. Материалы, представленные в данной работе, посвящены изучению этих интересных и важных для понимания физики ЭВП структур. С помощью теневой радиографии и многокадрового лазерного зондирования определялись их геометрические размеры, время возникновения, зависимость от материала проводника, скорости вложения энергии и других параметров наносекундного электрического взрыва.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 12-02-0137200 и 11-02-01210.

### Литература

- [1]. Exploding Wires, edited by W.G. Chace and H.K. Moor. Plenum, New York, 1959; 1964; 1965; 1968, Vols. 1–4.
- [2]. Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Pikuz S.A., Chandler K.M., Hammer D.A. Rev. Sci. Instr., 2001, 72(1), 667.
- [3]. Ткаченко С.И., Мингалеев А.Р., Романова В.М., Тер-Оганесян А.Е., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А. Физика плазмы, 2009, 35(9), 798.
- [4]. Иваненков Г.В., Мингалеев А.Р., Пикуз С.А., Романова В.М., Степневски В., Хаммер Д., Шелковенко Т.А. ЖЭТФ, 1998, 114, 4(10), 1216.
- [5]. Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Greenly J.B., Dimant Y.S., Hammer D.A. Phys. Rev. Lett., 1999, 83(21), 4313.
- [6]. Zhakhovsky V.V., Pikuz S.A., Tkachenko S.I., Sasorov P.V., Shelkovenko T.A., Knapp P.F., Saylor C.C., Hammer D.A. AIP Conf. Proc., 2012, 1426, 1207.

## ГИБРИДНЫЙ X-ПИНЧ

\*Кахилл А.Д., Мингалеев А.Р., Мишин С.Н., Пикуз С.А., Романова В.М.,  
Тер-Оганесьян А.Е., Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., \*Хаммер Д.А., \*Хойт К.Л.

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [tchel55@mail.ru](mailto:tchel55@mail.ru)*

*\*Корнельский университет, Итака, США*

За тридцать лет, прошедших с первой публикации про взрыв двух проводников, скрещенных в диоде сильноточного генератора [1], проволочные X-пинчи стали особым видом пинчей, главной особенностью которого является образование микронного источника мягкого рентгеновского излучения (МРИ) в перекрестии проволочек. Вместе с развитием сильноточных генераторов изменялась и усложнялась конфигурация нагрузки X пинчей — до многопроволочных и многооболочечных, что привело, прежде всего, к увеличению размера перекрестия. Гибридная конфигурация X-пинча (ГХП), состоящая из двух металлических электродов, соединенных короткой (0.5–2 мм) проволочкой [2], была предложена для решения проблем, возникающих при увеличении тока через нагрузку [3]. За три года исследований ГХП на генераторах БИН и МИНИ (ФИАН) и XP и COBRA (Корнельский университет) были найдены условия образования единичного источника МРИ. Эксперименты показали, что размер источника излучения и выход МРИ в гибридной конфигурации сопоставимы с лучшими результатами, полученными в стандартных многопроволочных X-пинчах. ГХП обладают еще одним преимуществом перед стандартными — в них значительно меньше уровень жесткого излучения, поскольку после вспышки МРИ горячей точки происходит закорачивание минидиода пинча плазмой, образованной на электродах при взрыве проволочки. Использование ГХП значительно расширило возможности применения самых различных нагрузок вместо одиночной проволочки. Были проведены эксперименты с двумя параллельными, двумя и тремя скрученными проволочками, с нагрузкой в виде полый трубки и трубки с проволочкой в центре, а также с полностью диэлектрической нагрузкой, представляющей собой тонкую трубку из полиэтилена, заполненную расплавленной серой. ГХП с данными нагрузками обеспечивают единичную вспышку МРИ. Наиболее универсальной является нагрузка, состоящая из проволочки, на которую нанесен слой смеси клея с порошком соли или металла.

В настоящее время источник МРИ на основе ГХП успешно используется в проекционной рентгенографии [2] и рентгеновской абсорбционной спектроскопии плазменных объектов [4]. На основе ГХП разрабатывается новая диагностика, основанная на томсоновском рассеянии линейчатого излучения источника на исследуемом объекте.

Работа частично поддержана грантами NNSA DOE DE-FC03-02NA00057 и РФФИ 11-02-01210.

### Литература

- [1]. Захаров С.М., Иваненков Г.В., Коломенский А.А., Пикуз С.А., Самохин А.И., Улшмид И. Письма в ЖТФ, 1982, 89, 1060.
- [2]. Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Мишин С.А. и др. Физика плазмы, 2012, 38, 395.
- [3]. Месяц Г.А., Шелковенко Т.А., Иваненков Г.В. и др. ЖЭТФ, 2010, 138, 411.
- [4]. Knapp P.F., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Hammer D.A., Hansen S.B., RSI, 2011, 82, 063501.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА МИШЕНЕЙ БЫСТРОГО ЗАЖИГАНИЯ ПУЧКОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ИОНОВ

Гаспарян О.Р., \*Гуськов С.Ю., \*\*Змитренко Н.В., Ильин Д.В., Шерман В.Е.

*С.-Петербургский институт машиностроения (ЛМЗ-ВТУЗ), С.-Петербург, Россия, [sherman@VS8325.spb.edu](mailto:sherman@VS8325.spb.edu)*

*\*Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [guskov@sci.lebedev.ru](mailto:guskov@sci.lebedev.ru)*

*\*\*Институт математического моделирования РАН, Москва, Россия, [zmitrenko@imamod.ru](mailto:zmitrenko@imamod.ru)*

Нагрев пучком высокоэнергетических ионов представляется на сегодня наиболее перспективным методом быстрого зажигания мишени инерциального синтеза. Преимущество этого метода по сравнению с использованием пучка электронов обусловлено незначительным рассеянием ионов, как в остаточной плазме испаряемой части мишени, так и в термоядерном веществе. Особенно привлекательной является возможность использования брэгговского пика в распределении энергии, передаваемой веществу при торможении ионного пучка, для создания области инициирования термоядерного горения (игнителя) во внутренней, в том числе центральной части мишени.

Нагрев плазмы пучком ионов при быстром зажигании представляет собой нелинейный процесс с сильной обратной связью: повышение температуры приводит к уменьшению ее тормозной способности, увеличению длины пробега ионов. В работах [1] и [2] были выполнены расчетно-теоретические исследования нагрева первоначально однородной плазмы ионными пучками с параметрами, отвечающими требованиям нагрева игнителя мишени инерциального синтеза. С этой целью разработан компьютерный код БИН для моделирования взаимодействия моноэнергетического ионного пучка однородной DT-плазмой в условиях ее нагрева до термоядерных температур.

В настоящее время создана модифицированная версия этого кода, позволяющая моделировать взаимодействие моноэнергетического пучка с плазмой, неоднородной по плотности, температуре и составу. Это позволяет проводить расчеты для конфигураций плазмы, моделирующих реальное состояние мишени инерциального синтеза в момент ее максимального сжатия. Начальные распределения вещества, в котором моделировалось торможение ионного пучка, соответствовали состоянию сжатой мишени, рассчитанного по одномерной гидродинамической программе ДИАНА (ИПМ РАН). В данной работе обсуждаются результаты расчетов прогрева пучками легких, средних и тяжелых ионов нескольких типов мишеней, в частности, некриогенной BeDT-мишени.

Продемонстрирована возможность создания центрального игнителя пучками ионов с энергией  $E \sim 100 \div 300$  МэВ/а.е.м. и удельной энергией пучка  $Q \sim 5 \div 20$  ГДж/см<sup>2</sup>. Необходимая для зажигания удельная энергии пучка падает с ростом энергии ионов. Однако из-за возрастания длины пробега при этом приходится использовать ионы большего заряда.

Работа поддержана грантом РФФИ № 11-02-00587-а.

### Литература

- [1]. Гуськов С.Ю., Ильин Д.В., Лимпоух И., Климо О., Шерман В.Е. Физика плазмы, 2010, т. 36, с. 510-519.
- [2]. О.Р. Гаспарян, С.Ю. Гуськов, В.Е. Шерман. Электронный журнал «Исследовано в России», 2011, 062, стр.815-832, <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2011/062.pdf>

## СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО И РАСЧЁТНОГО ВРЕМЕННЫХ ПРОФИЛЕЙ ТОКА УТЕЧКИ В ВАКУУМНОЙ ТРАНСПОРТИРУЮЩЕЙ ЛИНИИ УСТАНОВКИ «АНГАРА-5-1»

Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Самохин А.А., Шишлов А.О.

ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Россия, [Shishlov@triniti.ru](mailto:Shishlov@triniti.ru)

Одним из ограничений при передаче электромагнитного импульса к нагрузке в мощных электрофизических установках, являются утечки в вакуумной транспортирующей линии (ВТЛ). Рассматривается многомодульная установка «Ангара-5-1» с выходной электрической мощностью до 6 ТВт. В качестве нагрузки используется многопроволочный цилиндрический лайнер, параметры которого определяют ток в ВТЛ.

Ток утечки вычислялся как разница между током в начале ВТЛ и током в середине конической части ВТЛ. Для определения амплитуды тока в середине конической части ВТЛ использовался датчик тока в виде магнитной петли. Ток в начале ВТЛ вычислялся на основании временных профилей тока и напряжения в начале водяной передающей линии [1]. Полученные экспериментальные данные измерений тока утечки сравнивались с расчётом в рамках системы телеграфных уравнений с учётом токов утечек [2].

Для нахождения тока электронов в вакууме (вакуумных электронов) рассчитывалось движение частиц в вакуумном зазоре, и была получена доля тока вакуумных электронов от полного тока (тока по аноду) в зависимости от напряжения.

На рис.1 сравниваются профили тока утечки, полученные: из эксперимента (сплошная кривая); из расчётов при помощи телеграфных уравнений без учёта попадания вакуумных электронов на анод конической части ВТЛ (пунктирная кривая) и из расчёта с учётом попадания (штриховая кривая).

Для достижения совпадения расчётного и экспериментального профилей тока утечки необходимо учитывать потерю тока вакуумных электронов на переходе из конической в цилиндрическую часть ВТЛ.

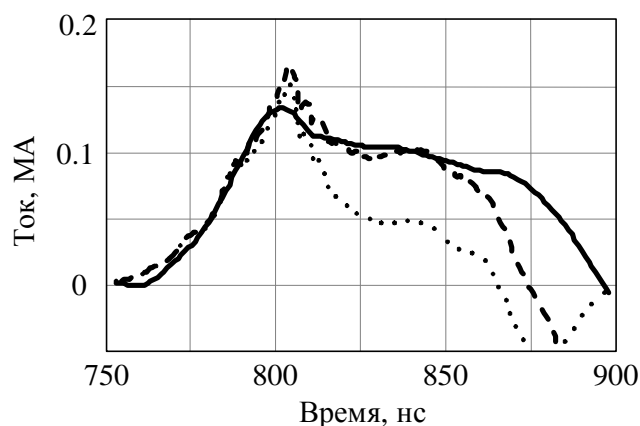


Рис. 1

### Литература

- [1]. В.В. Александров, Е.В. Грабовский, А.Н. Грибов, Г.М. Олейник, А.А.Самохин. «Транспортировка электромагнитного импульса к нагрузке на установке АНГАРА-5-1». Физика плазмы, Т.34, №11, 2008, с.988-996.
- [2]. Гордеев А.В. «Магнитная самоизоляция вакуумных коаксиальных линий». Препринт ИАЭ\_3076. М. 1978.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ В ПЛАЗМЕННОМ ПРЕРЫВАТЕЛЕ ТОКА НА ОСНОВЕ ВЗРЫВА ПРОВОЛОЧКИ

А.А. Шведов, Г.И. Долгачев, Ю.Г. Калинин, Д.Д. Масленников, К.В. Чукбар,  
Г.А. Багдасаров\*, В.А. Гасилов\*, О.Г. Ольховская\*, С.И. Ткаченко\*\*

*НИИ "Курчатовский институт", Россия, 123182, Москва, пл. ак. Курчатова. д.1*

*\*ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Россия, 125047, Москва, Миусская пл., д.4*

*\*\*МФТИ, Долгопрудный, Московская обл.; ОИВТ РАН, Москва, Россия*

Межэлектродный зазор плазменного прерывателя тока (ППТ) во внешнем магнитном поле заполнялся плазмой, которая генерировалась при электровзрыве проволоочки, подсоединенной к электродам ППТ. Такая схема позволяет решить проблему «первого выстрела», поскольку количество частиц в ППТ задается параметрами проволоочки. Показано, что во всем диапазоне величин используемых магнитных полей (вплоть до 30 кГс) удастся получить стабильное заполнение кольцевого зазора ППТ плазмой, образованной при электрическом взрыве С или W проволоочки. Т.к. в экспериментах с W получена низкая величина продольной скорости плазмы (~1см/мкс), можно предположить, что успеет произойти эффективное «размазывание» плазмы по кольцевой «шайбе» до необходимой концентрации за счет резкого роста азимутальной скорости с увеличением тока ППТ и внешнего магнитного поля ВZ. Высокая скорость «размазывания» плазмы по азимуту может быть использована в проекте «Байкал» и на установке МОЛ [1] для решения проблемы предимпульса: можно подобрать начальные параметры плазмы так, чтобы на стадии предимпульса ее концентрация уменьшалась в результате азимутального выравнивания и к началу основного импульса достигла величины  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, необходимой для осуществления режима эрозии. Это обеспечит беспрепятственное прохождение предимпульса за счет высокой концентрации и создаст условия для обрыва тока на стадии основного импульса.

Динамика сопротивления проволоочки во внешнем магнитном поле изучена впервые и представляет несомненный интерес для лайнерных экспериментов [1]. Кроме того, эти результаты показывают, что при работе на низкоиндуктивную нагрузку необходимо применение разделительного разрядника между ППТ и нагрузкой. Продемонстрированная в этих экспериментах возможность заполнения кольцевого зазора ППТ плазмой, образованной при электрическом взрыве С или W проволоочки, в сильном (до 30 кГс) внешнем магнитном поле, а также результаты изучения динамики заполнения зазора являются основанием для продолжения работ с проволочками или нитями из более легкого материала – углерод, полиэтилен и др.

Проведено 3D МГД моделирование, основанное на коде MARPLE (ИПМ РАН) [2]. В коде реализована одножидкостная двухтемпературная МГД-модель, включающая перенос лучистой энергии на основе многогруппового по спектру диффузионного приближения. Основная система МГД уравнений дополнена обобщенным законом Ома. Численное моделирование включало два этапа: заполнение промежутка ППТ плазмой взорванной проволоочки и срабатывание ППТ. Результаты моделирования согласуются с теоретическими оценками и полученными экспериментальными данными.

Работа поддержана грантами: НШ-6536.2010.2, РФФИ 11-08-00624, 11-02-01008-а, 11-07-93939-Джи8\_a и грантом Президента РФ МК-2436.2011.2. Расчеты выполнялись на суперкомпьютерах "Ломоносов" (НИВЦ МГУ) и К-100 (ИПМ РАН).

### Литература

- [1]. Азизов Э.А., Алиханов С.Г., Велихов Е.П. и др. Проект "Байкал". Отработка схемы генерации электрического импульса// ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2001. Вып. 3. С.3.
- [2]. В.А. Гасилов, А.С. Болдарев, С.В. Дьяченко, и др. «Пакет прикладных программ MARPLE3D для моделирования на высокопроизводительных ЭВМ импульсной магнитоускоренной плазмы», Матем. моделирование, 24:1 (2012), 55–87



## **МОДУЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР МЕГААМПЕРНОГО ТОКА НА ОСНОВЕ ППТ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С Z-ПИНЧАМИ**

Долгачев Г.И., Калинин Ю.Г., Масленников Д.Д., Шведов А.А.

*НИИ "Курчатовский институт", Россия, 123182, Москва, пл. ак. Курчатова, д.1*

Для экспериментов с проволочными лайнерами и других применений предлагается модульная схема генератора мегаамперного импульса тока на основе плазменного прерывателя тока (ППТ) с изоляцией межэлектродного зазора ППТ магнитным полем от внешнего источника. Предлагается расположить  $N$  конденсаторов (типа ИК-50-3) вокруг цилиндрического ППТ с лайнерной нагрузкой на оси. Питание ППТ осуществляется от параллельно включаемых независимых модулей. Спроектирован и испытан модуль питания на основе конденсатора ИК-50-3 (50кВ, 3 мкФ) и током на эквивалентную часть ППТ до 200кА. Определены предельные параметры ППТ и максимально допустимое количество модулей, представлены схемные решения основных узлов генератора.

Для увеличения тока генератора в два раза предложен триаксиальный ППТ: между заземленными коаксиальными электродами расположен высоковольтный электрод, который является общим для двух ППТ — наружного и внутреннего. Это предложение позволяет при неизменных параметрах импульса на нагрузке, практически вдвое сократить диаметр вакуумной камеры. Синхронизация двух ППТ в схеме с триаксиальным ППТ осуществляется за счет индуктивной связи между ними [1].

Предложенная схема модульного генератора импульсов тока мегаамперного диапазона позволяет создавать достаточно простые и дешевые установки для проведения экспериментов по изучению динамики сжатия лайнеров. При использовании вакуумной камеры диаметром 1.4 м и 28 модулей питания с общей емкостью 144мкФ в лайнерной нагрузке может быть получен импульс тока  $\sim 2.6$  МА, что, практически, равно току установки «Стенд-300», по стоимости и габаритам многократно превышающей рассмотренный выше генератор. Приведенные в работе схемные решения отдельных узлов генератора могут найти применение в области ускорительной и высоковольтной техники.

Работа поддержана: грантом РФФИ 11-02-01008-а и контрактом Минобрнауки №2012-1.1-12-000-4004-1841.

### **Литература**

- [1]. А.С.Алтухов, П.И.Блинов, Долгачев Г.И. и др. Сильноточные генераторы на основе многомодульных плазменных прерывателей тока.// ВАНТ, сер. Термояд. Синтез, 2003, вып.2, с.49-54

## НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ПЛАЗМЫ В ГИБРИДНЫХ X-ПИНЧАХ

А.Р. Мингалеев, С.Н. Мишин, С.А. Пикуз, В.М. Романова, А.Е. Тер-Оганесьян,  
И.Н. Тиликин, Т.А. Шелковенко

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [ivan.tilikin@gmail.com](mailto:ivan.tilikin@gmail.com)*

Многолетние исследования X-пинчей показали, что конфигурация нагрузки может быть упрощена при использовании гибридной конфигурации [1]. Гибридная конфигурация X-пинчей (ГХП) представляет собой два конических электрода, изготовленных из тугоплавкого материала и соединенных тонкой короткой провололочкой. С момента начала исследований ГХП испытывались на четырех сильноточных генераторах с различными параметрами импульса тока. Для каждого генератора были найдены размеры, длина и материал провололочек, приводящие к образованию единичной горячей точки [2]. Однако сам процесс образования горячей точки в гибридной конфигурации до сих пор не изучен, поэтому целью настоящей работы было углубленное исследование физики ГХП.

Эксперименты по изучению начальной стадии образования плазмы и процессов, происходящих на ранних стадиях образования горячей точки ГХП, проводились на генераторе БИН (максимальный ток 250 кА со временем нарастания 100 нс); при этом исследуемый гибридный X-пинч помещался в цепь обратного тока генератора (70 кА). Влияние предимпульса сильноточных генераторов на процесс формирования горячей точки ГХП изучалось в серии экспериментов на установках с малыми токами нагрузки (с максимумом в 10 и 4 кА и временем нарастания 350 и 150 нс, соответственно).

В качестве диагностических методов в экспериментах применялись лазерное теневое и шпирен-зондирование, интерферометрия и проекционная рентгенография. Изображения регистрировались в различные моменты времени образования плазмы, поэтому удалось проследить динамику процесса. Эксперименты показали, что провололочка в ГХП взрывается и расширяется при токах 2–10 кА, что может существенно влиять на динамику гибридного X-пинча во время основного импульса тока в больших установках. В процессе взрыва проволоочки происходит интенсивная генерация УФ излучения, вызывающая образование плазмы на твердотельных электродах ГХП. В результате начальная стадия взрыва представляет собой разлёт единичной проволоочки в расширяющихся плазменных электродах, образованных приэлектродной плазмой.

Работа частично поддержана грантами NNSA DOE DE-FC03-02NA00057 и РФФИ 11-02-01210.

### Литература

- [1]. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Cahill A.D., Knapp P.F., Hammer D.A., Sinars D.B., Tilikin I.N., and Mishin S.N. *Phys. Plasmas*, 2010, 17, 112707
- [2]. Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Мишин С.Н. и др. *Физика плазмы*, 2012, 38, 395.

## ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СУЩЕСТВЕННО НЕМАКСВЕЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЕ

И.В. Тимофеев

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия;  
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия,  
[I.V.Timofeev@inp.nsk.su](mailto:I.V.Timofeev@inp.nsk.su)*

Характерной чертой развития турбулентности в системе плазма-пучок является формирование надтепловых хвостов на функциях распределения плазменных электронов. Такие хвосты часто наблюдаются как в космической, так и в лабораторной плазме. В частности, было замечено, что распределение электронов в плазме солнечного ветра хорошо аппроксимируется семейством так называемых каппа-функций, спадающих по степенному закону в области высоких энергий. Кроме того, недавно было показано, что упомянутые каппа-распределения являются асимптотически стационарными решениями уравнений слабой турбулентности, в которых самосогласованно учитывается как эволюция спектра турбулентности, так и эволюция спектра частиц. В лабораторных экспериментах пучково-плазменное взаимодействие оказывается гораздо более сильным, чем в солнечном ветре, в результате чего в плазме происходит формирование настолько мощного надтеплового хвоста, что подавляющая часть кинетической энергии плазмы оказывается сосредоточенной в небольшой популяции надтепловых электронов. Именно такое медленно спадающее в пространстве импульсов распределение наблюдалось в экспериментах по турбулентному нагреву плазмы в открытой ловушке ГОЛ-3.

Очевидно, что наличие столь интенсивного хвоста на функции распределения плазменных электронов должно приводить к существенной модификации как дисперсионных свойств плазмы, так и различных нелинейных процессов, ответственных за формирование турбулентного спектра. В интересующих нас экспериментах релаксация мощных электронных пучков в плазме протекает в режиме сильной турбулентности, поэтому ключевым нелинейным процессом, выводящим плазменные колебания из резонанса с пучком, является модуляционная неустойчивость. Цель данной работы состоит в исследовании того влияния, которое оказывают надтепловые электроны как на линейную дисперсию собственных мод плазмы, так и на эффективность раскачки модуляционной неустойчивости резонансной с пучком волны. Наш интерес к этой проблеме связан с необходимостью интерпретации экспериментальных данных об интенсивности и частотном спектре электромагнитного излучения, генерируемого в плазме на второй гармонике плазменной частоты. Проведенные недавно вычисления мощности такого излучения [1] базировались на известной аналитической модели сильной турбулентности, согласно которой характерное волновое число модуляционных возмущений определяет размеры энергосодержащей области спектра, а инкремент их раскачки позволяет оценить уровень насыщения волновой энергии. Таким образом, исследование особенностей развития модуляционной неустойчивости в существенно немаксвелловской плазме необходимо для того, чтобы установить, насколько сильно надтепловые электроны модифицируют основные параметры излучающей части турбулентного спектра.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (гранты 14.В37.21.1178 и 14.В37.21.0750), РФФИ ( грант 12-02-31696) и грантом Правительства РФ 11.G34.31.0033.

### Литература

- [1]. I.V.Timofeev, Phys. Plasmas 19, 044501 (2012)

**ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ РЕАКЦИИ  $Li^7(p,n)Be^7$  В  $LiF$  МИШЕНИ,  
ОБЛУЧАЕМОЙ ПУЧКОМ ПРОТОНОВ, УСКОРЕННЫХ УЛЬТРАКОРОТКИМ  
ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ**

Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, С.А. Горохов, А.Г. Какшин, А.В. Липин, В.А. Лыков,  
Е.А. Лобода, Е.С. Мокичева, С.Н. Пахомов, А.В. Потапов, К.В. Сафронов,  
П.А. Толстоухов, Д.В. Торшин

*Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно – исследовательский  
институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина (РФЯЦ-ВНИИТФ)  
456770, г. Снежинск Челябинской области, а/я 245, Россия, [dep5@vniitf.ru](mailto:dep5@vniitf.ru)*

В докладе представлены результаты экспериментов по генерации нейтронов в (p,n) реакциях под действием быстрых протонов, ускоряемых пикосекундным лазерным импульсом из тонких алюминиевых фольг. Эксперименты проведены на 30 ТВт установке СОКОЛ-П при интенсивности лазерного излучения на мишени  $10^{18} \div 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Для генерации нейтронов на пути пучка протонов устанавливалась вторичная мишень – пластина из фторида лития. Выход нейтронов определялся двумя независимыми способами: по измерениям наведенной активности вторичной мишени и методом затянутой регистрации. Максимальный зарегистрированный выход нейтронов превысил  $10^8$ . Проведенные исследования позволили восстановить конверсию лазерного излучения в быстрые протоны ~ 5 %.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ С ЛАЗЕРНЫМ ПОДЖИГОМ

В.А. Гасилов, А.Ю. Круковский, В.Г. Новиков, И.В. Романов\*, И.П. Цыгвинцев

*ИПМ РАН, Москва, РФ, [iliatsygvintsev@gmail.com](mailto:iliatsygvintsev@gmail.com)*

*\*ФИАН, Москва, РФ, [romanov@sci.lebedev.ru](mailto:romanov@sci.lebedev.ru)*

В последние годы возрос интерес к изучению микропинчевых структур, формирующихся в струе металлической плазмы вакуумно-искрового разряда. Источники интенсивного рентгеновского, VUV-излучения, многозарядных ионов на основе такого разряда могут иметь приложения в микроэлектронике, материаловедении, ядерной физике и т.д. [1 - 3]. При разработке источника важно установить, как начальные условия (характеристики форплазмы, образующейся при инициации разряда, геометрия разряда и др.) и сами характеристики разряда (напряжение на накопителе, ток, его скорость нарастания) влияют на процесс формирования, параметры и эмиссионные свойства плазмы микропинча.

Для численного моделирования микропинчевых структур решалась задача двумерной МГД в R-Z геометрии в двухтемпературном приближении с учётом взаимодействия плазмы с лазером и потерь энергии на излучение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №12-02-00708).

### Литература.

- [1]. Haseroth H. and Hill E. // Rev.Sci.Instrum. 1996. V.67 P.1328
- [2]. Кошелев К.Н., Банин В.Е., Слащенко Н.Н. // УФН. 2007. Т.177, В.7, С.777-780
- [3]. Romanov I.V., Rusapov A.A., Shikanov A.S., Paperny V.L. at al. // J. of Phys. D: Appl.Phys. 2010. V.43. (7pp)

## ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

В.В. Вихрев, А.Д. Мироненко-Маренков

*НИИ «Курчатовский Институт»*

Анализовались возможности повышения в установках плазменного фокуса жесткого рентгеновского излучения, возникающего в результате взаимодействия электронного пучка с электродом. В качестве основы для генерации электронного пучка в плазменном фокусе была использована модель генерации электронного пучка за счет эффекта убегания электронов в плазме при превышении средней скорости дрейфа электронов тепловой скорости электронов в плазме.

Ускорение электронов в плазме в этой модели происходит в сильных омических электрических полях, получающихся в результате сжатия плазменного фокуса до малых радиусов и возникновения аномального сопротивления плазмы в нем.

При фиксированной начальной плотности плазмы в фокусе ток электронного пучка слабо зависит от величины тока, протекающего через фокус. Для начальной плотности  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  максимальный ток электронного пучка оставляет 4-5 кА.

Получено, что предельный ток электронного пучка, возникающего за счет этого механизма, зависит, в основном, от начальной концентрации в плазменном фокусе и приближенно выражается формулой  $4 \cdot 10^{22} \cdot n^{-1.1}$ .

Отсюда следует, что генерация электронного пучка в плазменном фокусе легче происходит при низких начальных плотностях. Это заключение прямо противоположно тому заключению, которое делается относительно увеличения нейтронного выхода в камерах плазменного фокуса. Вместо увеличения плотности плазмы в фокусе требуется снижение ее в момент максимального сжатия.

## ОБ АНИЗОТРОПИИ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В Z-ПИНЧАХ

Мироненко-Маренков А.Д., Вихрев В.В., Королев В.Д., Устров Г.И.

НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия

Приведены результаты анализа процессов, приводящих к возникновению анизотропии энергии нейтронов в мощных импульсных разрядах {Z-пинчах}. Традиционно анизотропия нейтронного излучения объясняется появлением высокоэнергетического ионного пучка в результате возникновения аксиального электрического поля на конечной стадии сжатия пинча {так называемый ускорительный механизм}. В данной работе энергетическая анизотропия нейтронов объясняется на основе представления о том, что в результате развития перетяжки вблизи оси пинча появляются изотропно распределенные быстрые ионы с энергетическим спектром, спадающим по степенному закону [1]. Эти ионы, двигаясь в магнитном поле, приобретают преимущественное направление движения в сторону катода, что создает анизотропию нейтронного излучения. Расчеты, выполненные в соответствии с этой моделью, позволяют объяснить наблюдаемую анизотропию D-D нейтронов в аксиальном направлении {вдоль оси пинча}. Расчетные нейтронные спектры в двух аксиальных и радиальном направлениях представлены на рис.1 для энергетических распределений ионов с хвостом, спадающим как  $1/E^3$  (а) и  $1/E^2$  (б). В экспериментах по исследованию генерации нейтронов на установке С-300 при сжатии конденсированного Z-пинча при токах до 2 МА было установлено, что средняя энергия вдоль оси пинча по направлению к катоду и к аноду соответственно составляла 2.1-2.2 МэВ и 2.6-2.8 МэВ, а по направлению, перпендикулярному к оси, была близка к значению 2.45 МэВ [2]. Проведенные измерения анизотропии энергии нейтронного излучения хорошо согласуются с результатами расчетов.

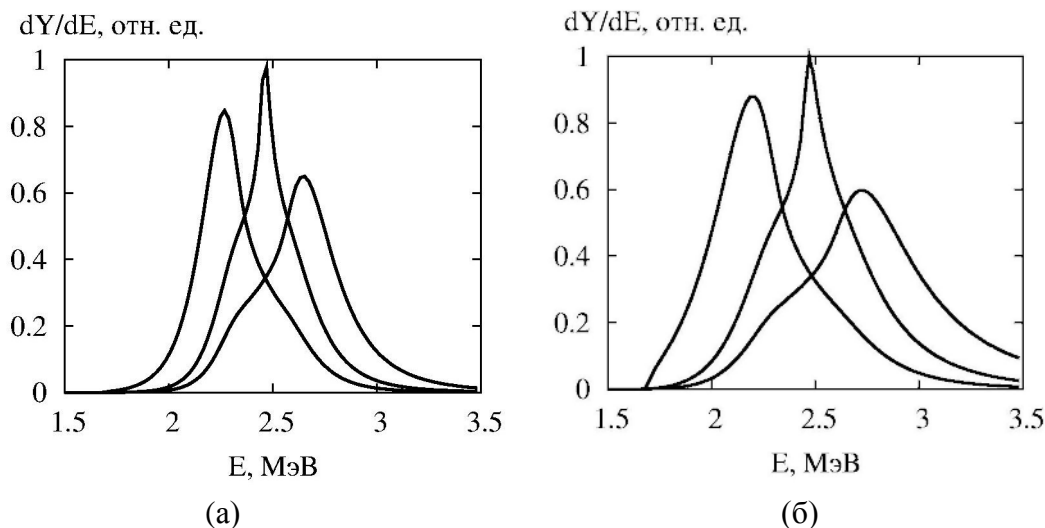


Рис.1

### Литература

- [1]. Вихрев В.В., Королев В.Д. Генерация нейтронов в Z-пинчах, // Физика плазмы, 2007, том 33, №5, с. 397-423.
- [2]. S.S. Anan`ev, Yu. L. Bakshaev, V.A. Bryzgunov et. al.//Neutron emission parameters from the collapse of the condensed Z-pinch.// Nukleonika, V.57, №3. P.333-336.



## ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ МИШЕНЕЙ

В.И. Афонин, Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, М.В. Елисеев, А.Г. Какшин, Е.А. Лобода,  
Д.С. Носуленко, А.В. Потапов, К.В. Сафронов, П.А. Толстоухов

*Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский НИИ технической физики им.  
ак. Е.И. Забабахина (РФЯЦ-ВНИИТФ), Снежинск, Россия, [dep5@vniitf.ru](mailto:dep5@vniitf.ru)*

На лазерной установке СОКОЛ-П [1] проведены эксперименты по облучению многослойных мишеней со структурой NaCl-B и NaCl-(CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub> с целью получения экспериментальных данных по глубине нагрева мишеней волной электронной теплопроводности и параметрам плотной высокотемпературной плазмы. Мишень представляла собой кристалл NaCl размером 1×1 мм<sup>2</sup>, покрытый с облучаемой стороны слоем B или (CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub>.

Облучение мишеней производилось при нормальном падении лазерного пучка. Интенсивность лазерного излучения на мишени составляла  $I \sim 1 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Спектр рентгеновского излучения в тепловой области ( $\varepsilon=0,6 \div 5$  кэВ) характеризуется эффективной температурой электронов  $T_e \sim 0,5 \div 0,6$  кэВ. Эффективная температура горячей компоненты электронов, определенная по наклону спектра жесткого рентгеновского излучения в области энергий квантов ( $40 \text{ кэВ} < \varepsilon < 80 \text{ кэВ}$ ) составила  $T_{\text{hot}} \approx 40$  кэВ. Измеренная зависимость интенсивности линейчатых переходов хлора от толщины верхнего слоя имеет монотонно спадающий характер.

### Литература

- [1]. A.V.Andriyash, D.A.Vikhlyayev, D.S.Gavrilov et al. The spectral-angular distribution measurements of fast protons from the rear side of a target in experiments on the SOKOL-P facility at laser intensity of  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>. In abstracts of 50th APS-DPP 2008. Bulletin of the American Physical Society, 53, №14, P.153.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ СИЛЬНОТОЧНОГО Z – ПИНЧА ПОЛУЧАЕМОГО ПРИ СЖАТИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ ВОЛЬФРАМОВЫХ СБОРОК**

В.В. Александров, Г.С. Волков, Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук, Н.И. Лахтюшко,  
С.Ф. Медовщиков, Г.М. Олейник, Е.В. Светлов

*ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Троицк,  
Москва, Россия, [svetlov@triniti.ru](mailto:svetlov@triniti.ru)*

В работе приведены результаты измерений анизотропии энергетических потерь сильноточных многопроволочных Z – пинчей, проведенных на установке “Ангара-5-1” при токах в нагрузку до 4МА. Измерения энергетических потерь проводились в направлениях перпендикулярно и вдоль оси пинча, с направления анодного электрода. В качестве основных методик измерения использовались термодатчики калориметры и наносекундные вакуумные рентгеновские фотодиоды за различными фильтрами. Дополнительно измерения радиационных потерь и энергии плазменных потоков проводились фольговым радиационным болометром с временным разрешением 2мкс. Для различных геометрий лайнерных сборок и геометрий подводных высоковольтных электродов проведены измерения азимутальной анизотропии энергетических потерь. Наличие сильной начальной азимутальной неоднородности распределения массы проволок (секционные сборки), а также использование конусных электродов вместо плоских не приводят к заметной азимутальной неоднородности полных энергетических потерь. Для геометрии цилиндрических многопроволочныхборок проведено сравнение энергетических потерь в боковом направлении и по направлению оси пинча. По данным измерений ВРД детекторами и болометром выход излучения в единицу телесного угла в направлении вдоль оси пинча в 2-3 меньше, чем выход излучения в направлении перпендикулярно его оси. В осевом направлении плотность потока энергии разлетающейся плазмы превышает плотность потока энергии излучения в 2-3 раза. Измеренный выход излучения в направлении перпендикулярно оси пинча составил от 40-60кДж/4π за импульс, а в направлении вдоль оси от 10 до 25Дж/4π за импульс. В пределах погрешности измерений показания ВРД методики и болометра соответствуют друг другу. Плотность потоков энергии разлетающейся плазмы в направлении перпендикулярном оси пинча не превышает 10% от плотности потока энергии мягкого рентгеновского излучения. Структура изображения интегральной по времени камеры-обскуры показывает наличие значительного количества излучающей плазмы вокруг пинча – отставшей массы. Как следует из временных профилей радиальных и аксиальных ВРД, излучение центральной, более высокотемпературной части пинча в радиальном направлении частично заперто окружающей ее относительно мало плотной плазмой “гало”. В аксиальном направлении спектр излучения можно представить как простое наложение излучения центральной плотной высокотемпературной части пинча и излучения менее плотной и менее горячей плазмы “гало”. Учитывая большую оптическую толщину источника в аксиальном направлении можно ожидать значительной степени «чернотельности» излучения со своей эффективной температурой для каждой области излучения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11- 02- 01027- а и № 12-02-00369-а.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАЗЛЕТА СВЕРХНОВЫХ ЗВЁЗД

\*Беляев В.С., \*\*Змитренко Н.В., Розанов В.Б., Степанов Р.В., Яхин Р.А.

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия, [rafmephi@mail.ru](mailto:rafmephi@mail.ru)*

*\*Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, г. Королев, Россия, [vadimbelyaev@mail.ru](mailto:vadimbelyaev@mail.ru)*

*\*\*Институт математического моделирования РАН, г. Москва, Россия, [zmitrenko@imamod.ru](mailto:zmitrenko@imamod.ru)*

Работа посвящена исследованию сверхновых звезд. На основе численных кодов DIANA [1] и NUT [2] проведены 1D и 2D гидродинамические расчеты, моделирующие динамику процессов разлета остатков сверхновой звезды с массой порядка 15 масс Солнца до нескольких сотен секунд после момента взрыва, в том числе, с учетом начальной несимметрии. На основании критериев гидродинамического подобия были рассмотрены возможные лазерные мишени-имитаторы сверхновых, которые позволят воспроизвести физические процессы, имеющие место при взрыве астрофизического объекта, такие как распространение ударной волны по веществу, развитие гидродинамических неустойчивостей на границах разноплотных оболочек и др. Представлено простое решение задачи о сильном взрыве в среде со степенным распределением плотности, что в хорошем приближении описывает эволюцию сверхновой звезды.

### Литература

- [1]. Самарский А.А., Попов Ю.П. “Разностные методы решения задач газовой динамики”. 1980, М: Наука, с. 217.
- [2]. Тишкин В.Ф., Никишин В.В., Попов И.В., Фаворский А.П. “Разностные схемы трехмерной газовой динамики для решения задачи о неустойчивости Рихтмайера-Мешкова”. Математическое моделирование, 1995, т. 7, №5, с. 15 - 25.

## АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В ВАКУУМНОЙ НЕЙТРОННОЙ ТРУБКЕ

Агафонов А.В., \*Масленников С.П., \*Пастухов Н.А., \*\*Тараканов В.П.,  
\*Школьников Э.Я.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ, [agafonov@sci.lebedev.ru](mailto:agafonov@sci.lebedev.ru)*

*\*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,  
[EYShkolnikov@mephi.ru](mailto:EYShkolnikov@mephi.ru)*

*\*\*Научно-исследовательский центр теплофизики экстремальных состояний  
Федерального государственного бюджетного учреждения науки Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, РФ, [karat@tarak.msk.su](mailto:karat@tarak.msk.su)*

Источником ионов в вакуумной нейтронной трубке является импульсный поток плазмы, генерируемой при горении вакуумной дуги между циркониевыми электродами, насыщенными дейтерием. Распространяющаяся многокомпонентная плазма через анодную сетку попадает в ускоряющий промежуток, где происходит формирование дейтронного потока, его транспортировка на мишень с протеканием ядерной реакции и выходом нейтронов.

Динамика формирования и параметры дейтронного пучка определяются временными зависимостями состава, концентраций и направленной скорости втекающей плазмы, существенно изменяющимися в течение ускоряющего импульса.

Приведены результаты численного моделирования формирования двухкомпонентного ионного пучка, состоящего из легких (дейтроны) и тяжелых (цирконий) ионов в диоде с плазменным эмиттером. Расчеты выполнены по коду КАРАТ в двумерной нестационарной постановке для плазмы с различными параметрами (плотность, относительная концентрация ионов, скорость направленного движения), в т.ч. для временных зависимостей параметров плазмы на входе в ускоряющий промежуток. Последние получались из экспериментов, а также с помощью моделирования дрейфа плазмы в пространстве между вакуумной дугой и анодной сеткой.

Экспериментальные исследования проводились на вакуумных нейтронных трубках, разработанных во ВНИИА им. Духова. Измерялись парциальные токи составляющих плазмы в ускоряющем промежутке, на который вместо высокого напряжения подавалось напряжение смещения различной полярности. При этом измерения охватывали все характерные режимы работы источника ионов, в том числе и при наличии неустойчивостей горения вакуумной дуги.

Проведено сопоставление экспериментальных данных с данными численного моделирования.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-13502-офи\_м\_РА.

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ДИОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО СТАБИЛИЗАТОРА НАПРЯЖЕНИЯ

Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю., Аинов М.А.

Национальный минерально-сырьевой университет «Горный», Санкт-Петербург, Россия, [alexmustafaev@yandex.ru](mailto:alexmustafaev@yandex.ru), [schwer@list.ru](mailto:schwer@list.ru), [ainovm@gmail.com](mailto:ainovm@gmail.com)

В последние годы в плазменной электронике активно развивается новое направление, связанное с созданием газоразрядных электронных приборов с отрицательным сопротивлением (ОС). Применение плазменных приборов с ОС значительно упрощает конструирование электронных схем, а способность работать в экстремальных условиях высокого уровня радиации и температуры среды более 1000 К делает их незаменимыми при использовании в системах противорадиационной защиты на атомных электростанциях и подводных лодках, в составе бортовой электроники космических кораблей и т.д.

В связи с этим нами выполнен цикл исследований электрокинетических характеристик диодных плазменных стабилизаторов напряжения на базе низковольтного пучкового разряда (НПР) в инертных газах. Межэлектродный промежуток приборов ограничивался различными по геометрии проводящими экранами. Диагностика плазмы НПР осуществлялась плоским односторонним зондом [1] в широком диапазоне давлений (от  $10^{-2}$  тор до 25 тор) и разрядных токов (от 0,05 А до 5,0 А).

Зондовые измерения показали, что при различных давлениях газа рост плотности разрядного тока выше  $1 \text{ А/см}^2$  приводил к возникновению неустойчивостей разрядных характеристик, связанных с нарушением баланса концентрации заряженных частиц.

| Потенциал, В | He   | Ne   | Ar   | Kr   | Xe   |
|--------------|------|------|------|------|------|
| $U_m$        | 19,8 | 16,5 | 11,5 | 9,86 | 8,28 |
| $U_{ион}$    | 24,5 | 21,5 | 15,6 | 14   | 12,1 |

Одновременно регистрировалась заметная энергетическая релаксация функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) [2].

Для решения поставленных задач детально проанализирована зависимость длины энергетической релаксации ФРЭС и электрических параметров от давления газа, плотности электронного тока и геометрии границы плазменного канала.

Установлено, что с повышением давления потенциал горения НПР устанавливается на значении потенциала возбуждения метастабильного уровня газа-наполнителя. Поэтому для стабилизации напряжения в диапазоне 0÷50 В межэлектродный промежуток наполняют инертными газами с различными потенциалами ионизации и возбуждения (см. таблицу).

Наилучшие условия стабильности горения разряда обеспечивает конусный проводящий экран, с углом при основании, обеспечивающим свободную радиальную диффузию быстрых электронов.

Выбранная геометрия плазменного промежутка обеспечивает при постоянном давлении газа снижение концентрации плазмы вдоль оси прибора в 4 раза, что увеличивает длину энергетической релаксации ФРЭС в 2 раза. Это позволяет увеличить плотность разрядного тока  $j_{max}$  до  $2 \text{ А/см}^2$  при давлениях 0,5÷1,0 тор и напряжении стабилизации 0÷50 В.

Обнаруженная возможность оптимизации энергетических характеристик газоразрядных приборов с помощью потенциала границ плазменного объема является несомненно перспективным направлением и требует дальнейших исследований.

### Литература

- [1]. В.Ф. Лапшин, А.С. Мустафаев Метод плоского одностороннего зонда для диагностики анизотропной плазмы // ЖТФ. 1989. Т.59. № 2. С.35-45.
- [2]. А.С. Мустафаев. Динамика электронных пучков в плазме // ЖТФ. 1989. Т.59. № 2. С.35-45.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕЖДУ ПОДВИЖНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

В.В. Андреев, Ю.П. Пичугин

ФГБОУ ВПО «ЧГУ им. И.Н. Ульянова», Чебоксары, Россия, [andreev\\_vsevolod@mail.ru](mailto:andreev_vsevolod@mail.ru)

В работе исследованы электрофизические и пространственно-временные характеристики поверхностно-барьерных электрических разрядов между подвижными электродами в воздухе при атмосферном давлении. Решаются задачи установления оптимальных режимов различных типов электрических разрядов с целью разработки эффективных, в том числе и с точки зрения минимизации энергопотребления, методов генерации и практического применения низкотемпературной плазмы. Экспериментальная установка аналогична описанной в работах [1, 2] и содержит вращающийся и неподвижный электроды.

Следует отметить, что проблема совершенствования плазменных и плазмохимических технологий требует тщательного исследования пространственно-временной структуры барьерного разряда, отражающей механизм развития электрического пробоя в разрядном промежутке. Не поняв этот механизм невозможно целенаправленно воздействовать на процессы с участием плазмы. Существенными параметрами, определяющими плотность вклада энергии в процессы с участием плазмы, являются такие параметры, как перенапряжение, частота напряжения, влажность газа, скорость его потока, поверхностная проводимость диэлектрического барьера, его удельная ёмкость, а также формы и размеры канала микроразряда. Определение пространственно-временных характеристик канала микроразряда представляет сложную и не до конца решенную задачу вследствие статистического характера появления отдельных микроразрядов. Действительно, каждый микроразряд существует десятки наносекунд и в каждой последующей серии микроразрядов их местоположение меняется. Также параметры микроразряда (геометрия и интенсивность свечения канала, расстояние между микроразрядами) изменяются в соответствии с полярностью подаваемого на электроды напряжения.

В работе исследованы вольт- амперные характеристики электрического разряда в системах: статический электрод с диэлектрическим покрытием – подвижный электрод без диэлектрического покрытия; статический электрод без диэлектрического покрытия – подвижный электрод с диэлектрическим покрытием. Также исследована зависимость электрических характеристик от величины разрядного промежутка и влияние плазмохимических реакций синтеза озона на электрические характеристики разрядного промежутка.

Важной частью данной работы является теоретическая проработка поставленных задач, разработка математических моделей и их анализ численными и аналитическими методами. Следует отметить, что полученные теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными различных литературных источников, в том числе и с результатами экспериментов, представленных в этой работе.

### Литература

- [1]. Андреев В.В., Пичугин Ю.П., Телегин В.Г., Телегин Г.Г. Физика плазмы, 2011, т.37, №12, С.1130–1135.
- [2]. Андреев В.В., Пичугин Ю.П., Телегин В.Г., Телегин Г.Г. Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2012. М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2012, С.256.



## РАСЧЁТ ЭЛЕКТРОННЫХ ТРАНСПОРТНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ И ДАВЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ КРЕМНИЯ И БОРА

Е.М. Апфельбаум

Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия, [apfel\\_e@mail.ru](mailto:apfel_e@mail.ru)

Электронные транспортные коэффициенты различных сред (электропроводность, теплопроводность и термоэдс) исследуются уже более 100 лет в силу их важности для теории и прикладных задачах. Область плазмы является наиболее проблемной, так как до недавнего времени в этой области не было надёжных измерений из-за высоких температур. Но в последние два десятилетия появились новые измерения, которые стимулировали развитие теоретических моделей и расчёты различных свойств веществ в этой области (см. работу [1] и ссылки в ней). В частности, недавно на изохорах были измерены (и рассчитаны) свойства полупроводниковой плазмы бора и кремния, такие как электропроводность и давление [1,2]. Область измерений находилась при плотностях в 10 раз ниже нормальной и температурах 10-30 кК, что как раз соответствует неидеальной многокомпонентной плазме.

При данных условиях плазму различных веществ можно рассматривать в рамках «химической» (или обобщённой химической) модели. Т. е. предполагается, что вещество состоит из смеси электронов, положительных ионов и атомов. Концентрации этих частиц определяются через минимизацию свободной энергии такой смеси. Данный подход ранее неоднократно применялся для самых разных веществ [3] и, в частности, нами была разработана соответствующая модель нами применительно к плазме инертных газов и благородных металлов [4, 5]. В настоящей работе мы модифицировали нашу модель для описания бора и кремния и применили для расчёта на изохорах в условиях экспериментов [1,2]. При этом, мы так же вычислили и давление. Сами транспортные коэффициенты при известных концентрациях (составе среды) могут быть получены различными методами [3, 5]. В данной работе использовалось простейшее приближение времени релаксации. Последнее, помимо состава требует знания транспортных сечений. Для рассеяния электрон-ион использовалась обобщённая формула Резерфорда, с модифицированным кулоновским логарифмом [3-5]. Для сечений и фазовых сдвигов электрон- атом для бора и кремния на данный момент времени наиболее точными данными являются результаты [6], полученные методом R-матрицы. Эти данные использовались в нашей работе. Рассчитанные таким образом транспортные коэффициенты и давление на изохорах для бора и кремния сравнивались с имеющимися данными из [1, 2]. Наши результаты находятся в хорошем согласии с данными измерений и расчётами по первопринципным моделям.

### Литература

- [1]. Clerouin J., Noiret P. et. al., Phys. Plasmas, (2012) V. 19, 082702.
- [2]. Clerouin J., Renaudin P., Noiret P., Phys. Rev. E, (2008) V. 77, 026409.
- [3]. Эбелинг В. и др., Теплофизические свойства плотной горячей плазмы. – М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2007.
- [4]. Apfelbaum E. M., Contributions to Plasma Physics, (2011) V. 51, 395.
- [5]. Apfelbaum E. M., Phys. Rev. E, (2011) V. 84, 066403.
- [6]. Gedeon V., Gedeon DS., Lazur V., Nagy E., Zatsarinny O., Bartschat K., Phys. Rev. A, (2012) 85, 022711.



## МИКРОВОЛНОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ В ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Артемов К.В., Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Косый И.А., Тарасова Н.М.,  
Малых Н.И.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

Микроволновый метод определения электронной концентрации  $n_e$  в газовых разрядах высокого давления обладает рядом очевидных преимуществ, связанных с:

-исключением контактов измерительной аппаратуры с плазмой (в отличие от широко распространённых измерений ленгмюровскими зондами);

- принципиальной возможностью работы в условиях высокого давления газовой среды (не прибегая, в частности, к её разрежению, как при использовании электростатических ионных анализаторов);

- наличием адекватной теории взаимодействия микроволн со слоем низкотемпературной сильностолкновительной плазмы.

Однако, попытки реализации потенциальных возможностей микроволновой методики при работе с плазмой в газах высокого давления сталкиваются с рядом значительных трудностей, к числу которых прежде всего относится необходимость определения частот столкновений электрон-нейтрал  $\nu_{en}$ .

В условиях эксперимента с исследованием химически активных газовых смесей эта необходимость приводит к серьёзным проблемам. Они связаны прежде всего с тем, что химические реакции (в том числе и разветвлённые цепные) меняют непрерывно состав газовой среды в реакторе, что делает весьма затруднительным расчёт частот столкновений  $\nu_{en}$ . При этом следует иметь в виду также и неопределённость в температуре  $T_e$  электронной компоненты плазмы, возникающей как следствие, в частности, хемоионизационных процессов.

В настоящей работе проблема прямого экспериментального определения как  $n_e$ , так и  $\nu_{en}$  в химически реагирующей газовой среде (воспламенение горючей газовой смеси) решается вводом в диагностическую схему второго микроволнового пучка с измерением коэффициентов ослабления электрического поля микроволнового излучения на двух частотах:  $\omega_1$  (длина волны  $\lambda_1$ ) и  $\omega_2$  (длина волны  $\lambda_2$ ). Для измеренных в эксперименте в различные моменты времени в некотором сечении цилиндрического реактора коэффициентов ослабления  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  определяются величины  $\nu_{en}$ , при которых совпадают значения найденных концентраций электронов хемоионизованной плазмы  $n_e$ . Подробно обсуждается разработанная в ИОФ РАН диагностическая схема.

С применением метода двухчастотного микроволнового диагностирования определены концентрация электронов и частота электрон-нейтральных столкновений в хемоионизованной плазме, сопровождающей воспламенение метан-кислородной смеси в замкнутом объёме. Представлены результаты измерений и их обсуждение.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (№ 11-02-00465.12 и №12-02-00637) и Президиума РАН (программа фундаментальных исследований Президиума РАН 26П «Горение и взрыв»).

## ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ

Н.А. Ащурбеков, К.О. Иминов, Г.Ш. Шахсинов, А.Р. Рамазанов, Г.М. Юсупова

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия, [nashurb@mail.ru](mailto:nashurb@mail.ru)

В докладе сообщается о результатах экспериментального исследования нестационарных оптических спектров пропускания плазмы поперечных наносекундных разрядов с щелевым катодом вблизи узких резонансов. Исследуемый разряд происходил в разрядной камере с электродами длиной 40 см, установленных на расстоянии 0.6 см друг от друга. Катод имел цилиндрическую форму диаметром 1.2 см с прорезом вдоль него шириной 0.2 см и глубиной 0.6 см. Анод изготовлен из плоской пластины шириной 2 см и толщиной 0.5 см. Для создания разряда в инертных газах при давлениях 1-100 Тор использовались высоковольтные импульсы напряжения амплитудой до 4 кВ, длительностью фронта около 10 нс, с частотой повторения импульсов 50 Гц.

Для исследования нестационарных спектров пропускания плазмы в качестве источника зондирующего излучения использовался широкополосный лазер на красителе с накачкой эксимерным лазером на смеси ксенон-хлор типа CL-5100. Спектры пропускания плазмы регистрировались в цифровом виде с использованием монохроматора /спектрографа MS7504i с матричным CCD-детектором типа HS102H-2048/14.

Систематические исследования спектров пропускания поперечного наносекундного разряда вблизи узких спектральных линий поглощения позволяет сделать следующие выводы: при распространении лазерного излучения в относительно однородном плазменном столбе между электродами наблюдается классическое поглощение с симметричным колоколообразным контуром спектральной линии поглощения. При распространении лазерного излучения внутри полости катода спектральные линии поглощения, как правило, искажались. Степень искажения контура спектральной линии поглощения зависела от наличия или отсутствия неоднородностей плазменного столба на пути распространения лазерного излучения. При слабых неоднородностях плазменного столба спектральная линия поглощения становилась несимметричной, оставаясь при этом колоколообразным.

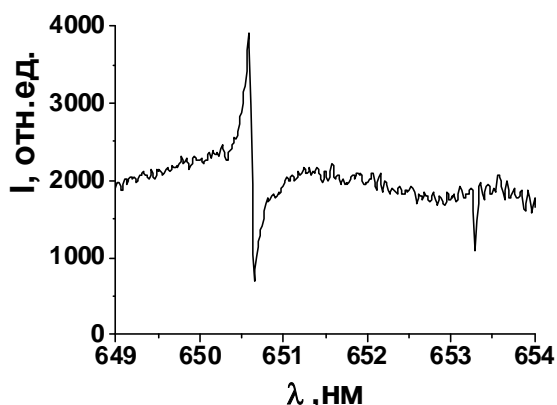


Рис.1. Характерный вид спектра пропускания плазмы вблизи узких резонансов.

При сильных неоднородностях плазменного столба спектральная линия поглощения приобретала дисперсионный вид (рис.1), причем дисперсионный контур спектральной линии поглощения (пропускания) наблюдался только при плотностях поглощающих атомов, превышающих величину  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . При наклонном падении лазерного излучения на плазменный столб внутри щели в катоде, вблизи спектральной линии поглощения лазерный пучок на выходе из спектрографа прописывал профиль аномальной дисперсии в результате отклонения в разные стороны от центральной частоты.

Работа выполнена при поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", проект г/к № № 02.740.11.0570 и РФФИ, проект 10-02-01022-а.

## ИССЛЕДОВАНИЯ КОРОННОГО МИКРО-РАЗРЯДА В КРИОГЕННОМ ЗАКРИТИЧЕСКОМ И НОРМАЛЬНОМ ЖИДКОМ ГЕЛИИ

Bonifaci N., Aitken F, \* Атражев В.М., \*\* Von Haefen K., \*\*\* Eloranta J.

*Laboratoire G2Elab CNRS & Joseph Fourier University, Grenoble, France*

*\*Объединенный институт высоких температур, РАН, Москва, Россия,*

*[atrazhev@yandex.ru](mailto:atrazhev@yandex.ru)*

*\*\*Department of physics and Astronomy, University of Leicester, UK*

*\*\*\*Department of Chemistry, University of California, USA*

Доклад посвящен результатам экспериментального исследования коронного микро-разряда в жидком и газообразном гелии в широком диапазоне температур от 4.2 К до 300 К. Разряд зажигался вблизи острия-электрода с радиусом  $\approx 2$  мкм. Напряжение в несколько кV, как отрицательной, так и положительной полярности, подавалось на острие. Ионизация среды, возбуждение атомов и свечение происходят вблизи острия. Гелий подвергался дополнительной очистке, а при криогенных температурах (4 - 10) К практически не содержал примесей. Поэтому свечение короны при этих температурах содержит атомарные линии He I и молекулярные полосы излучения He<sub>2</sub>\*.

Ток короны определяется подвижностью зарядов (положительных и отрицательных, в зависимости от полярности острия) в дрейфовой зоне разряда, где электрическое поле мало, отсутствуют ионизация и возбуждение, и среда не возмущена разрядом. Анализ вольт-амперных характеристик позволяет исследовать подвижность в криогенных условиях (низкие температуры, высокие плотности и давления). В жидком He получена зависимость подвижности электронов от внешнего давления. Это явление объясняется “пузырьковой моделью” состояния электронов в жидком He.

Излучение короны, сконцентрированное вблизи острия, исследовалось спектральными методами. Наблюдались атомарные линии и молекулярные полосы с уширением порядка нескольких нм (десятков см<sup>-1</sup>). Регистрировались такие параметры этих спектров, как ширина и сдвиг линий, особенности формы линий (асимметрия спектральных линий).

Как в случае короны в газе, так и в условиях жидкого He, эти параметры зависят от внешнего давления и эта зависимость была исследована наиболее полно. Ее причины различны в газе и жидкости. В газе, это – хорошо известное “уширение давлением”, когда форма линий определяется плотностью и температурой газа (ударное уширение). В этом случае, уширение линий значительно превышает их сдвиг и линии имеют асимметричную форму – их коротковолновое (“голубое”) крыло имеет большую интенсивность, чем “красное” крыло. Объяснение кроется в отталкивании возбужденным атомом (точнее его внешним электроном) окружающих атомов в основном состоянии. В жидком и криогенном закритическом ( $T > 5.2$  К) гелии это отталкивание приводит к образованию полости вокруг возбужденного атома (в духе “пузырькового” состояния электронов). В этом случае возмущение излучающего атома его окружением ослабевает, спектральная линия имеет симметричный профиль умеренной ширины. Влияние внешнего давления сводится к уменьшению радиуса этой полости и сказывается на форме линии. Особенностью “пузырькового” возмущения излучающего атома является большой сдвиг линий, сравнимый с величиной ее уширения.

Наряду с этими результатами, были получены экспериментальные данные, которые до сих пор не нашли объяснения. К ним относится зависимость формы спектральных линий от полярности короны. В отрицательной короне наблюдается “голубой” сдвиг линий и интенсивность “голубого” крыла, характерные для отталкивания между He\* и He. В положительной короне линии имеют более интенсивное “красное” крыло.

## ИССЛЕДОВАНИЯ КОРОННОГО МИКРО-РАЗРЯДА В КРИОГЕННОМ ЗАКРИТИЧЕСКОМ И НОРМАЛЬНОМ ЖИДКОМ ГЕЛИИ

Bonifaci N., Aitken F, \*Атражев В.М., \*\*Von Haefen K., \*\*\*Eloranta J.

*Laboratoire G2Elab CNRS & Joseph Fourier University, Grenoble, France*

*\*Объединенный институт высоких температур, РАН, Москва, Россия,  
[atrazhev@yandex.ru](mailto:atrazhev@yandex.ru)*

*\*\*Department of physics and Astronomy, University of Leicester, UK*

*\*\*\*Department of Chemistry, University of California, USA*

Доклад посвящен результатам экспериментального исследования коронного микро-разряда в жидком и газообразном гелии в широком диапазоне температур от 4.2 К до 300 К. Разряд зажигался вблизи острия-электрода с радиусом  $\approx 2$  мкм. Напряжение в несколько кV, как отрицательной, так и положительной полярности, подавалось на острие. Ионизация среды, возбуждение атомов и свечение происходят вблизи острия. Гелий подвергался дополнительной очистке, а при криогенных температурах (4 - 10) К практически не содержал примесей. Поэтому свечение короны при этих температурах содержит атомарные линии He I и молекулярные полосы излучения He<sub>2</sub>\*.

Ток короны определяется подвижностью зарядов (положительных и отрицательных, в зависимости от полярности острия) в дрейфовой зоне разряда, где электрическое поле мало, отсутствуют ионизация и возбуждение, и среда не возмущена разрядом. Анализ вольт-амперных характеристик позволяет исследовать подвижность в криогенных условиях (низкие температуры, высокие плотности и давления). В жидком He получена зависимость подвижности электронов от внешнего давления. Это явление объясняется “пузырьковой моделью” состояния электронов в жидком He.

Излучение короны, сконцентрированное вблизи острия, исследовалось спектральными методами. Наблюдались атомарные линии и молекулярные полосы с уширением порядка нескольких нм (десятков см<sup>-1</sup>). Регистрировались такие параметры этих спектров, как ширина и сдвиг линий, особенности формы линий (асимметрия спектральных линий).

Как в случае короны в газе, так и в условиях жидкого He, эти параметры зависят от внешнего давления и эта зависимость была исследована наиболее полно. Ее причины различны в газе и жидкости. В газе, это – хорошо известное “уширение давлением”, когда форма линий определяется плотностью и температурой газа (ударное уширение). В этом случае, уширение линий значительно превышает их сдвиг и линии имеют асимметричную форму – их коротковолновое (“голубое”) крыло имеет большую интенсивность, чем “красное” крыло. Объяснение кроется в отталкивании возбужденным атомом (точнее его внешним электроном) окружающих атомов в основном состоянии. В жидком и криогенном закритическом ( $T > 5.2$  К) гелии это отталкивание приводит к образованию полости вокруг возбужденного атома (в духе “пузырькового” состояния электронов). В этом случае возмущение излучающего атома его окружением ослабевает, спектральная линия имеет симметричный профиль умеренной ширины. Влияние внешнего давления сводится к уменьшению радиуса этой полости и сказывается на форме линии. Особенностью “пузырькового” возмущения излучающего атома является большой сдвиг линий, сравнимый с величиной ее уширения.

Наряду с этими результатами, были получены экспериментальные данные, которые до сих пор не нашли объяснения. К ним относится зависимость формы спектральных линий от полярности короны. В отрицательной короне наблюдается “голубой” сдвиг линий и интенсивность “голубого” крыла, характерные для отталкивания между He\* и He. В положительной короне линии имеют более интенсивное “красное” крыло.

## ЭЦР ИНЖЕКТОР ПЛАЗМЫ CERA-RI-2

А.А. Балмашнов

РУДН, Москва, РФ, [abalmashnov@rambler.ru](mailto:abalmashnov@rambler.ru)

В отличие от ранее исследуемых нами ЭЦР инжекторов плазмы коаксиального типа [1-3], в которых вектор напряженности СВЧ электрического поля был радиально ориентирован, в предлагаемой схеме он ориентирован в продольном направлении, при этом область ЭЦР реализуется вблизи торцевой стенки резонатора. Схема инжектора представлена на рисунке. Он состоит из цилиндрического коаксиального резонатора (1), центральный электрод которого (2) способен перемещаться вдоль его оси без нарушения вакуума, двух сетчатых электродов (3), обеспечивающих экстракцию ионной компоненты плазмы, компенсатора пространственного заряда (4) и дискообразных постоянных магнитов (5). В работе использовался магнетронный генератор М-107 со стабилизированным источником питания, работающий на частоте 2,45 ГГц, мощностью до 150 Вт.

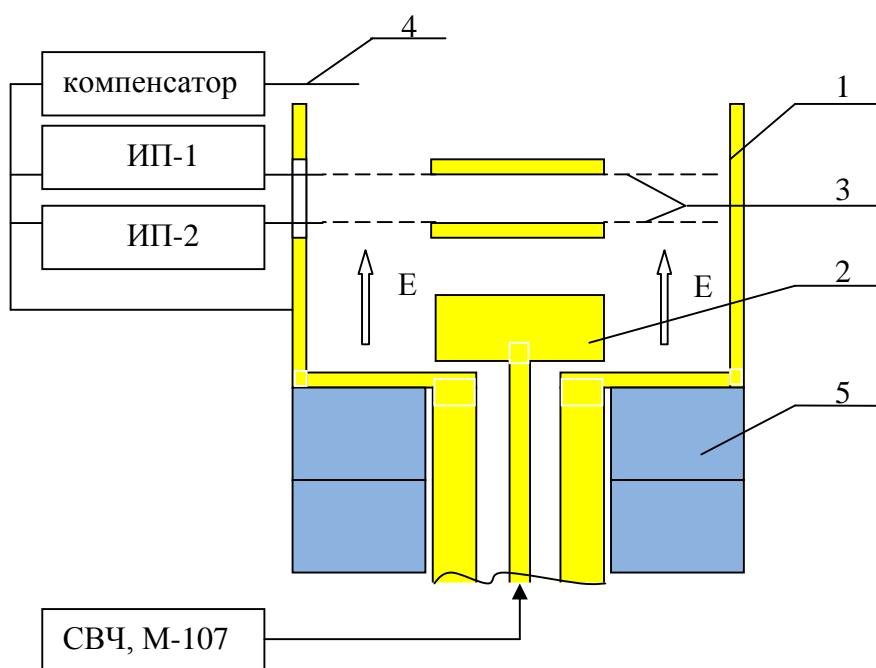


Схема ЭЦР инжектора CERA-RI-2

Экспериментально было установлено, что при СВЧ мощности поступающей в резонатор более 30 Вт в диапазоне давлений рабочего газа (аргон)  $(2-9) \cdot 10^{-4}$  Торр устойчиво формируется трубчатый поток плазмы, продольная энергия ионной компоненты которой определяется ускоряющим потенциалом. Ток ионной компоненты зависит от давления и СВЧ мощности вводимой в резонатор.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

### Литература

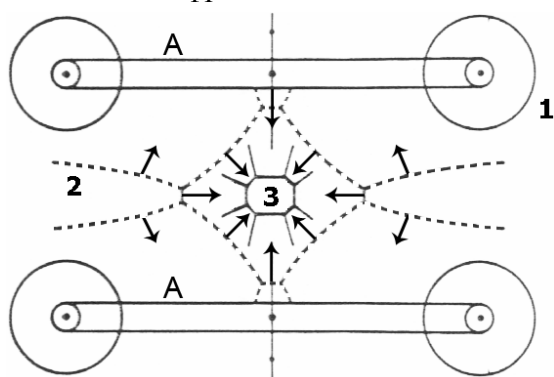
- [1]. Балмашнов А.А., Калашников А.В. Прикладная физика, 2007, №6, с.99-102
- [2]. Балмашнов А.А., Калашников А.В. Прикладная физика, 2008, №6, с.93-95
- [3]. Балмашнов А.А. Тез. док. XXXIV Международной конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2012, с.167

## ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ОДНОМЕРНЫХ КУМУЛИРУЮЩИХ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Э.М. Бархударов, Н.К. Бережецкая, И.А. Косый, И.В. Моряков, М.И. Тактакишвили  
 ФГБУН Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова Российской Академии Наук,  
[barkhudarov@yandex.ru](mailto:barkhudarov@yandex.ru)

Сходящиеся УВ являются одними из наиболее известных примеров кумулятивных течений и связаны с важными техническими приложениями и научными проблемами. В частности, большой интерес они представляют для физики плазмы, как способ получения высоких температур. Наиболее интересным результатом многочисленных исследований в этой области является тот факт, что схождение осесимметричных ударных волн – сферических, цилиндрических, кольцевых, конических сопровождаются ростом интенсивности УВ, при приближении к оси симметрии. Известно, что сферическая сходящаяся УВ характеризуется наиболее сильным законом кумуляции, но не устойчиво относительно возмущения формы. В работе [1] было показано, что УВ образованная импульсным кольцевым разрядом в газе ускоряется и усиливается при движении к центру.

Реализация квазисферической УВ при отражении кольцевой (тороидальной) волны от твердой поверхности продемонстрирована в [2]. В предлагаемой работе показана возможность генерации сферической кумулирующей ударной волны в свободном пространстве в газе. Используются два одинаковых кольцевых разрядника, расположенные параллельно, и имеющие общую ось симметрии. Эксперименты проводились в воздухе при атмосферном давлении. Каждый кольцевой разрядник подключался к отдельной системе импульсного питания ( $C = 3\text{ мкФ}$ ,  $U \leq 30\text{ кВ}$ ). Для визуализации ударных волн использовалось теневое фотографирование. Регистрировались ток, напряжение, интегральные эмиссионные спектры излучения разряда и временные характеристики интенсивности свечения. Каждая из сходящихся кольцевых волн, отражаясь нерегулярным образом от оси симметрии, порождает Маховские волны, движущиеся вдоль оси симметрии навстречу друг другу. В то же время в результате нерегулярного взаимодействия ударных волн в пространстве лежащем вне оси симметрии возникают УВ движущиеся к оси симметрии. Формируется конфигурация многоугольной призмы и проявляются известные свойства кумуляции многоугольных сходящихся фронтов. Усиление волны происходит, как в случае сферической кумуляции.



$M \sim D^{-0.4}$ , где  $D$  – масштаб волны [2]. Конфигурации волновых фронтов для трех последовательных моментов времени (1; 2; 3) схематически представлены на рис. (A – кольцевые разрядники). Полученные тенеграммы иллюстрируют возможность реализации сходящейся в точку сферической кумулирующей УВ в геометрии далекой от сферической, что представляет новым и важным результатом.

Работа выполнена при частичной поддержке Президиума РАН в рамках программы 25П (Фундаментальные проблемы механики и с смежных наук в изучении многомасштабных процессов в природе и технике).

### Литература

- [1]. Бережецкая Н.К., и др. ЖЭТФ, 1984, 87, 1726.  
 [2]. Бархударов Э.М, Мдивнишвили М.О., Соколов И.В., Тактакишвили М.И., Терехин В.Е. Письма в ЖЭТФ, т.52, в.7, с.990-993.



## КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ

В.В. Белый

*РФ, Троицк, ИЗМИРАН, [sbelyi@izmiran.ru](mailto:sbelyi@izmiran.ru)*

При распространении поперечных электромагнитных волн в плазме, благодаря взаимодействию с флуктуационными колебаниями плазмы, происходит рассеяние волн, сопровождаемое изменениями частоты и волнового вектора. Интенсивность рассеянного излучения зависит от интенсивности падающего излучения и уровня флуктуаций плазмы. Так как спектр флуктуаций характеризуется резкими максимумами на частотах собственных колебаний, то спектр рассеянных волн также содержит максимумы на частотах, сдвинутых от частоты падающего излучения на частоты собственных колебаний плазмы. Сдвиг, ширина и форма спектральных линий несут информацию о таких параметрах плазмы, как плотность, температура, средняя скорость ионный состав и т.д.. Метод дистанционной диагностики среды, названный Томсоновским, или некогерентным, был развит в 60х прошлого столетия [1], и по настоящее время с успехом применяется для дистанционной диагностики как лабораторной плазмы, например, в токамаках, так и ионосферной плазме. Построена кинетическая теория некогерентного (Томсоновского) рассеяния электромагнитных волн в неравновесной плазме. Показано, что в неравновесной столкновительной плазме формула Калена-Вельтона [2] должна быть исправлена [3]. Используя ланжевеновский подход [4-5], мы показали, что не только мнимая часть, но также и пространственно-временные производные от действительной части диэлектрической проницаемости определяют амплитуду и ширину спектральных линий как электростатических флуктуаций, так и электронный форм-фактор. Вследствие пространственной неоднородности плазмы, спектральные линии становятся асимметричными по отношению к изменению знака частоты. В кинетическом режиме электронный форм фактор более чувствителен к пространственным градиентам, чем спектральная функция электростатических флуктуаций. Такая асимметрия спектральных линий может быть использована как новый метод дистанционной диагностики локальных градиентов в плазме.

### Литература.

- [1]. Dougherty J.P. and Farley D.T., *Proc. Roy. Soc.*, Vol. A259, 79, 1960; Thompson W. and Hubbard J., *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 32, 716, 1960; Sheffield J., *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*, Academic Press, New York, 1975; Akhiezer A., Akhiezer I., Polovin R., Sitenko A., and Stepanov K., *Plasma Electrodynamics, Vol.1, Linear Theory*, Pergamon, Oxford, 1975
- [2]. Callen H.B. and Welton T.A. 1951 *Phys. Rev.* **83** 34
- [3]. Belyi V.V. 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 255001
- [4]. Kadomtsev B.B. 1957 *Soviet Phys. JETP* **32** 934.
- [5]. Klimontovich Yu. L. 1975 *Kinetic Theory for Nonideal Gases and Nonideal Plasma* New York: Academic Press.



## МОДЕЛЬНОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ В ПЛАЗМЕ

Белый В.В.

*РФ, Троицк, ИЗМИРАН, [sbelyi@izmiran.ru](mailto:sbelyi@izmiran.ru)*

Как хорошо известно, оператор столкновений Балеску для плазмы удовлетворяет общими свойствами: законам сохранения и H-теореме Больцмана. Кинетическое уравнение Балеску не может быть решено точно, за исключением Максвелловских молекул. В этом случае полиномы Эрмита являются собственными функциями оператора столкновений. Во всех других случаях используются модельные приближения. Наиболее широко используемым модельным кинетическим уравнением является модельное приближение Бхатнагара-Гросса-Крука (BGK) [1], которое представляет собой отклонение функции распределения от максвелловской, чьи параметры являются моментами функции распределения. Преимуществом BGK модели является то, что решение кинетического уравнения сводится к решению системы алгебраических уравнений. Недостатком такой модели является число Прандтля равное 1. Более серьезная ситуация появляется в многокомпонентной плазме. В модели Гросса-Крука (GK) [2], оператор столкновений имеет форму отклонения функции распределения от «мифической» экспоненты:

$$I_a(f_a) = -\sum_b v_{ab} \left[ f_a - \frac{n_a}{(2\pi m_a T_{ab})^{3/2}} \exp\left(-\frac{m_a(\mathbf{v} - \mathbf{V}_{ab})^2}{2T_{ab}}\right) \right],$$

где параметры  $\mathbf{V}_{ab}$  и  $T_{ab}$  линейно связаны с моментами функции распределения:

$$\mathbf{V}_{ab} = \alpha_{aa} \mathbf{V}_a + \alpha_{ab} \mathbf{V}_b; T_{ab} = \beta_{aa} T_a + \beta_{ab} T_b$$

Коэффициенты  $\alpha_{aa}$ ,  $\alpha_{ab}$ ;  $\beta_{aa}$ ,  $\beta_{ab}$  выбираются таким образом, что бы выполнялись законы сохранения и уравнения баланса импульса и энергии для каждой компоненты. Так как число уравнений, которым должны удовлетворять параметры модели меньше числа неизвестных параметров, то существует определенная произвольность в выборе параметров. Поэтому существуют различные модификации (см., например, [3]) модельного оператора столкновений, которые правильно описывают релаксацию 5 моментов. Но, возможно, наиболее сомнительным моментом модели GK является ее сложная экспоненциальная зависимость от функции распределения.

Представлен последовательный вывод модельного линейризованного интеграла столкновений для многокомпонентной плазмы [4]. В противоположность с моделью BGK, в нашей модели устранена произвольность выбора коэффициентов. Предложена техника восстановления модельного интеграла столкновений из линейризованной формы.

Показано, что модельный интеграл столкновений

$$I_a(\mathbf{p}_1) = -v[f - f^0(1 - P_{ij} \frac{\delta v_i \delta v_j}{4PT} m)] - \sum_b v_{ab} f_a^0 \left[ \delta \mathbf{v}_a m_a \frac{\mathbf{V}_a - \mathbf{V}_b}{T_a} + \left(\frac{m_a}{T_a} \delta \mathbf{v}_a^2 - 3\right)(T_a - T_b) \frac{m_a}{m_b + m_a} \right]$$

не содержит сложной экспоненциальной зависимости, присущей модели типа BGK. Доказана H-теорема Больцмана для нашей модели.

### Литература

- [1]. P.L. Bhatnagar, E.P. Gross, and M. Krook, *Phys. Rev.* **94**, 511 (1954)
- [2]. Gross E.P., Krook M. *Phys. Rev.* 1956, V. 103, N. 3, p.593
- [3]. Green J.M. *Phys. Fluids.* 1973, V.16. N. 11, p.2023
- [4]. Belyi V.V. *J. Stat. Mech.* (2009) P06001

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СОСТАВА АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ В ДБР РАЗРЯДЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В КИСЛОРОДЕ

Бобкова Е.С., Ходор Я.В., Корнилова О.Н., Рыбкин В.В.

*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия*  
*Институт термодинамики и кинетики химических процессов, [esbobkova@isuct.ru](mailto:esbobkova@isuct.ru)*

Разряды атмосферного давления, создаваемые либо над жидкостью, либо в ней привлекают интерес исследователей, как с точки понимания их физики, так и с точки зрения практических приложений. Последние обусловлены тем, что разряд является источником разнообразных химически активных частиц (возбужденные атомы и молекулы, радикалы, кванты УФ излучения и т.д.), реакции которых могут приводить к различным полезным эффектам. Это и модификация поверхности веществ, стерилизация растворов и инструментов, очистка воды от органических соединений [1]. Управление процессами, протекающими в разрядах, и их оптимизация требуют знания скоростей образования и гибели, а также концентраций активных частиц. Целью данной работы было получение таких данных для диэлектрического барьерного разряда (ДБР) атмосферного давления в кислороде.

Схема установки описана нами в [2]. Реактор имел коаксиальную конструкцию. Наружная пирексовая трубка служила диэлектрическим барьером. Внутренний металлический электрод был покрыт гидрофильным материалом, по которому стекала вода. Напряжение 50 Гц прикладывалось между барьером и внутренним электродом. Разряд горел в кольцевом зазоре между слоем воды и внутренней частью трубки. Изменялись волновые формы приложенного тока и напряжения при различных величинах напряжений. Диапазон изменений среднеквадратичных значений напряжений составлял 3.6-10.3 кВ, а токов 0.2-0.6 мА. При этом средняя за период величина  $E/N$  менялась от 25 до 50 Тд.

Модель основывалась на совместном решении уравнения Больцмана для электронов и уравнений химической кинетики для газовой смеси начального состава  $O_2$ -97.3% и  $H_2O$ -2.3%. Использовались экспериментально измеренные временные эволюции значений  $E/N$ . Концентрации электронов находились из проводимости плазмы. Процессы активации газа электронным ударом включали возбуждение вращательных, колебательных, электронных состояний, диссоциацию, диссоциативное прилипание и ионизацию вышеотмеченных молекул, а химические реакции включали реакции основных состояний исходных и образующихся молекул, возбужденных атомов и молекул и продуктов диссоциации, таких как  $O(^3P)$ ,  $O(^1D)$ ,  $H$ ,  $OH$ ,  $O_2(a^1\Delta_g$  и  $b^1\Sigma_g^+)$ ,  $O_3$ ,  $HO_2$ ,  $H_2O_2$  и др. Расчеты показали, что основными типами активных частиц, которые обладают максимальными концентрациями  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , являются молекулы  $O_2(a^1\Delta_g)$ ,  $H_2O_2$ ,  $O_3$  и радикалы  $OH$ .

Работа была поддержана Федеральной целевой программой “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 г.г.” (Государственный контракт №14.В37.21.0763).

### Литература

- [1]. Bobkova E.S., Grinevich V.I., Isakina A.A., Rybkin V.V. // *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Khim. Khim. Tekhnol.* 2011. V. 54. N 6. P. 3-17 (in Russian).
- [2]. Bobkova E.S., Ivantsova N.A., Grinevich V.I., Rybkin V.V. // *Plasma Chem Plasma Process.* 2012. V. 32. N 1. P. 97-107

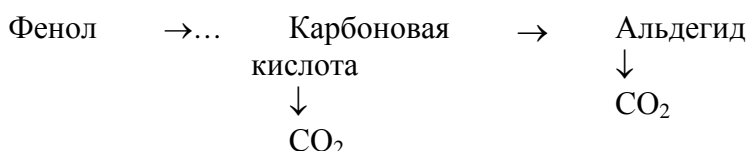
## КИНЕТИКА ДЕСТРУКЦИИ ФЕНОЛА И ПРОДУКТОВ ЕГО РАСПАДА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

Бобкова Е.С., Краснов Д.С., Кобелева Н.А., Сунгурова А.В.

*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия, Институт термодинамики и кинетики химических процессов, [esbobkova@isuct.ru](mailto:esbobkova@isuct.ru)*

В последнее время ведутся интенсивные исследования в направлении использования методов химии высоких энергий для процессов очистки воды от органических соединений. Эти методы включают обработку растворов озоном  $O_3$ , получаемом в газовом разряде,  $O_3$  совместно с ультрафиолетовым облучением ( $O_3/УФ$ ), пероксидом водорода  $H_2O_2$  в комбинации с УФ. Различные типы газовых разрядов атмосферного давления в кислороде и воздухе в и над растворами обеспечивают генерацию всех факторов, перечисленных выше, а также обеспечивают образование и других возможных активных частиц, способных обеспечить разложение любых органических веществ [1]. Целью данной работы являлось исследование и моделирование кинетики разложения фенола в самом простом в техническом исполнении разряде – разряде постоянного тока с электролитным катодом, который в отношении разложения фенола не исследован.

Схема экспериментальной установки описана в работе [2]. Раствор фенола с начальной концентрацией 0,532 ммоль/л подвергался обработке разрядом постоянного тока атмосферного давления в воздухе. Расстояние анод-поверхность электролита было 4 мм. Ток разряда составлял 40 мА. Объем электролита был 80 мл. При плазменной деструкции фенола в качестве продуктов разложения наблюдали карбоновые кислоты, альдегиды и  $CO_2$ . Вид кинетических кривых позволил определить какие из веществ являются промежуточными, а какие конечными продуктами распада. Степень разложения фенола при времени обработки от 0 до 60 минут достигали 99,9%. Так же было измерено содержание  $H_2O_2$  и  $NO_3^-$  в растворе. Исследования показали, что с увеличением времени обработки раствора концентрация пероксида водорода и нитрат-ионов увеличивалась от 0 до 10,2 и 0,55 ммоль/л соответственно, а pH раствора падала с 6,06 до 1,75. Установлено, что основной вклад в разрушение фенола дают  $\bullet OH$  радикалы. Предположительно, процесс деструкции фенола может быть записан:



На основе полученных экспериментальных данных было проведено моделирование полученных кинетических зависимостей и определены константы взаимодействия указанных веществ с активными частицами, образующимися в растворе.

### Литература.

- [1]. Бобкова Е.С., Гриневич В.И., Исакина А.А., Рыбкин В.В., //Известия ВУЗов. Химия и хим. технология. - 2011. том 54 вып. 6, с. 3-17.
- [2]. Чумадова Е.С., Шикова Т.Г., Рыбкин В.В., Титов В.А., //Известия ВУЗов. Химия и хим. технология. - 2008. том 51 вып. 11, с. 29-32.

## ВЛИЯНИЕ НЕИДЕАЛЬНОСТИ НА СКОРОСТЬ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Бобров А.А., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Хихлуха Д.Р.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия, [abobrov@inbox.ru](mailto:abobrov@inbox.ru)*

Обсуждаются результаты исследования скорости столкновительной электрон-ионной рекомбинации в ультрахолодной неидеальной плазме методом молекулярной динамики. Ультрахолодная плазма – однозарядная плазма полученная с помощью ионизации лазером атомов, охлажденных до ультранизких температур. Типичные параметры плазмы: плотность электронов  $n_e \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , температура электронов  $T_e \sim 1-50 \text{ К}$ . Единственным процессом, приводящим к образованию связанных состояний в ультрахолодной плазме является столкновительная рекомбинация. В экспериментах [1] исследовалась рекомбинация в неидеальной ультрахолодной плазме при значениях параметра неидеальности плазмы  $\gamma = e^2 n_e^{1/3} / T_e$  порядка и больше 1. Были получены результаты качественно свидетельствующие о снижении скорости рекомбинации по сравнению с результатом, вытекающем из теории рекомбинации Томсона. Теория Томсона дает известную зависимость скорости рекомбинации от температуры и плотности заряженных частиц:

$$\frac{dn_e}{dt} \sim -\frac{n_e^3 e^{10}}{\sqrt{m_e T_e^{9/2}}} \sim -n_e \omega_p \gamma^{9/2}$$

где  $\omega_p$  - плазменная частота,  $m_e$  - масса электрона.

В последнее время появились результаты численных расчетов скорости рекомбинации в ультрахолодной плазме методом молекулярной динамики [2-3]. Результаты этих расчетов качественно согласуются с экспериментальными данными и говорят о снижении скорости рекомбинации в неидеальной плазме. Расчеты [2] и [3] используют различные модели при интерпретации данных молекулярной динамики, однако хорошо согласуются в области  $\gamma \sim 1$ . Расчеты [3] проведены вплоть до значений  $\gamma \sim 20$  и показывают, что столкновительная рекомбинация слабо зависит от температуры при больших значениях параметра неидеальности, а скорость рекомбинации можно выразить как  $dn_e / dt = -C n_e \omega_p$  ( $C$  – константа).

Предлагается формула для оценки скорости рекомбинации в ультрахолодной плазме, хорошо описывающая результаты расчетов. Формула получается при подстановке в формулу Томсона вместо температуры электронов среднюю кинетическую энергию электрона в поле иона на среднем межчастичном расстоянии  $T_e + e^2 n_e^{1/3}$  (рассуждения аналогичны [4]). Скорость рекомбинации принимает вид:

$$\frac{dn_e}{dt} \sim -n_e \omega_p \left( \frac{\gamma}{\gamma + 1} \right)^{9/2}$$

Полученное выражение переходит в формулу Томсона при  $\gamma \ll 1$ , а при  $\gamma$  больших и порядка 1 хорошо описывает результаты расчетов [2-3].

### Литература

- [1]. Bergeson S. D., Robicheaux F. Phys.Rev.Lett. V. 101. P. 073202 (2008)
- [2]. Бобров А.А., Бронин С.Я., Зеленер Б.Б., Зеленер Б.В., Манькин Э.А., Хихлуха Д.Р. ЖЭТФ. Т. 139. С. 605 (2011)
- [3]. Bannasch G., Pohl T. Phys.Rev.A. V. 84. P. 052710 (2011)
- [4]. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов ДАН. Т. 296. С. 576 (1987)

## **О ПРИЧИНАХ НЕСОСТОЯТЕЛЬНОСТИ ОБЩЕПРИНЯТОГО ПОДХОДА К ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА И РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ РЕШЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ БОЛЬЦМАНА ДЛЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ**

И.А. Бориев

*Филиал Института энергетических проблем химической физики РАН, Черноголовка,  
Российская Федерация, [boriev@binep.ac.ru](mailto:boriev@binep.ac.ru)*

Для описания процессов переноса (дрейфа) и разогрева электронов в веществе под действием силы электрического поля нами был развит статистически корректный подход, который основан на законах сохранения импульса и энергии дрейфующих электронов [1]. Из анализа экспериментальных данных установлено [2] и теоретически показано [1,3], что при описании этих процессов используются два допущения, которые не соответствуют этим фундаментальным законам физики. Так неверно полагать, что время релаксации импульса переноса электронов равно времени их свободного пробега в веществе: согласно закону сохранения импульса для упругого (и изотропно) рассеиваемых электронов первое время значительно (от 16 до 4 раз) превышает второе [3]. Также неверна общепринятая связь скорости дрейфа электронов с функцией распределения их скоростей, т.к. она не учитывает эффективную массу процесса силового переноса электрона в веществе [4], которая определяется механизмом его рассеяния. Эти допущения кажутся очевидными, поэтому они ранее и не были проверены ни теоретически, ни экспериментально. Но т. к. они не верны, то их применение привело к известным аномалиям и парадоксам: это т. н. аномально быстрый перенос электронов в токамаках и при диффузии Бома, а также парадоксальное представление об убегающих (неограниченно разогреваемых) электронах в постоянном поле. Развитый подход объясняет эксперимент [2] и устраняет эти аномалии и парадоксы [3,4].

В сообщении рассмотрены причины несостоятельности традиционного подхода к решению рассматриваемой проблемы на основе решения уравнения Больцмана для функции распределения скоростей электронов. Первая причина - использование неверной связи скорости дрейфа электронов с функцией распределения их скоростей [4]. Вторая причина - неверное допущение очень малой анизотропии этой функции для горячих (разогретых переносом) электронов [1,4]. Третья причина – отсутствие необходимого выделения на фоне теплового движения электронов их импульсов направленного переноса (дрейфа) под действием силы поля, для которых и следует применять законы сохранения [3].

### **Литература**

- [1]. Бориев И.А. Некоторые фундаментальные свойства переноса и разогрева электронов в веществе под действием электрического поля: результаты статистически строгой теории и их подтверждение известными экспериментальными данными// Известия Академии наук, сер. Энергетика, 2007, №5, С.106-114.
- [2]. Бориев И.А. Объяснение наблюдаемого в конденсированных инертных газах эффекта насыщения дрейфовой скорости избыточных электронов в пределе сильного электрического поля// Химическая физика, 2003, Т.22 (4), С.80-87.
- [3]. Бориев И.А. Количественная связь времени релаксации импульса переноса электронов в веществе под действием силы электрического поля со временем их свободного пробега// Известия Академии Наук, сер. Энергетика, 2012, №3, С.105-112.
- [4]. Бориев И.А. Корректная связь скорости дрейфа электронов с функцией распределения их скоростей согласно фундаментальным законам физики, XXXIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 6-10 февраля 2012 г., Тезисы докладов, С.184. (<http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXIX/Lt/ru/GA-Boriev.doc>).



## **ИЗМЕНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СВОЙСТВ ТЕКСТИЛЬНЫХ ВОЛОКОН И МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

Ю.А. Букина, А.Р. Ибатуллина, Е.А. Сергеева

*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия, [ybuki@mail.ru](mailto:ybuki@mail.ru)*

Ткани и нетканые материалы из синтетических нитей и волокон в настоящее время имеют широкое применение. Новые текстильные волокна и материалы благодаря высоким физико-механическим показателям используются для производства спортивной экипировки, спецодежды, текстиля медицинского назначения, фильтров, пожарных рукавов, армирования железобетонных конструкций, а также для производства бронежилетов.

Но, несмотря на перечисленные достоинства синтетических волокон и материалов, существует необходимость их модификации для улучшения их гигиенических, физико-механических и поверхностных свойств.

Одним из наиболее перспективных и экологически чистых способов модификации синтетических волокон и текстильных материалов, позволяющих улучшить их гидрофильные свойства, является плазменная обработка.

Неравновесная низкотемпературная плазма эффективно и устойчиво изменяет поверхностные свойства образца, не ухудшает объемных (в том числе физико-механических) характеристик, не вызывает деструкции материала. Изменяя параметры разряда и вид плазмообразующего газа можно управлять составом химически активных частиц и, следовательно, характером воздействия высокочастотного емкостного разряда на волокна и материалы.

Авторами данной работы была проведена серия экспериментов по изменению поверхностных свойств арамидных волокон и текстильных материалов смесового состава.

Арамидные волокна являются востребованным материалом при создании волокнистых композитов. Облегчить и удешевить процесс создания композитов из арамидных волокон и тканей, а так же улучшить качество связи между армирующими арамидными волокнами и связующей матрицей, можно улучшив гидрофильные свойства поверхности волокна.

С помощью плазменной обработки удалось добиться увеличения уровня подъема капиллярного столба эпоксидной матрицы по волокну до 140% для волокна марки №1, и до 180% для волокна марки №2. При этом максимальное увеличение прочности связи матрицы микрокомпозита с обработанным арамидным волокном составило 40%. Можно сделать вывод, что применение плазменной обработки целесообразно при создании композитов.

Использование пропитки тканей наночастицами серебра дает возможность получать текстильные материалы, обладающие антибактериальными свойствами. Проблемой текстильных материалов, имеющих в своем составе синтетические волокна, является гидрофобность, инертность поверхности, которая препятствует пропитке текстиля коллоидным раствором наночастиц серебра.

Плазменная обработка приводит к гидрофилизации поверхности текстиля: происходит значительное уменьшение времени растекания капли по поверхности материала (в 8,5 раз по сравнению с исходным), а также увеличение значения капиллярности на 70% и 165% для трикотажных полотен №1 и №2, соответственно. Это дает возможность получения текстильных материалов с равномерно распределенными наночастицами серебра в поверхностном слое материала.

Таким образом, плазменная обработка позволяет регулировать поверхностные и физико-механические свойства текстильных волокон и материалов различной химической природы, что дает возможность более эффективного применения этих материалов в различных отраслях промышленности и быта.

## ФОРМИРОВАНИЕ СТОЛБА ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ АПЕРТУРОЙ 14X14 CM<sup>2</sup> ДЛИНОЙ 5...6 М В АРГОНЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

А.О. Бакумов, М.М. Иванов, М.А. Игнатов, В.И. Карелин, И.В. Филатов,  
В.А. Чернышов, П.А. Шарабанов

*НТЦФ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г.Саров, Россия*

Для лабораторного моделирования нестационарных физических процессов в верхних слоях атмосферы необходимы источники, способные формировать квазистационарную замагниченную плазму объема  $1...10\text{ м}^3$  с концентрацией электронов  $10^9\text{ см}^{-3}$  и выше в газах при давлениях  $\sim 10^{-4}\text{ Тор}$ . Практически безальтернативным источником, способным генерировать большие объемы плазмы с такими параметрами, является несамостоятельный разряд с термокатодом и сетчатым анодом [1]. Поток низкоэнергетичных электронов из разряда обеспечивает эффективную ионизацию газа за сеткой на расстояниях порядка длины свободного пробега.

Источник электронов такого типа был успешно применен при формировании столба замагниченной плазмы апертурой  $50\times 50\text{ см}^2$  длиной 10 м на установке LAPD США [2]. В России опыт формирования плазмы подобных размеров с применением термокатодов отсутствует. Это связано с отсутствием технологий производства оксидных покрытий площадью более  $50\text{ см}^2$ , а также опыта их эксплуатации при давлениях газа  $\sim 10^{-4}\text{ Тор}$  в условиях несамостоятельного разряда.

В [3] представлены результаты исследований по формированию плазмы пучком электронов из несамостоятельного разряда на основе серийно выпускаемого в ФГУП «Исток» г. Фрязино оксидного термокатада  $\varnothing 37\text{ мм}$ , в результате которых сформирован столб плазмы диаметром 37 мм в Ar и He при давлениях  $10^{-4} \dots 10^{-3}\text{ Тор}$  в продольном магнитном поле индукцией 60 мТл.

В настоящее время специалистами ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» и ФГУП «Исток» разработана технология создания секционированных катодно-подогревательных узлов с общей площадью оксидного эмиссионного покрытия более  $5\times 5\text{ см}^2$  и создан опытный образец размером  $14\times 14\text{ см}^2$ .

В настоящей работе представлены результаты формирования столба плазмы сечением  $14\times 14\text{ см}^2$  длиной 5...6 м в Ar при давлении  $5\cdot 10^{-5} \dots 5\cdot 10^{-4}\text{ Тор}$  в однородном продольном магнитном поле индукцией 60 мТл. Представлены результаты измерения распределения плотности электронов плазмы на оси столба с помощью матрицы двойных электрических зондов.

### Литература

- [1]. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоатомиздат, 1982.
- [2]. W. Gekelman, H. Pfister, Z. Lucky, J. Bamber, D. Leneman, and J. Maggs Design, construction, and properties of the large plasma research device—The LAPD at UCLA Rev. Sci. Instrum., Vol. 62, No. 12, December 1991.
- [3]. А.О. Бакумов, В.В. Горохов, А.С. Долотов и др. Формирование протяженного однородного столба магнитоактивной плазмы в инертных газах низкого давления Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. М.:ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2012.

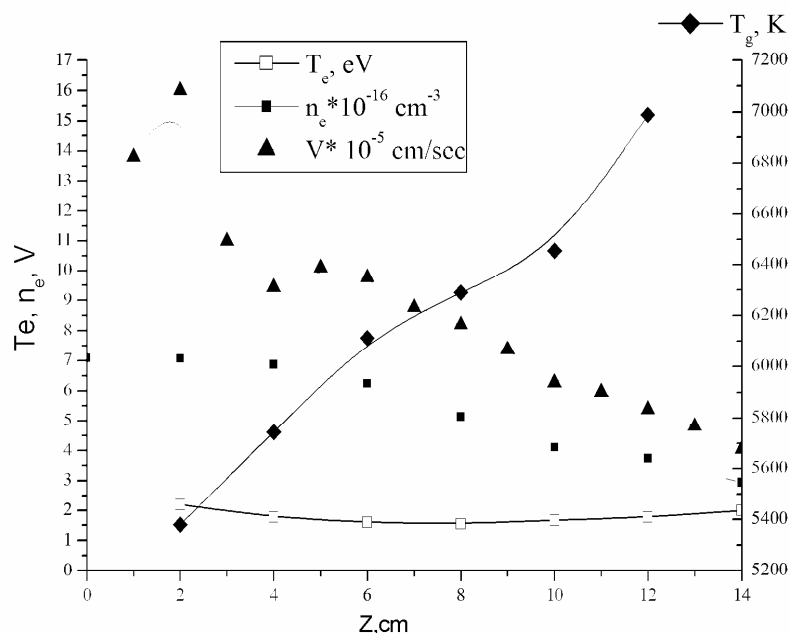


## ИМПУЛЬСНЫЙ МИКРОВОЛНОВЫЙ РАЗРЯД В КАПИЛЛЯРЕ В ГАЗЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

С.И. Грицинин, А.М. Давыдов, И.А. Косый

*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН*

В представленной работе описывается вариант импульсного микроволнового коаксиального капиллярного источника плазмы, генерирующего в каждом импульсе протяжённый (до 15 см) контрагированный (поперечный размер  $\sim 0,2$  мм) плазмод («нить») в газе (Ar) атмосферного давления. В эксперименте было измерено аксиальное распределение концентрации электронов ( $n_e$ ), газовой ( $T_g$ ) и электронной температуры ( $T_e$ ), а также скорости распространения разряда ( $V$ ). Представлена физическая модель формирования и распространения разряда, основанная на процессах чередующихся фаз несамостоятельного и самоподдерживающегося разрядов, переход между которыми осуществляется через ионизационно-перегревную неустой-



чивость несамостоятельного микроволнового разряда, достигающую сильно нелинейной стадии [1,2]. Определяющую роль в формировании несамостоятельного разряда играет ионизирующее излучение, источником которого на фазе инициации являются искрения на контакте металл-диэлектрик, а в дальнейшем – на всём процессе аксиального распространения – ультрафиолетовое излучение из областей разрядной контракции.

### Литература

- [1]. А.В. Ким, Г.М. Фрайман. О нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости в СВЧ разрядах высокого давления // Физика Плазмы, т. 9, № 3, 1983, сс. 613-617.
- [2]. В.Г. Аветисов, С.И. Грицинин, А.В. Ким, И.А. Косый, М.А. Мисакян, Г.М. Фрайман. Ионизационный коллапс в СВЧ плазменной нити в плотном газе // Письма в ЖЭТФ, т. 51, № 6, 1990, сс. 306-309.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕКОМБИНАЦИИ В НЕИДЕАЛЬНОЙ УЛЬТРАХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ

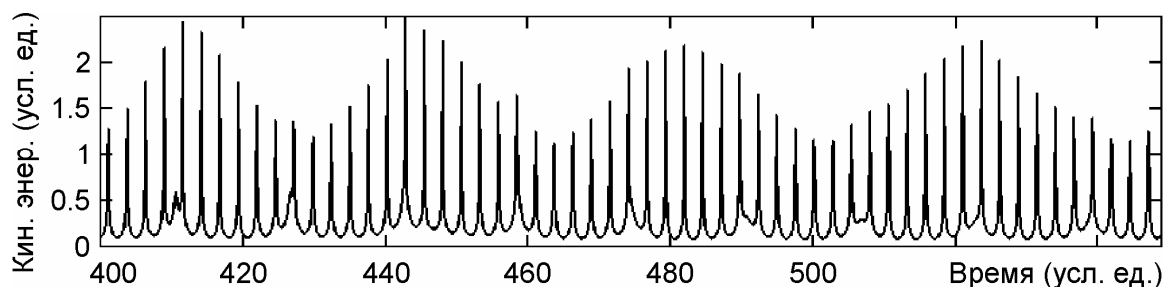
Ю.В. Думин

*Институт космических исследований РАН, Москва, РФ*

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН,  
Москва, РФ, [dumin@yahoo.com](mailto:dumin@yahoo.com)*

Проблема расчета скорости рекомбинации возникает в различных областях физики плазмы, в том числе при описании ультрахолодной плазмы, исследуемой в магнито-оптических ловушках, а также в установках для синтеза антиводорода. Причем, в вышеупомянутых случаях теоретическое рассмотрение значительно усложняется сильной кулоновской неидеальностью, в результате которой существенную роль могут играть не только трехчастичные, но и многочастичные взаимодействия. Это вызывает необходимость широкого использования численных методов. К сожалению, одновременное описание свободного и квазисвязанного движения заряженных частиц наталкивается на серьезные вычислительные трудности ввиду значительного различия в пространственно-временных масштабах соответствующих движений. Так, например, в известных работах [1] образование квазисвязанных электрон-ионных пар идентифицировалось всего лишь по нескольким (например, четырем) оборотам электрона вокруг иона.

Цель настоящего доклада – продемонстрировать результаты гораздо более точного расчета, произведенного с использованием методики, развитой в нашей предшествующей статье [2]. Соответствующий алгоритм предназначался первоначально для вычисления уравнения адиабаты ультрахолодной плазмы, однако он неожиданно показал свою высокую эффективность и для моделирования рекомбинационных процессов.



В качестве примера, здесь проиллюстрировано поведение кинетической энергии для 10 выбранных электронов в расширяющемся и охлаждающемся плазменном облаке. Видно, что при достаточно больших временах возникают практически регулярные осцилляции с несколькими (в данном случае, двумя) характерными периодами. Они соответствуют движению квазисвязанных электронов вокруг ионов по эллиптическим орбитам, когда каждое прохождение электрона вблизи перигелия приводит к резкому “подскоку” как кинетической, так и потенциальной (кулоновской) энергии всей системы. Как следует из рисунка, использованный нами вычислительный алгоритм позволяет уверенно промоделировать существование таких электрон-ионных пар на протяжении многих десятков оборотов. Таким образом, можно надеяться, что он окажется эффективным методом расчета процессов рекомбинации в сильно-неидеальной плазме.

Данная работа была выполнена в рамках проекта РФФИ №13-02-00458.

### Литература

- [1]. Lankin A.V., Norman G.E. J. Phys. A: Math. Theor., 2009, vol. 42, p. 214032; p. 214042.  
[2]. Думин Ю.В. Физика плазмы, 2011, том 37, стр. 919.

## ЭФФЕКТ ПАМЯТИ В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ В АЗОТЕ: КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ВЕЛИЧИНОЙ ЭФФЕКТА И ПАРАМЕТРАМИ ПЛАЗМЫ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ

Дятко Н.А., \*Шишпанов А.И., \*Ионих Ю.З., \*Мещанов А.В., Курносков А.К.

ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Москва, Россия, e-mail: [dyatko@triniti.ru](mailto:dyatko@triniti.ru)

\*СПбГУ, С.-Петербург, Россия, e-mail: [ionikh@paloma.spbu.ru](mailto:ionikh@paloma.spbu.ru)

Разряд зажигался в разрядной трубке длиной 40 см (расстояние между электродами) и внутренним диаметром 2.8 см. Давление азота 1 Тор, температура - 300 К. Напряжение источника питания  $V_0 = 3.6$  кВ, балластное сопротивление 260 кОм. Форма переднего фронта импульса питающего напряжения  $V(t) = V_0(1 - \exp(-t/\tau))$ ,  $\tau = 28$  мкс. Исследовалась последовательность из двух разрядных импульсов. Напряжение пробоя во втором импульсе ( $U_2$ ) сопоставлялось с напряжением пробоя в первом импульсе ( $U_1$ ) в зависимости от временного интервала между импульсами ( $\Delta t$ ). Длительность каждого импульса 10 мс.

Как было показано ранее [1], эффект (поведение  $U_2(\Delta t)$ ) зависит от полярности высоковольтного электрода. На рис. 1 показана зависимость  $U_2(\Delta t)$ , полученная для цепи с заземленным анодом. В этом случае наблюдается «нормальный» эффект памяти:  $U_2$  всегда меньше  $U_1$  и стремится к  $U_1$  при увеличении  $\Delta t$ . Как видно из рис. 1, для рассматриваемых условий величина  $U_2$  становится близкой к  $U_1$  (эффект памяти исчезает) при  $\Delta t > 10$  мс.

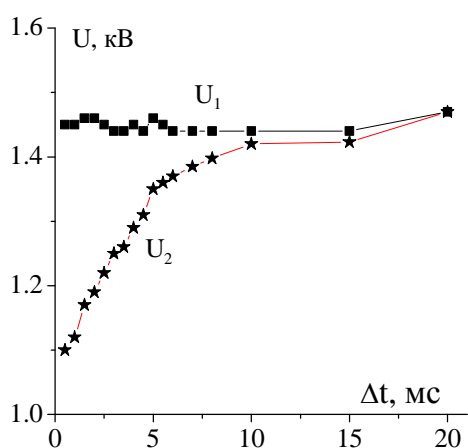


Рис. 1

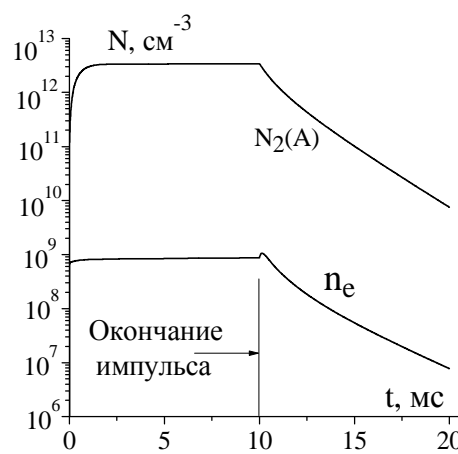


Рис. 2

Чтобы понять, как величина эффекта коррелирует с параметрами плазмы в разные моменты времени после окончания первого импульса, для экспериментальных условий были рассчитаны временные зависимости концентраций электронов, ионов и возбужденных молекул в разряде и послесвечении (см. рис. 2). Детальное описание используемой (0-мерной) модели приведено в [2]. Согласно расчетам, температура электронов в плазме послесвечения  $\sim 720$  К (за счет соударений второго рода с колебательно-возбужденными молекулами), основной ион  $N_4^+$ . Как видно из рисунка, через 10 мс после окончания импульса концентрация электронов ( $n_e$ ) спадает на два порядка и становится меньше, чем  $10^7$   $см^{-3}$ .

Работа поддержана РФФИ, проект № 12-02-00583а.

### Литература

- [1]. Шишпанов А.И., Мещанов А.В., Ионих Ю.З. Материалы конференции «Физика Низкотемпературной Плазмы-2011» (21-27 июня 2011 г., г. Петрозаводск), т. 1, с. 117.
- [2]. Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Барзилович К.А., Физика плазмы, 2010, т. 36, с. 1104.

## СВЕТОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА РАЗРЯДА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш., Гаджиев А.М.

*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Российская Федерация,*  
[amgadzhiiev@mail.ru](mailto:amgadzhiiev@mail.ru)

Световая энергия, излучаемая плазменным токоведущим каналом разряда, определялась путем осциллографирования фототока снимаемого с анодной цепи ФЭУ-79 с учетом кривой спектральной чувствительности фотокатода. При этом система монохроматор – ФЭУ предварительно калибровалась при помощи эталонного планковского источника света ЭВ-45 излучающего в диапазоне длин волн  $\Delta\lambda = 200\div 680$  нм сплошной спектр весьма близкий к излучению абсолютно черного тела (АЧТ). Температура капиллярного разряда, используемого в качестве АЧТ, вычислялась на основе показаний пикового вольтметра по прилагаемому графику зависимости температуры от силы тока разряда. [1]

Распределение энергетической яркости по спектру излучения определялась по формуле:

$$B(\lambda) = \chi \frac{V(\lambda)}{K(\lambda)} \quad (1)$$

где  $V(\lambda)$  – величина электрического сигнала снимаемого с нагрузочного сопротивления равного волновому сопротивлению коаксиального кабеля,  $K(\lambda)$  – коэффициент спектральной чувствительности фотокатода,  $\chi$  – светосила по потоку системы линз направляющих излучение на фотокатод ФЭУ.

Наложение продольного магнитного поля подавляет излучение из периферии разряда и одновременно усиливает из центральных областей канала разряда. [2]

Предполагая, что к моменту времени  $\tau \approx 400$  нс, отсчитанного с момента формирования токоведущего канала, в плазме разряда и на фронте ударной волны (УВ) устанавливается полное термодинамическое равновесие, можно оценить длину волны излучения которой соответствует максимум лучеиспускательной способности. При этом будем исходить из соотношения соизмеримости энергии фотонов с тепловой энергией частиц плазмы  $h\nu \sim 2,8kT$ , а с другой стороны температуру на фронте УВ в случае одноатомного газа можно оценить из газодинамических соображений  $T \sim 5/6 T_0 M$ , где  $M$  – число Маха. При скоростях роста тока разряда  $J \sim 10^9$  А/с имеем из эксперимента  $M \sim 10$ ,  $T_0$  – начальная температура газа. Окончательно, длину волны, на которую приходится максимум лучеиспускательной способности, можно оценить из выражения:

$$\lambda_0 \approx \frac{hc}{T_0 M^2} \quad (2)$$

где  $c$  – электродинамическая постоянная. Подстановка численных значений величин в (2), полагая  $T_0 = 300K$ ,  $M \sim 10$ , дает значение  $\lambda_0 \sim 180$  нм. Экспериментально наблюдаемое и полученное из теоретических рассуждений значения  $\lambda_0$  значительно отличаются. Причем теория дает максимум излучения в более коротковолновой области спектра чем эксперимент. Объясняется это, на наш взгляд тем, что регистрируемое прибором излучение выходит не из глубинных высокотемпературных зон свечения, а из менее нагретых прилегающих к фронту УВ областей газа.

### Литература

- [1]. Демидов М.М., Огурцов Н.Н., Подмошинский И.В., Ивленина В.И. Импульсный эталонный источник света // ЖПС, 1968, Т.9. В.3. 462-469.
- [2]. Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш. Динамика свечения канала искры и отходящей ударной волны в условиях больших градиентов магнитного давления // Физ. Плазмы, 2011, т.37. №7 С. 684-688.

## ПРИНЦИПЫ ПОВЫШЕНИЯ ИНФОРМАТИВНОСТИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ СЦЕНАРИЕВ ФИЗИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ПЛАЗМЫ

В.И. Ерофеев

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, [yerofeyev@iae.nsk.su](mailto:yerofeyev@iae.nsk.su)*

Традиционные подходы теории плазмы не обеспечивают приемлемой надежности конечных предсказаний [1–9]. Её стандартные методы позволяют равно строго обосновывать весьма разнообразные версии хода того или иного плазменно-физического процесса, вплоть до принципиально несовместных. Дефективным является базовое начало инструментария теории – практика моделирования плазменной кинетики. По сути, такое моделирование основывается на редукции полного описания плазмы до более простых моделей кинетики плазменных частиц. Последние принципиально не могут учитывать данные о положениях и импульсах индивидуальных частиц плазмы. Это подразумевает неизбежную потерю части информации о состоянии плазмы. Обычные рецепты редукции полного описания плазмы отличаются в этом смысле избыточной информационной расточительностью. Имеются две неразделимые причины такого состояния дел. Во-первых, не осознававшийся ранее должным образом асимптотический характер возможной сходимости последовательных приближений модели кинетики, генерируемой исследователем при редукции полного описания плазмы. Вариации нулевого приближения модели выводят на различающиеся *условные* пределы сходящихся порядков соответствующей нелинейной теории возмущений, а с ними и на различные сценарии макрофизической эволюции плазмы. Во-вторых, обычная для традиционной теории практика усреднения по вероятностным ансамблям плазм. Взаимовлияние статистик эволюционирующего ансамбля плазм существенным образом зависит от состава ансамбля, и поэтому, вопреки традиции, выводы о таком взаимовлиянии не могут интерпретироваться как объективные физические законы плазменной эволюции.

На основе знания о причинах неинформативности теории сформулированы принципы разработки высокоинформативных моделей плазменно-кинетических процессов. Для формирования таких моделей в случае слаботурбулентной плазмы создана соответствующая теория возмущений. Приводится сводка полученных с её помощью высокоинформативных представлений о процессах в плазме со слабой ленгмюровской турбулентностью [1–8]. Обсуждаются перспективы формирования высокоинформативных сценариев макрофизики плазмы на альтернативных направлениях плазменных исследований.

### Литература.

- [1]. Erofeev V.I., *Physics of Plasmas*, 2002, **9** (4), 1137–1149
- [2]. Erofeev V.I., *Journal of Fusion Energy*, 2003, **22** (4), 259–275
- [3]. Erofeev V.I., *Journal of Plasma Physics*, 2004, **70** (3), 251–270
- [4]. Erofeev V.I., *Physics of Plasmas*, 2004, **11** (6), 3284–3295
- [5]. Erofeev V.I., *Journal of Plasma and Fusion Research Series*, 2009, **8**, 59–64
- [6]. Erofeev V.I., *Journal of Fusion Energy*, 2010, **29**, 337–346
- [7]. Erofeev V.I., *Journal of Fusion Energy*, 2011, **30**, 157–168
- [8]. Erofeev V., *Fusion Science and Technology*, 2011, **59**, № 1T, 316–319
- [9]. Erofeev V.I., *High-informative plasma theory* (Lambert Academic Publishing, Saarbrücken, 2011), 240 p.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА СЖАТИЯ СГУСТКА ЗАРЯЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ В ЛОВУШКЕ ПЕННИНГ-МАЛМБЕРГОВСКОГО ТИПА

Е.В. Ахманова, М.К. Есеев\*, А.Г. Кобец, И.Н. Мешков, А.Ю. Рудаков, А.А. Сидорин, С.Л. Яковенко

ОИЯИ, Дубна, Россия, [meshkov@jinr.ru](mailto:meshkov@jinr.ru)

\*Северный Арктический федеральный университет им. М.В. Ломоносова, Архангельск, Россия, [m.eseev@narfu.ru](mailto:m.eseev@narfu.ru)

Долговременное удержание сгустков заряженной плазмы позитронов и антипротонов делает возможным генерацию и исследование свойств антиводорода [1] и других экзотических атомов. В этих целях используются ловушки Пеннинга-Малмбергского типа. В качестве источника позитронов используется радиоактивный препарат  $^{22}\text{Na}$ . Ловушка позволяет накопить, удержать и сформировать сгусток позитронов высокой интенсивности для дальнейших экспериментов по атомной и молекулярной физике [2,3]. Для повышения эффективности накопления в ловушке обычно оптимизируются давление буферного газа, значения удерживающих магнитных и электрических полей и используется вращающееся электрическое поле, производящее (как считается [4]) сжатие сгустка. Механизм действия последнего не имеет до сих пор ясного теоретического объяснения. В данной работе представлены экспериментальные результаты исследования накопления и удержания сгустка позитронов низкой интенсивности и динамики сгустка заряженной плазмы в данной ловушке. Обнаружено, что при низкой интенсивности сгустка позитронов вращающееся поле не оказывает влияния на время жизни позитронов в ловушке. В то же время в экспериментах с накоплением позитронов [4] при более высокой интенсивности вращающееся поле увеличивает время жизни частиц в ловушке и производит сжатие сгустка. В данной работе представлены результаты расчета процесса замедления, захвата и охлаждения до комнатных температур пучка низкоэнергетических (1 – 10 эВ) позитронов в область накопления ловушки в результате упругих и неупругих столкновений с молекулами буферного газа  $\text{N}_2$ , а также производится исследование динамики сгустка заряженной плазмы в полях ловушки. Обсуждается возможный механизм сжатия и удержания сгустка заряженной плазмы, проводится сравнение с механизмами сжатия, предложенными в работах [4-7]. Теоретические расчеты сопоставляются с данными эксперимента на ловушке Пеннинга-Малмбергского типа установки LEPTA (ОИЯИ, Дубна) [8]. Представлены результаты экспериментов по исследованию динамики сгустка заряженной плазмы в данной ловушке.

Работа поддержана грантами РФФИ №12-02-00072, ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" соглашение № 14.А18.21.1302.

### Литература.

- [1]. C. Amole, M.D. Ashkezari, M. Baquero-Ruiz et al., 483, 439 (2012).
- [2]. J.R. Danielson, A.C.L. Jones, M.R. Natisin, and C.M. Surko, Phys. Rev. Lett., 109, 11301 (2012).
- [3]. D.B. Cassidy, T.H. Hisakado, H.W.K. Tom, and A.P. Mills, Jr., Phys. Rev. Lett., 108, 133402 (2012).
- [4]. J.R. Danielson and C.M. Surko, Phys. Plasmas, 13 (2006), 055706.
- [5]. R.G. Greaves and J.M. Moxom, Phys. Plasmas, 15 (2008), 072304.
- [6]. C.A. Isaac, C.J. Baker, T. Mortensen, Phys. Rev. Lett., 107, 033201 (2011).
- [7]. D.L. Eggleston, Phys. Plasmas, 19, 042307 (2012).
- [8]. E.V. Akhmanova, M.K. Eseev, A.G. Kobets et al., Physics of Particles and Nuclei Letters, 9, 373 (2012).



## ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ МАКРОЧАСТИЦ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА СТЕПЕНЬ ИОНИЗАЦИИ РАВНОВЕСНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Файрушин И.И., \*Даутов Г.Ю.

*Казанский федеральный университет, Россия, [fairushin\\_ilnaz@mail.ru](mailto:fairushin_ilnaz@mail.ru)*

*\*Казанский национальный исследовательский технический университет, Россия*

Исследования свойств пылевой плазмы с целью расширения возможностей её технологического применения представляет как экспериментальный, так и теоретический интерес [1]. Когда содержащиеся в газах твердые или жидкие макрочастицы испускают электроны, они заряжаются положительно. При этом возникает электрический потенциал, препятствующий дальнейшей эмиссии электронов. В результате устанавливается статистическое равновесие между макрочастицами и окружающей их плазмой или газом. Такая смесь в целом является электрически нейтральной системой. Будем считать, что концентрация макрочастиц равна  $n_r$ , средняя концентрация электронов в газе или плазме  $n_e$ , одна макрочастица эмитирует  $N$  электронов, электронный газ и макрочастицы находятся в состоянии статистического равновесия. Также введем следующие обозначения:  $z_i$  и  $z_a$  – статистические суммы по электронным состояниям иона и атома,  $\varphi_u$  – потенциал однократной ионизации атома,  $q$  – абсолютное значение заряда электрона,  $n_i$  – концентрация ионов,  $n_a$  – концентрация атомов,  $h$  – постоянная Планка,  $\theta$  – статистическая температура, равная  $kT$ ,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $m_e$  – масса электрона

Из закона действующих масс:

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \frac{2z_i}{z_a} \left( \frac{2\pi m_e \theta}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{q\varphi_u}{\theta}}, \quad (1)$$

и баланса заряженных частиц:  $n_r N + n_i = n_e$ . получим

$$\frac{x_i (n_r N + x_i n)}{1 - x^2} = \frac{2z_i}{z_a} \left( \frac{2\pi m_e \theta}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{q\varphi_u}{\theta}}, \quad (2)$$

где  $x_i = \frac{n_i}{n_a + n_i}$  степень ионизации.

Таким образом, (2) является обобщением формулы Саха, учитывающим влияние макрочастиц на степень ионизации плазмы. С помощью данной формулы и условия статистического равновесия между макрочастицами и окружающей их плазмой проведен расчет концентрации электронов и ионов в пылевой плазме.

### Литература

- [1]. Фортов В. Е., Храпак А. Г., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы. Учеб. пособие. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 528 с.



## **ЗОНДОВЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ СТАЦИОНАРНОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ**

А.О. Бакумов, М.М. Иванов, М.А. Игнатов, В.И. Карелин, А.С. Киржаев,  
И.В. Филатов, В.А. Чернышов, П.А. Шарabanов

*НТЦФ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г.Саров, Россия*

Для моделирования нестационарных процессов в верхних слоях атмосферы требуются установки с активным объемом  $1 \dots 10 \text{ м}^3$ , способные генерировать магнитоактивную плазму низкого давления с концентрацией от  $10^9 \text{ см}^{-3}$  [1,2]. В настоящее время в РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров плазма формируется в Ar и Ne при давлениях  $10^{-4} \dots 10^{-3}$  Тор низкоэнергетичными электронами из несамостоятельного разряда с оксидным термокатодом [3].

В работе излагается оригинальное применение методики определения пространственного распределения концентрации электронов плазмы двойным электрическим зондом. Представлены результаты применения устройства, обеспечивающего изолированность зондовой системы от влияния потенциалов установки и оцифровку зондового сигнала, с последующим сохранением осциллограмм на ЭВМ. Также представлены результаты измерений распределения концентрации электронов по оси столба магнитоактивной плазмы сечением  $14 \times 14 \text{ см}^2$  длиной  $5 \dots 6 \text{ м}$  в Ar при давлениях  $5 \cdot 10^{-5} \dots 5 \cdot 10^{-4}$  Тор в однородном продольном магнитном поле индукцией 60 мТл проведенных с использованием указанного устройства.

### **Литература**

- [1]. И.Г. Кондратьев, А.В. Костров, А.И. Смирнов и др. Физика плазмы. 2002. Т. 28. №11. С. 977-983.
- [2]. W. Gekelman, H. Pfister, Z. Lucky, J. Bamber, D. Leneman and J. Maggs. Design, construction and properties of the large plasma research device – The LAPD at UCLA. Rev. Sci. Instrum., Vol. 62, No. 12, December 1991.
- [3]. А.О. Бакумов, В.В. Горохов, А.С. Долотов и др. Формирование протяженного однородного столба магнитоактивной плазмы в инертных газах низкого давления. Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. г. Звенигород, 6-10 февраля 2012г. – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2012 г. – 317 с.

## **НЕКОТОРЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО МАГНИТНОМУ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЮ И ФИЗИКА КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ (ЛАБОРАТОРНАЯ АСТРОФИЗИКА)**

А.Г. Франк

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Россия,  
[annfrank@fpl.gpi.ru](mailto:annfrank@fpl.gpi.ru)*

В первых целенаправленных экспериментах по изучению процессов магнитного пересоединения в плазме, поставленных в 70-80-х гг., было обнаружено, в соответствии с предсказаниями теории, формирование токовых слоев, в окрестности которых сосредоточен значительный запас «избыточной» магнитной энергии. Преобразование этой энергии в другие виды в результате процессов магнитного пересоединения может протекать как сравнительно медленно, в течение всего времени существования метастабильного токового слоя, так и взрывным образом – при быстром разрушении слоя, которое сопровождается возбуждением импульсных электрических полей и ускорением заряженных частиц.

Полученные результаты выдвинули новые проблемы, что стимулировало создание экспериментальных установок последующих поколений и расширение фронта исследований. В настоящее время эксперименты по изучению процессов магнитного пересоединения проводятся в США (по крайней мере, в 8 лабораториях), в Японии, ФРГ, Китае и России. Среди актуальных направлений экспериментальных исследований можно отметить следующие:

= Особенности формирования и структуры токовых слоев и процессов магнитного пересоединения в трехмерных магнитных конфигурациях;

= Механизмы генерации сверхтепловых, сверхальфвеновских потоков плазмы; взаимосвязь генерации плазменных потоков с явлениями вспышечного типа;

= Условия перехода от квазистационарной стадии к импульсной фазе магнитного пересоединения; триггерные механизмы; роль тепловых процессов и/или аномального сопротивления плазмы;

= Роль токов Холла в явлениях магнитного пересоединения;

Отметим, что эксперименты по магнитному пересоединению естественно рассматривать как одно из направлений «лабораторной астрофизики», а их результаты помогают понять природу нестационарных астрофизических явлений, которые оказывают существенное влияние на состояние межпланетного пространства, на атмосферу Земли, планет и, в конечном счете, на «космическую погоду».

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО СЖАТИЮ МАГНИТНОГО ПОТОКА В МЕГАГАУССНОЙ НАУЧНОЙ ЛАБОРАТОРИИ ИНСТИТУТА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА**

С.Ф. Гаранин, Г.Г. Иванова, С.Д. Кузнецов

*ВНИИЭФ, Саров, Россия, [sfgar@vniief.ru](mailto:sfgar@vniief.ru)*

В Международной мегагауссной научной лаборатории Института физики твердого тела (ISSP) Университета Токио, Япония проводятся эксперименты [1] по сжатию магнитного потока лайнерами. В этих экспериментах получены рекордные для лабораторных условий магнитные поля, составляющие в настоящее время 700 Тл.

Нами проведены одномерные численные расчеты сжатия магнитного потока в условиях этих экспериментов с целью определения распределения величин по сечению лайнеров, определения зависимостей уровня получаемых магнитных полей от параметров лайнеров (толщины и скорости) и величины начального магнитного поля, а также определения характеристик плазмы, которая должна образовываться в этих мегагауссных полях [2, 3].

Результаты расчетов подтвердили получение полей уровня 6-7 MG в экспериментах Takeyama [1]. В одномерных расчетах, в отличие от экспериментов, получаемые магнитные поля увеличиваются при снижении начального магнитного поля, что в расчетах обусловлено тем, что уровень получаемой магнитной энергии определяется кинетической энергией лайнера и слабо зависит от начального поля. Следовательно, при снижении начального магнитного поля уменьшается минимальный радиус лайнера, а максимальное магнитное поле возрастает. Кроме того, увеличение скорости лайнера в расчетах (даже при уменьшенной толщине лайнера при фиксированной кинетической энергии) также приводит к увеличению получаемых магнитных полей, чего также не наблюдается в экспериментах. Можно предположить, что эти несоответствия расчетов и экспериментов связаны с развитием магнитогидродинамических неустойчивостей, которые приводят к отличию картины сжатия от одномерной.

Расчеты показали также, что, начиная с магнитного поля  $\sim 360$  Тл, на внутренней границе лайнера (границе между веществом и магнитным полем) формируется плазма, температура которой при максимальной сжатии оказывается порядка 20 эВ.

### **Литература**

- [1]. Takeyama S., "Recent topics of the Megagauss Science Laboratory at ISSP, Japan," // Presented at the 13<sup>th</sup> Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation Related Topics, Suzhou, China, 2010.
- [2]. Garanin S. F. et al., // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2005. Vol. 46, No. 2, P. 153.
- [3]. Garanin S. F. et al., // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. Vol. 38. No. 8. Part I. P. 1815.

## РЕЛАКСАЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СПИНА ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

И.В. Фомин, П.В. Сасоров\*

Московский физико-технический институт, Государственный университет,  
Долгопрудный, Россия, [fominalsha@gmail.com](mailto:fominalsha@gmail.com)

\*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук,  
Москва, Россия, [pavel.sasorov@gmail.com](mailto:pavel.sasorov@gmail.com)

При рассмотрении кинетики процессов, протекающих в ионизованной плазме, как правило, не учитывают поляризацию спина электронов, и, соответственно, не рассматривают процессы релаксации спина электронов. В полностью поляризованной плазме скорость переворота спина электрона подавлена на множитель порядка по отношению к скорости релаксации импульсов к локальному распределению Максвелла, за счет кулоновских столкновений. Здесь  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры. Однако, в некоторых задачах требуется более точная оценка для времени релаксации спина электронов.

В последнее время ведутся эксперименты в газоразрядной плазме с катодами, обеспечивающими спин-поляризованный ток эмиссии. Создание спин-поляризованной плазмы может обеспечить протекание таких реакция в плазме, которые невозможны в неполяризованной плазме, что представляет фундаментальный интерес.

Значимость таких исследований частично сдерживается отсутствием более или менее надежных теоретических оценок скорости релаксации спиновой поляризации электронов. Оказывается, что даже в простейшем случае полностью ионизованной плазмы в литературе нет кинетического уравнения электронов, которое описывает динамику спин-поляризации электронного газа. По этой причине является осмысленным более полное, чем обычно, описание динамики электронов в плазме. При этом, кроме обычного кинетического уравнения Больцмана-Власова для полной плотности электронов в фазовом пространстве  $f(\vec{x}, \vec{p})$ , возникает второе кинетическое уравнение для описания эволюции вектора  $\vec{s}(\vec{x}, \vec{p})$ . Этот вектор является плотностью в фазовом пространстве  $f(\vec{x}, \vec{p})$  вектора  $\vec{s}$ , определяющего поляризационную матрицу плотности. Это дополнительное уравнение в некоторой степени аналогично уравнению Больцмана-Власова. Оно описывает перенос поляризации электронов в фазовом пространстве, в том числе, и за счет кулоновских столкновений. Кроме того, это уравнение описывает процессы переворота спина за счет спин-орбитального и спин-спинового взаимодействия.

Целью данной работы является вывод общего вида интегралов столкновений, входящих в уравнение для  $d\vec{s}/dt$ , и вычисление явного вида входящих в них ядер. Последнее вычисление выполнено на основе известных квантовых амплитуд рассеяния Мотта (e-p рассеяние), а, точнее, их нерелятивистских пределов. Наиболее простые выражения получаются в двух предельных случаях: а) малые энергии  $E_e \ll 2Ry$ , б) большие энергии  $Ry \ll E_e \ll m_e c^2$ . Здесь  $Ry \approx 13.6 \text{ эВ}$  - один Ридберг.

Полученное обобщение кинетического уравнения для электронной компоненты плазмы может стать основой для уравнений гидродинамического типа, описывающих динамику макроскопически поляризованной плазмы.

## ЗАХВАЧЕНА ЛИ ВСЕЛЕННАЯ В ГРАВИТАЦИОННУЮ КАВЕРНУ?

А.В. Гордеев

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [gordeev@dap.kiae.ru](mailto:gordeev@dap.kiae.ru)

Согласно современной парадигме на начальной стадии Большого Взрыва имеются частицы с энергией до  $10^{18}$  ГэВ [1]. При учёте планковского размера  $r_{pl} = (\hbar G/c^3)^{1/2}$  возможно рождение заряженных частиц с массой  $m_{el} = e^2/c^2 r_{pl}$ , что соответствует энергии  $10^{17}$  ГэВ. Аннигиляция таких частиц должна приводить к генерации сильных электромагнитных полей. Релятивистскому движению подобных частиц соответствует магнитное поле  $B_{cr} = m_{el}^2 c^3 / |e| \hbar = 10^{54}$  Гс, на котором частица отдаёт энергию  $m_{el} c^2$  электромагнитному полю на размере  $r_{el} = \hbar / m_{el} c = r_{pl} \hbar c / e^2$  [2]. Считая в уравнениях Эйнштейна тензор энергии-импульса  $T_i^k$  в основном электромагнитным и используя уравнения Максвелла, можно получить выражения для  $h$  и  $k$

$$k^{-1} = 1 - \frac{8\pi G}{rc^4} \int_0^r dr r^2 \langle T_0^0 \rangle, \quad hk = \exp\left(\frac{8\pi G}{c^4} \int_\infty^r dr r \langle T_0^0 - T_1^1 \rangle k\right), \quad \langle \dots \rangle = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \sin\theta \dots \quad (1)$$

из четырёхмерного интервала

$$(ds)^2 = hc^2 (dt)^2 - r^2 [(d\theta)^2 + \sin^2 \theta \cdot (d\varphi)^2] - k(dr)^2. \quad (2)$$

Закон сохранения энергии при учёте гравитационного дефекта массы имеет вид [3]

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \langle T_0^0 \rangle + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \langle T_0^1 \rangle) = 0. \quad (3)$$

Для указанных выше электромагнитных полей уже на достаточно малых размерах изменяются знаки  $k$  и  $h$ :  $K = -k, H = -h$ , аналогично чёрным дырам [4].

В случае Большого Взрыва для одномоментной генерации энергии на размере  $r > r_{pl}$  основная часть энергии сосредоточена при  $r > r_0$ , где  $h(r_0) = 0$ , поэтому

$$K^{-1} \sim \frac{8\pi G}{rc^4} \int_{r_0}^r dr r^2 \langle T_0^0 \rangle > 1, \quad \int_{r_0}^r dr r^2 \sqrt{K} \langle T_0^0 \rangle < \int_{r_0}^r dr r^2 \langle T_0^0 \rangle, \quad dV = 4\pi r^2 \sqrt{K} dr. \quad (4)$$

Это означает, что разлёт невозможен, так как электромагнитная энергия оказывается меньше электромагнитной энергии на конечной стадии разлёта согласно (3).

Покажем, что возможен альтернативный сценарий непрерывного рождения материи посредством последовательных микровзрывов из области размером  $\leq r_{el} \sqrt{\hbar c / e^2}$ , когда  $k^{-1} > 0$  ввиду  $\vec{B}^2 (r_{el} \sqrt{\hbar c / e^2})^2 G / c^4 \leq 1$  и метрика (2) сохраняется. Для указанного размера мощность одного микровзрыва составляет  $\hbar c^2 / r_{pl}^2 \equiv c^5 / G = 3.6 \cdot 10^{59}$  эрг/с. В результате за время существования Вселенной  $T = 4 \cdot 10^{17}$  с полная поступившая энергия будет равна  $T c^5 / G = 1.45 \cdot 10^{77}$  эрг, что находится в согласии с энергией Вселенной  $10^{80} m_p c^2 = 1.5 \cdot 10^{77}$  эрг, где  $m_p$  - масса протона.

### Литература

- [1]. Любимов А., Киш Д. Введение в экспериментальную физику частиц. М.: Физматлит, 2001.
- [2]. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989.
- [3]. Гордеев А.В. //39-я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 6-10 февраля, 2012. Тез. докл., с. 191.
- [4]. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Физматлит, 2012.

## ЭФФЕКТЫ МЕТАЛЛИЗАЦИИ ПРИ СЖАТИИ ЖИДКОГО ВОДОРОДА И ДЕЙТЕРИЯ

А.Л. Хомкин, А.С. Шумихин

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия, [alhomkin@mail.ru](mailto:alhomkin@mail.ru)*

В работе [1] нами выдвинута гипотеза о том, что взаимодействие между свободными атомами в плотном водороде и дейтерии происходит за счет коллективной квантовой энергии связи (cohesive energy), связанной с делокализацией связанных электронов основного состояния атома. Эта энергия аналогична энергии связи атомов в жидких щелочных металлах. Обоснованием использования фактически квазижидкостного способа описания взаимодействия диссоциированных, свободных атомов является то обстоятельство, что атомы образуются и гибнут случайным образом в достаточно плотном (область наших интересов), а, следовательно, и упорядоченном, молекулярном флюиде. В результате диссоциированные атомы могут обладать упорядоченностью жидкости, а обмен электронами приводит к образованию коллективной энергии связи (при адиабатичности движения ядер). При малой плотности найденная энергия связи положительна и невелика, затем становится отрицательной, а при дальнейшем росте плотности вновь становится положительной, проходя через минимум (энергия связи атома в жидкой фазе). Появление диссоциации в достаточно холодном флюиде обусловлено тем, что с ростом плотности эффективная энергия диссоциации молекул уменьшается на величину энергии связи свободных атомов. Атомам выгодно покинуть молекулярное состояние, образовав коллективно связанное металлизированное состояние. Предложенная модель предсказала неизвестный ранее фазовый переход из плотного молекулярного флюида в атомарную металлизированную жидкость, коррелирующий с наблюдаемым в эксперименте [2] – диссоциативный фазовый переход.

В данной работе рассчитаны уравнение состояния, состав, адиабаты Гюгонио и изэнтропы сжатия для жидкого водорода и дейтерия. Исследовано влияние предсказанного диссоциативного фазового перехода на поведение ударно-волновых характеристик водорода и дейтерия. Проведенный анализ позволяет сделать предварительный вывод о том, что наблюдаемая неоднозначность экспериментальных данных по плотности на адиабате дейтерия (так называемое «пузо») обусловлена не погрешностью эксперимента, а наличием двухфазной области диссоциативного фазового перехода. В работе рассмотрен еще один, новый фазовый переход в плотном атомарном водороде (гипотетическом, без молекул) на существование которого указывают расчеты энергии связи (cohesive energy) атомов водорода (вторая переменная знака при относительно малой плотности). Проведена качественная оценка критических параметров этого перехода. Данный переход аналогичен рассмотренному нами, в тех же приближениях, переходу пар-жидкость (диэлектрик-металл) в щелочных металлах ([www.ihed.ras.ru/npp2011](http://www.ihed.ras.ru/npp2011)). Для наблюдения такого перехода необходимо приготовить достаточно плотный газ из атомов водорода (гипотетический, без молекул).

### Литература

- [1]. Хомкин А.Л., Шумихин А.С. Диссоциация и диссоциативный фазовый переход в плотном водороде. ЖЭТФ, 2012, Т. 141, № 1, с. 101.
- [2]. Fortov V.E., Ilkaev R.I. et al. Phys. Rev. Lett., 2007, Vol. 99, 185001.



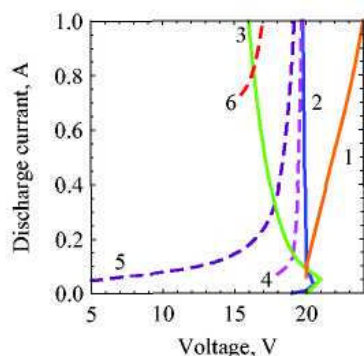
## ПОДАВЛЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЙ В ПЛАЗМЕ С НЕЛОКАЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

Мустафаев А.С., Грабовский А.Ю.

Национальный минерально-сырьевой университет «Горный», Санкт-Петербург, Россия, [alexmustafaev@yandex.ru](mailto:alexmustafaev@yandex.ru), [schwer@list.ru](mailto:schwer@list.ru)

Прогресс в создании нового поколения радиационно-стойких плазменных приборов будет определяться успехами в исследованиях анизотропной плазмы с нелокальной природой функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) [1]. В такой плазме удается независимо управлять группами электронов разных энергий, ответственных за различные плазменные процессы [2].

Примером плазмы с нелокальной ФРЭС служит короткий (по отношению к длине энергетической релаксации ФРЭС) низковольтный пучковый разряд (НПР). Известно, что НПР может быть неустойчив к возбуждению различного типа колебаний [3], что негативно сказывается на работе приборов, использующих пучковую плазму.



$P_{He}$ : 0.6 Torr (1); 1 Torr (2, 4, 5); и 4 Torr (3, 6). Ток на вспомогательный электрод: 0,1 А (4, 6); 0,4 А (5).

На рисунке представлена типичная вольт-амперная характеристика (ВАХ) промежутка катод-анод короткого гелиевого НПР. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют режиму работы без отбора тока на вспомогательный электрод (диодный режим). Видно, что в диодном режиме ВАХ разряда имеет положительное дифференциальное сопротивление ( $R_d$ ) при давлениях менее 1 Torr (кривая 1). Рост давления газа до 1 Torr приводит к изменению знака дифференциального сопротивления на отрицательный (кривая 2), что и является причиной возбуждения неустойчивостей и колебаний разрядного тока и напряжения в этих режимах [4]. Дальнейшее повышение давления приводит только к росту отрицательных значений  $R_d$  (кривая 3).

Экспериментальный прибор состоит из импрегнированного термокатода диаметром 10 мм и молибденового анода диаметром 30 мм с центральным отверстием диаметром 2 мм. Анод установлен в 8 мм от катода параллельно и соосно с ним. Вспомогательный молибденовый электрод диаметром 30 мм вынесен из зоны основного разряда. Расстояние между анодом и вспомогательным электродом может варьироваться в пределах 0,1-5 см. К катоду примыкает формирователь геометрии основного разрядного промежутка в виде конусного экрана, находящегося под потенциалом катода.

Как видно из рисунка (кривые 4, 5 и 6), отбор тока через отверстие анода на вспомогательный электрод приводит к смене знака дифференциального сопротивления с отрицательного на положительный. В этих режимах колебания тока и напряжения эффективно подавляются и исчезают полностью. Дальнейшее повышение тока на вспомогательный электрод приводит к росту положительного  $R_d$  (кривые 4 и 5).

### Литература

- [1]. V.I. Demidov, C. A. DeJoseph, Jr., and A. A. Kudryavtsev, Phys. Rev. Lett. **95**, 215002 (2005).
- [2]. А.С. Мустафаев, А.Ю. Грабовский. Труды XXXIX Международной конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 6-10 февраля 2012 г. Т.1., С. 150.
- [3]. Ю.П. Райзер. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- [4]. С.А. Гаряинов, И.Д. Абезгуз. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. М.: Энергия, 1970. 320 с.



## КИНЕТИКА И МЕХАНИЗМЫ РАЗЛОЖЕНИЯ СУЛЬФОНОЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

Исакина А.А., Шутов Д.А., Ольхова Е.О., Костылева А.Н., Шишкина А.И.

*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия,  
[isakina@isuct.ru](mailto:isakina@isuct.ru)*

В настоящее время актуальной задачей, привлекающей внимание многочисленных исследователей, является изучение процессов плазменно-разрядной обработки водных растворов органических веществ с целью установления механизмов протекающих реакций их плазмохимической деструкции и разработки новых методов очистки вод от органических загрязнителей. Подобные методы показали высокую эффективность, не требуют дополнительного введения химических реагентов и позволяют добиться деструкции стойких соединений (например, фенолов) [1]. В частности, представляет интерес исследование возможностей разрушения в разряде поверхностно-активных веществ, являющихся типичными антропогенными загрязнителями сточных вод. Целью данной работы являлось исследование механизма разложения сульфонола, широко распространенного СПАВ, в разряде постоянного тока с электролитным катодом.

Разряд постоянного тока атмосферного давления в воздухе возбуждали приложением постоянного напряжения между металлическим медным анодом и поверхностью раствора сульфонола концентрацией 8 мг/л. Межэлектродное расстояние составляло 5 мм, ток разряда - 40 мА, время обработки варьировалось от 30 до 600 с. Более подробно схема экспериментальной установки описана в работе [2]. Концентрации сульфонола и продуктов его разложения в обработанном растворе определялись флуориметрическим и фотометрическим методами. Исследования кинетики разложения сульфонола показали, что степень его разложения при увеличении времени обработки раствора возрастает и достигает максимальных 93% при времени обработки 600 с. Концентрация формальдегида в растворе проходит через максимум (0,1 ммоль/л при времени обработки 120 с) и в дальнейшем уменьшается, что позволяет сделать вывод о том, что данный продукт разложения является промежуточным. Фенол, являющийся одним из предполагаемых продуктов деструкции сложных органических соединений, в ходе эксперимента обнаружен не был. Концентрация сульфат-ионов в растворе при времени обработки 200 с достигает 0,02 ммоль/л и с течением времени изменяется незначительно. Расчет баланса по атомам серы показал, что до 93% атомов, входящих в состав молекулы сульфонола, участвуют в образовании ионов  $\text{SO}_4^{2-}$ . При этом, уже при минимальном времени обработки 30 с, в состав сульфат-ионов переходит 65% серы. Определено, что концентрация  $\text{H}_2\text{O}_2$  постепенно растет с увеличением времени обработки и достигает значения 1,3 ммоль/л. Установлено, что процесс разложения сульфонола описывается кинетическим законом первого порядка с эффективной константой скорости  $K = (4.78 \pm 0.75) \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Предложен механизм разложения сульфонола и образования продуктов деструкции, проведено численное моделирование кинетики протекающих в растворе процессов. В процессе согласования модели с экспериментом определены константы скоростей реакций, включенных в предлагаемую схему разложения сульфонола.

*Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (Госконтракт №14.В37.21.1175), РФФИ проект №12-02-31074\_a*

### Литература

- [1]. Бобкова Е.С., Гриневич В.И., Исакина А.А., Рыбкин В.В. // Изв. Высш. Учебн. Завед. Химия и Хим. Технол. 2011, Т. 54, Вып. 6 С. 3
- [2]. Shutov D., Ivanov A., Smirnov S., Rybkin V. Publ. Astron. Obs. Belgrade. 2010. V. 89. P. 273

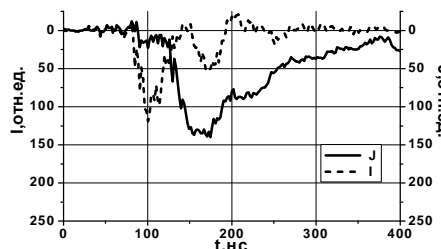
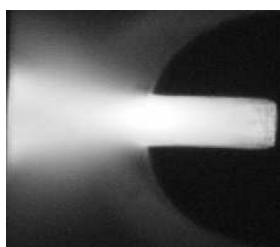
## ФОРМИРОВАНИЕ ВИРТУАЛЬНОГО АНОДА В НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДАХ С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, Г.Ш. Шахсинов, Г.М. Юсупова

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия, [iko6161@mail.ru](mailto:iko6161@mail.ru)

Представлены результаты исследований поперечного наносекундного разряда между плоским анодом и щелевым катодом в гелии и аргоне при давлении 1-100 Тор. Регистрировались электрические, оптические характеристики и картины пространственного распределения оптического излучения разряда. В качестве регистрирующих приборов использовались осциллограф типа Tektronix TDS 3032B и ПЗС- камера типа LTV- СМН- 400.

В ходе исследований было установлено, что при повышенных значениях прикладываемого к электродам напряжения у выхода из щели катода формируется яркое пятно формы эллипса с максимальной интенсивностью излучения в центре. При этом на импульсах разрядного тока и оптического излучения наблюдаются по два максимума (рис.1).



**Рис. 1. Оптическая картина и характеристики разряда  $p = 10$  Тор,  $U_0 = 3$  кВ**

Длительность и форма импульсов тока и излучения определяются динамикой формирования структуры разряда, которая существенным образом влияет на перенос тока в разрядном промежутке. Интенсивность излучения из ярко светящей области больше, чем из других областей разряда, что свидетельствует о неравномерном распределении концентрации возбужденных атомов и ионов, следовательно, и заряженных частиц в разрядном промежутке.

Исходя из экспериментальных результатов, картина формирования виртуального анода нам представляется следующей. После пробоя у выхода из щели катода формируется плазменный катод, из которого происходит интенсивное вытягивание плазменных электронов внешним полем, что приводит к формированию области нескомпенсированного положительного заряда у выхода из щели катода. В дальнейшем, эта область положительного заряда начинает играть роль виртуального анода и замыкает на себя ток свободных электронов, что приводит к ограничению тока между электродами.

Для проверки описанной качественной картины использована система уравнений для начальных стадий развития разряда, которая состоит из уравнений для изменения концентраций электронов, ионов и напряженности электрического поля в разрядном промежутке. Рассчитаны распределения электронов, ионов и электрического поля в промежутке исследуемого разряда при различных начальных и граничных условиях. Расчеты показывают, что, действительно, при неоднородном характере процессов продольного и поперечного дрейфа электронов и ионов формируется нескомпенсированный заряд и обусловленный им профиль электрического поля, который приводит к образованию локальной области усиленного электрического поля у выхода из щели катода.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», проект г/к 02.740.11.0570 и фонда РФФИ, проект 10-02-01022-а.

## ЭЦР НАГРЕВ В ИСТОЧНИКЕ CERA-RX(C) В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЧ СВЯЗИ С МИКРОВОЛНОВЫМ ГЕНЕРАТОРОМ

А.В. Калашников, В.В. Калашников

РУДН, Москва, РФ, [avkalashnikov@inbox.ru](mailto:avkalashnikov@inbox.ru)

Экспериментально было установлено, что в условиях сильной обратной связи резонатора источника рентгеновского излучения CERA-RX(C) [1] с микроволновым генератором (M-107;  $f=2,45$  ГГц) могут быть реализованы режимы, при которых значительно возрастает интенсивность и жесткость излучения с молибденовой мишени. Этим режимам соответствуют достаточно узкий диапазон давлений рабочего газа (водород) и область локализации зоны ЭЦР азимутально-симметричного стационарного магнитного поля. Также установлено, что рост интенсивности и жесткости рентгеновского излучения сопровождается возникновением ВЧ модуляцией СВЧ электрического поля в резонаторе. Измерения, проведенные векторным анализатором Tektronix RSA 6114, показали, что в условиях наблюдаемой ВЧ модуляции, с частотой ей соответствующей, происходит смещение частоты СВЧ генератора на несколько мегагерц (до 7 МГц). Связь изменения параметров рентгеновского излучения со смещением частоты была установлена экспериментально, реализацией периодической внешней модуляции частоты СВЧ генератора.

На основе проведенных исследований был сделан вывод, что в изучаемых режимах на режим нагрева электронов оказывает влияние подстройка условия ЭЦР, нарушение которого сопряжено с релятивистским изменением массы электрона. В отличие от известного механизма поддержания ЭЦР режима, связанного с увеличением величины индукции магнитного поля [2], в нашем случае он реализуется уменьшением частоты СВЧ поля накачки.

В изучаемом режиме работы CERA-RX(C) при СВЧ мощности подаваемой в источник 20 Вт. формируется поток тормозного излучения мощностью 10 мВт с энергией квантов до 40 кэВ, измеренной ППД BRUKER Si/Li в телесном угле 0,5 стерадиан в интервале энергий (8 - 40) кэВ.

Результаты численного моделирования этого процесса находятся в соответствии с экспериментальными результатами.

Проведенные исследования демонстрируют возможность создания на основе CERA-RX(C) компактного и экономичного источника рентгеновского излучения с энергией квантов в несколько сотен кэВ без использования сильноточных импульсных систем коррекции магнитного поля [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

### Литература

- [1]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Калашников В.В., Степина С.П., Умнов А.М. Прикладная физика, 2012, №6.
- [2]. Andreev V.V., Umnov A. M. Plasma Sources Science and Technology, 1999, V. 8, P. 479.

## САМООРГАНИЗАЦИЯ КОЛЛЕКТИВА ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В ТОРОИДАЛЬНЫЙ МОНОВИХРЬ

Камруков А.С., Козлов Н.П.

*НИИ энергетического машиностроения МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия,  
[kamrukov@mail.ru](mailto:kamrukov@mail.ru)*

В докладе рассматриваются радиационно-газодинамические явления при многоканальной инъекции импульсных плазменных струй в атмосферный воздух. Струи формировались с помощью электроразрядных и взрывных кумулятивных генераторов плазмы. Химический состав струй определялся типом плазмообразующего вещества, в качестве которого использовался алюминий; фазовый состав включал газовую (ионизированную и паровую) и конденсированную (капельную) компоненты. Число одновременно инжектируемых струй варьировалось от 4 до 7; запасаемая в генераторах энергия – от 10 до 1000 кДж.

Экспериментально показано, что синхронное торможение плазменных струй в атмосферном воздухе сопровождается формированием коллективизированной зоны ударно-сжатой плазмы (УСП), в которой происходит термализация направленной кинетической энергии тяжелых частиц. Частично внутренняя энергия УСП высвечивается в виде мощного импульса высокотемпературного (10...15 кК) излучения с характерной длительностью порядка длительности энерговклада (микросекундный диапазон), а частично - трансформируется в кинетическую энергию газодинамического расширения в поперечном (радиальном) направлении. Движение УСП в продольном направлении определяется механическим импульсом плазменных струй. В начальные моменты времени скорости плазмы в обоих направлениях примерно одинаковы. Суперпозиция продольного и поперечного движений приводит к образованию характерной грибовидной конфигурации течения, при этом в области за «шляпкой гриба» создается зона разрежения и возникают возвратные потоки, приводящие в дальнейшем к формированию циркуляционного движения – кольцевого (тороидального) плазменного моновихря.

Постепенно в вихревое движение вовлекаются хвостовые участки струй (многоканальная «ножка гриба»), имеющие меньшую скорость и содержащие в основном паро-капельную фазу рабочего вещества (алюминия), и прилегающие к вихрю слои воздуха. В вихре создается пылевая химически активная плазма и формируются условия для интенсивного протекания плазмохимических реакций, включая высокотемпературное горение (окисление) мелкодисперсных частиц алюминия.

Выделяемая в результате экзотермических реакций тепловая энергия частично излучается, в основном, конденсированной фазой (окислами алюминия) в виде сплошного спектра, частично трансформируется в энергию вращательного движения. Таким образом, плазменный тороидальный вихрь является открытой термодинамической системой, и выделяемая в вихревых процессах энергия может значительно превышать энергию, затраченную на генерацию плазменных струй. Это определяет потенциальную возможность создания плазменно-вихревых источников оптического излучения с высокой эффективностью преобразования запасаемой - электрической или химической – энергии. Экспериментально достигнутые значения электрооптического КПД превышали 100% для электроразрядных источников; для взрывных генераторов энергия излучения в оптическом диапазоне достигала 20% запасенной химической энергии. Времена жизни плазменных тороидальных моновихрей в  $10^4$  раз превышали характерные времена энерговклада.

Обсуждаются возможные направления применения взрывных плазменно-вихревых генераторов - создание автономных источников излучения с большим энергетическим выходом, формирование в атмосферном воздухе протяженных (сотни метров и более) плазменных каналов, управление атмосферными молниевыми разрядами и др.

## КОНВЕРСИЯ $\text{SiF}_4$ В $\text{SiH}_4$ И $\text{Si}$ В ПЛАЗМЕ ОБЪЕМНОГО САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

С.Ю. Казанцев, И.Г. Кононов, Е.М. Кудрявцев\*, А.А. Орлов\*, С.В. Подлесных,  
К.Н. Фирсов, О.Д. Хорозова\*

ИОФРАН, Москва, РФ, [kazan@kapella.gpi.ru](mailto:kazan@kapella.gpi.ru)

\*ВНИИХТ, Москва, РФ, [kudr51@mail.ru](mailto:kudr51@mail.ru)

Представлены результаты исследований характеристик объемного самостоятельного разряда (ОСР) в  $\text{SiF}_4$  и газовых смесях  $\text{SiF}_4:\text{H}_2=1:2\div 7$  при общем давлении  $p=100\div 500$  Торр. ОСР в этих газовых смесях представляет интерес для разработки технологии плазмохимической конверсии  $\text{SiF}_4$  в  $\text{SiH}_4$  и получения чистого  $\text{Si}$ . Получены экспериментальные данные о критической величине приведенной напряженности электрического поля  $(E/N)_{\text{cr}}$  в этих газовых смесях. Величина  $(E/N)_{\text{cr}}$  определялась по напряжению горения  $U_{\text{пл}}$  ОСР [1]. Исследования устойчивости ОСР показали, что в  $\text{SiF}_4$  и смесях  $\text{SiF}_4:\text{H}_2=1:2\div 7$  объемный разряд имеет низкую устойчивость по сравнению с устойчивостью во многих других фторидах ( $\text{SF}_6$ ,  $\text{C}_3\text{F}_8$ ,  $\text{CF}_4$ ). Вероятность контракции разряда заметно увеличивается с уменьшением межэлектродного расстояния и ростом давления. Устойчивость ОСР в газовых смесях  $\text{SiF}_4:\text{H}_2$  незначительно улучшается при увеличении процентного содержания водорода и понижении доли сильно электроотрицательного компонента -  $\text{SiF}_4$ . Анализ продуктов, образующихся в газовой смеси после воздействия плазмы ОСР производился с помощью ИК Фурье-спектрометра. Регистрировались спектры поглощения газовой смеси до и после обработки смеси  $\text{SiF}_4:\text{H}_2$  импульсно-периодическим ОСР. С целью повышения устойчивости и однородности ОСР (при исследовании изменения химического состава газовой смеси после плазменной обработки) применялась электродная система на основе анизотропно-резистивного катода и профилированного анода, подобная тем, что применялись в нецепном электрохимическом HF(DF) лазере [2] и химическом кислород-йодном лазере с наработкой атомарного йода в ОСР [3]. Установлено, что при низких удельных энергозатратах,  $w_{\text{in}}\sim 1$  Дж/л, в плазме ОСР синтезируется в основном только  $\text{SiHF}_3$ . Общее количество  $\text{SiH}_2\text{F}_2$  и  $\text{SiH}_4$ , образующихся в этих условиях обработки смеси  $\text{SiF}_4:\text{H}_2=1:5$ , более чем в 20 раз ниже, чем  $\text{SiHF}_3$ . Энергетическая цена образования  $\text{SiHF}_3$  при  $w_{\text{in}}\approx 2$  Дж/л не превышает 50 кВт·ч/кг). Установлено, что при повышении удельного энергозатрата в плазму ОСР увеличивается выход  $\text{SiHF}_3$ , и появляются в заметных количествах другие продукты: -  $\text{SiH}_2\text{F}_2$  и  $\text{SiH}_4$  ( $\text{SiH}_3\text{F}$  в продуктах не обнаружен). Отношение парциальных давлений  $\text{SiH}_2\text{F}_2$  и  $\text{SiH}_4$  к парциальному давлению  $\text{SiHF}_3$  составляло в этих условиях 0.15 и 0.06 соответственно. Энергетические затраты на получение  $\text{SiHF}_3$  при  $w_{\text{in}}\approx 150$  Дж/л снижаются и не превышают 30 кВт·ч/кг. Сделан вывод о перспективности применения ОСР для создания плазмохимической технологии конверсии  $\text{SiF}_4$  в  $\text{SiH}_4$  и кремний.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-08-00321.

### Литература

- [1]. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н.// Квантовая электроника (2000) Т.30, №3, 207-214.
- [2]. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н.// Письма в ЖТФ. 1996, Т.22, 60-61
- [3]. Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Подлесных С.В., Фирсов К.Н.// Квантовая электроника, (2010) Т.40 №5, 397–399.



## ДИАГНОСТИКА ДИНАМИКИ РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ МАГНЕТРОННОГО ТИПА

А.В. Казиев, Г.В. Ходаченко

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия,  
[avkaziev@gmail.com](mailto:avkaziev@gmail.com)*

Настоящая работа посвящена исследованию импульсного сильноточного диффузного разряда (СДР), который представляет собой неконтрагированную квазистационарную форму разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях магнетронного типа. СДР реализуется при давлениях  $p \sim 10^{-3}$ –10 торр. Его характерной особенностью является отсутствие заметного катодного распыления или испарения материала электродов, поэтому в последнее время он также получил название «нераспыляющий импульсный магнетронный разряд» [1]. Такой режим горения может быть применён в плазменных реакторах для ускоренного травления слоёв, а также при создании мощных импульсных инжекторов и ускорителей плазмы, в которых существенно подавлена эрозия электродов.

Целью данной работы является оптическая диагностика плазменных образований для последующей классификации форм импульсного разряда низкого давления ( $p \sim 10^{-3}$ – $10^{-2}$  торр) в магнетронных устройствах и определения условий их реализации.

Экспериментальное разрядное устройство состоит из системы аксиально-симметричных электродов, поверхность которых повторяет профиль силовой линии магнитного поля с топологией типа антипробкотрон (касп). Магнитное поле создается двумя катушками постоянного тока, включенными навстречу [1].

Регистрация протекающих процессов проводилась посредством девятикадровой электронно-оптической камеры (ЭОК) VIFO K011. Этот прибор позволяет получать изображения объекта с программируемыми длительностями кадров (0,1–100 мкс) и межкадровых пауз (0,1–100 мкс). Одновременно с помощью спектрометра Avantes AvaSpec-2048x14 проводилась оптическая эмиссионная спектроскопия плазмы. Эволюция разрядных параметров (тока  $I_{\text{разр}}$  и напряжения  $U_{\text{разр}}$ ) регистрировалась с помощью цифрового запоминающего осциллографа Tektronix TPS 2024.

Экспериментально установлено существование нескольких режимов разряда низкого давления, различающихся по динамике развития плазменного образования и спектральному составу излучения плазмы, реализация которых зависит от мощности разряда и конфигурации магнитного поля.

Проведены эксперименты как в присутствии выделенного профилированного анода, так и без него (при этом в качестве анода выступали стенки вакуумной камеры). Показано, что при удалении выделенного анода реализуются те же формы импульсного разряда, что и при его наличии, однако в этом случае съемки с помощью ЭОК и спектральная диагностика излучения плазмы позволяют получить больше информации о процессах, происходящих в разрядном промежутке. Показано, что в случае появления отчетливой неоднородности свечения вблизи поверхности катода (предположительно, дуговой привязки) спектр излучения плазмы содержит линии, соответствующие материалу катода. В противном случае, при отсутствии контракции, эти линии не обнаруживаются.

Проведенная оптическая диагностика позволила визуализировать процессы перехода сильноточного импульсного магнетронного разряда в квазистационарную диффузную форму, а затем — в дуговой режим, а также наглядно представить процесс заполнения магнитной ловушки при реализации СДР.

### Литература

- [1]. Ходаченко Г.В., Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Степанова Т.В. Нераспыляющий импульсный магнетронный разряд // Физика плазмы, 2012, том 38, № 1, с. 78–86

**ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И КОЭФФИЦИЕНТ РЕКОМБИНАЦИИ В УЛЬТРАХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

А.А. Бобров, С.Я. Бронин, Б.Б. Зеленер, Б.В. Зеленер, Э.А. Манькин\*, Д.Р. Хихлуха

*Объединенный институт высоких температур, Москва, Россия*

*\*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия*

В докладе представлены результаты расчета функция распределения и коэффициент диффузии электрона в пространстве энергий для слабонеидеальной ультрахолодной плазмы в магнитном поле в области значений индукции магнитного поля  $B=100-5 \cdot 10^4$  Гс для различных температур. Проведен анализ зависимости этих характеристик от величины напряженности магнитного поля и показано, что функция распределения зависит от сдвига энергии электрона в магнитном поле. Обнаружено, что с увеличением магнитного поля происходит смещение положения “узкого места” функции распределения в сторону отрицательных энергий. Рассчитаны автокорреляторы скорости электрона в зависимости от магнитного поля, поведение которых свидетельствует о существенном уменьшении частоты столкновений между электронами с ростом индукции магнитного поля. В диффузионном приближении вычислен коэффициент столкновительной рекомбинации  $\alpha_B$  для слабонеидеальной ультрахолодной плазмы в магнитном поле. Показано, что увеличение индукции магнитного поля приводит к уменьшению  $\alpha_B$  и это уменьшение может составлять несколько порядков величины.



## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ С ВОДНЫМ РАСТВОРОМ СУЛЬФОНОЛА В КАЧЕСТВЕ КАТОДА

Шутов Д.А., Исакина А.А., Коновалов А.С., Бухарин Д.Б., Бобкова Е.С.

*Ивановский государственный химико-технологический университет Иваново, Россия,  
[shutov@isuct.ru](mailto:shutov@isuct.ru)*

В работе исследовались электрофизические характеристики разряда атмосферного давления с жидким катодом, в качестве которого выступали водные растворы сульфонола  $C_{12}H_{25}C_6H_4SO_3Na$ . Диапазон концентраций сульфонола составлял  $5 \cdot 10^{-3}$ -10 г/л (0,014-29 ммоль/л), межэлектродное расстояние составляло  $5 \cdot 10^{-3}$  м, ток разряда варьировался в интервале 20-100 мА. Измерения суммарного падения напряжения на разрядной системе осуществлялось с помощью прецизионного вольтметра Fluke 289, для определения плотностей тока проводилась видеофиксация разряда с последующей раскадровкой для определения площадей катодной привязки разряда. Определение напряженности электрического поля в положительном столбе разряда основано на модифицированном методе подвижного анода, анод перемещался автоматически с заданным шагом, падение напряжения на разряде в зависимости от межэлектродного расстояния удовлетворительно описывается прямой, угол наклона которой дает значение напряженности поля, а отсекаемый на оси ординат участок – катодное падение потенциала.

Значения напряжения, падающего на разряде с ростом тока разряда растут при концентрациях 5 и 100 мг/л в диапазоне 1900-2600 В и 1400-1600 В соответственно. При концентрациях 1 и 10 г/л напряжение в пределах погрешности не зависит от тока разряда и составляет 1200 и 1050 В.

Увеличение концентрации сульфонола от 5 мг/л до 1 г/л приводит к уменьшению площади катодной привязки разряда, при этом с ростом тока эти площади линейно растут ( $0,05 \div 0,17$  см<sup>2</sup> при  $C=5$  мг/л). Исключение составляет значение концентрации 10 г/л, при которой площади катодной привязки нелинейно и резко растут с ростом тока разряда и уже при токах более 20 мА лежат выше нежели таковые при меньших концентрациях.

Плотности тока в катодном пятне нелинейно увеличиваются с ростом концентрации раствора. Исключение составляют плотности тока в высококонцентрированном растворе 10 г/л, где при токах свыше 20 мА наблюдается резкое уменьшение плотности тока. Типичные значения плотностей составляют 0,5-2,5 А/см<sup>2</sup>.

Катодное падение потенциала растет с ростом концентрации от 5 мг/л до 1 г/л от 500 до 600 В, дальнейшее увеличение концентрации приводит к снижению катодного падения до 500 В. Напряженности электрического поля составляет 850 В/см для концентраций 5 и 100 мг/л и 750 В/см для концентраций 1 и 10 г/л.

Выбивающееся из общей тенденции поведение электрофизических характеристик при высоких концентрациях раствора и токах разряда мы связываем с усиливающейся ролью атомов натрия, переходящих в состав плазмы из жидкого катода вследствие процессов неравновесного переноса и фактически меняющих состав газовой фазы с воздуха на воздух с парами натрия.

*Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (Госконтракт №14.В37.21.1175), РФФИ проект №12-02-31074\_a*

## НЕРАВНОВЕСНАЯ ПЛАЗМА, СОПРОВОЖДАЮЩАЯ ГОРЕНИЕ МЕТАН-КИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЁМЕ

Артемьев К.В., Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Косый И.А., Малых Н.И., Мисакян М.А., \*Попов Н.А., Тарасова Н.М., \*\*Филимонова Е.А.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*

*\*НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцина при МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва*

*\*\*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва*

С проблемой плазмообразования при воспламенении горючих газовых смесей связан широкий круг как экспериментальных, так и теоретических работ. Присутствие плазмы в пламенах – факт давно известный, отражённый в исследованиях начала прошлого века. В 40-х годах были проведены подробные исследования проводимости пламен. Эти исследования показали, что величина максимальной проводимости на несколько порядков превышает значения, рассчитанные в предположении, что ионизация равновесна. Такого рода надравновесная ионизация получила название *химической*.

В последние годы был накоплен значительный экспериментальный материал, наибольшая часть которого относилась к углеводородным пламенам. Анализируя состояние проблемы, следует отметить ограниченность объектов исследования (преимущественно ударные волны, стационарные пламена) и методов диагностики (преимущественно зонды).

Постановка настоящей работы стимулирована исследованиями, проводимыми в последние годы в ИОФ РАН с инициацией воспламенения метан-кислородных и водород-кислородных газовых смесей в замкнутых цилиндрических камерах. Инициация осуществлялась мощными разрядами, локализованными в объёмах, существенно меньших объёма камеры: лазерными искрами, микроволновыми разрядами, сильноточными поверхностными разрядами.

Исследование характера хемо-ионизационных явлений в условиях, характерных для воспламенения, инициируемого мощными электрическими разрядами, составляло основную задачу при постановке настоящей работы. В качестве основного диагностического метода регистрации концентрации электронов в плазме, сопровождающей горение, использовался метод двухчастотного микроволнового просвечивания пламени. Было показано, что электронная концентрация в развитом пламени составляет  $n_e \approx (2 - 6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , что существенно превосходит значения, измеренные и предсказанные в экспериментальных и теоретических работах предшественников. Частота столкновений электронов с нейтралами составляет  $\nu_{en} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , превышая более, чем на порядок величины, характерные для исходного (предпламенного) состояния газовой смеси.

Проведено сравнение экспериментальных результатов с результатами расчётов, выполненных в рамках развитой кинетической схемы (см. [1]) и продемонстрировано хорошее соответствие между экспериментом и теорией.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (№ 11-02-00465.12 и №12-02-00637) и Президиума РАН (программа фундаментальных исследований Президиума РАН 26П «Горение и взрыв»).

### Литература

- [1]. И.А. Косый, Н.А. Попов, Е.А. Филимонова, Механизм хемоионизации и причины возникновения голубого свечения при воспламенении метан-кислородной смеси // Доклад, представленный на настоящую Конференцию.

## **ДВОЙНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ НА ГРАНИЦЕ ПЛАЗМА-РАСТВОР: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ**

Хлюстова А. В.

*ГБУН Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН*

Газовый разряд с жидким электролитным катодом отличается от классического разряда с металлическими электродами глубоким взаимным влиянием плазмы и раствора. Поток нейтральной компоненты из раствора существенно определяет свойства плазмы. В области фазового перехода плазма-раствор можно выделить две основные зоны – двойной электрический слой над поверхностью раствора и тонкий поверхностный слой раствора, свойства которого определяются интенсивной бомбардировкой. По электрофизическим параметрам тлеющий разряд с электролитным катодом можно рассматривать как нормальный тлеющий разряд. В этом случае, классическая теория тлеющего разряда позволяет оценить толщину катодной области (для известных значений катодного падения потенциала) и оценить режим движения ионов в этой области. Наши оценки показали, что толщина катодной области составляет около  $10^{-2}$  см. Режим движения ионов в этой области близок к свободному пробегу.

Из раствора в газовую фазу идет поток нейтральных и заряженных компонентов раствора, вызванных ионной бомбардировкой поверхности электролитного катода. Этот процесс аналогичен классическому катодному распылению и в условиях разряда с жидким катодом назван неравновесным массопереносом (испарением). Как показали экспериментальные данные, скорость неравновесного испарения возрастает в ходе газоразрядного воздействия, стремясь к постоянному значению. Рост тока приводит к нелинейному возрастанию скорости переноса растворителя.

Отличительной особенностью системы тлеющего разряда с жидким электролитным катодом и классическим разрядом пониженного давления с металлическими электродами является присутствие в эмиссионном спектре линий и полос, отвечающих атомам, имеющим своих предшественников в растворе в виде ионов. Было отмечено, что появление излучение атома металла, водный раствор соли которого используется в качестве катода, имеет пороговый характер. При малых токах разрядов свечение атом металла регистрируется только в приповерхностном слое, а при токе, превышающем пороговую величину, излучение металла начинает распространяться на весь положительный столб разряда.

Оценки энерговыделения в тонком поверхностном слое раствора показали, что состояние раствора можно охарактеризовать как неравновесное сверхкритическое. Известно, что для критического и сверхкритического состояния вещества характерно наличие больших флуктуаций плотности, кластеризации вещества. Сопоставление спектральных данных и скоростей неравновесного испарения позволило предложить механизм переноса компонентов раствора в газовую фазу. В области малых токов перенос компонентов раствора происходит в молекулярном виде, а в области больших токов – по кластерному механизму, что подтверждается уменьшением энергозатрат на перенос растворителя.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ КОАКСИАЛЬНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ИНЖЕКТОРОВ

В.В. Кузенов\*, М.В. Кутырев, С.В. Рыжков

*МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, [svryzhkov@gmail.com](mailto:svryzhkov@gmail.com)*

*\*ИПМех им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия, [kuzenov@ipmnet.ru](mailto:kuzenov@ipmnet.ru)*

В работе приводятся отдельные результаты экспериментальных и расчетно-теоретических исследований коаксиальных импульсных плазменных инжекторов различных видов. К ним относятся система коаксиальных капиллярных и плазменных инжекторов типа магнито-плазменного компрессора (МПК). Такие плазменные инжекторы могут быть применены для разработки электротермохимической технологии увеличения кинетической энергии потока на основе управления электротермическим воспламенением твердого топлива. Кроме того устройства данного типа могут быть использованы для создания размыкающей (или замыкающей) плазменной перемычки. Коаксиальные плазменные инжекторы МПК имеют следующие электротехнические параметры: напряжение при заряде от 1 – 2 кВ, емкость батареи 5 – 10 мкф, период токовой синусоиды – 165 – 170 мкс. Коаксиальный инжектор типа МПК представляет собой профилированный цилиндрический канал (разрядная камера: диаметр 8 мм, длина 3 мм), который заканчивается коническим соплом Лавалья (диаметр критического сечения 3 мм). В выполненных экспериментальных исследованиях импульсная плазменная струя истекала в затопленное пространство, заполненное воздухом, который находится при нормальных условиях. При общем энерговкладе 10 Дж и частоте срабатывания 0,3 Гц плазменный инжектор практически не изменял свои электротехнические и плазмодинамические характеристики в течение  $10^5$  рабочих циклов.

Визуализация рабочего процесса инжектора типа МПК осуществлялась посредством интегральной съемки на цифровую фотокамеру CANON Power Shot A400 в видео режиме без предварительной синхронизации. Кадры, на которых была зарегистрирована плазменная импульсная струя, выбирались из общего видеоряда. Время выделения электрической энергии рабочей камере инжектора составляет менее 100 мкс. При этом важно отметить, что время экспозиции каждого кадра заметно больше, чем время протекания тока через электротехнический контур инжектора.

С помощью модели [1, 2], которая описывает плазмодинамические процессы, протекающие в коаксиальных плазменных инжекторах, выполнено двумерное численное исследование капиллярного плазменного инжектора, имеющего габариты 5-10 мм в диаметре, 15-50 мм в длину и энергию, запасаемую в емкостном накопителе, которая варьировалась в диапазоне 3 до 300 кДж. Для конвективной части уравнений Рейнольдса использована нелинейная квазимоноотонная разностная схема повышенного порядка точности, разработанная в работах [1, 2] и позволяющая достигнуть в пространственно гладкой части численного решения 7-ой порядок точности:

В выполненных исследованиях показано, что коаксиальные импульсные плазменные инжекторы различных типов формируют пространственно устойчивые нестационарные плазменные струи. Изучена динамика формирования импульсных плазменных струй, определены их пространственные и плазмодинамические характеристики. Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований РАН и Роскосмоса.

### Литература

- [1]. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. “Non-linear aspects in a model of laser-driven implosion”. Proc. IV Int. Conf. “Frontiers of Nonlinear Physics”, FNP 2010, p. 371-372.
- [2]. Кузенов В.В., Рыжков С.В. “Разработка математической модели облучения замагниченной плазменной мишени несколькими лазерными пучками”. Труды Восьмой Межд. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ’2010). М.: МАИ-ПРИНТ, 2010, с. 254 – 255.

## СИНТЕЗ НИТРИДА БОРА И ДИБОРИДА ТИТАНА С ПОМОЩЬЮ МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В Ti—В ПОРОШКЕ В АЗОТЕ

Г.М. Батанов, Н.К. Бережецкая, В.Д. Борзосеков, Е.А. Васильева, Л.Д. Исхакова\*,  
Л.В. Колик, Е.М. Кончечков, А.А. Летунов, Д.В. Малахов, Ф.О. Милович\*,  
Е.А. Образцова, Е.Д. Образцова, А.Е. Петров, К.А. Сарксян, Н.Н. Скворцова,  
В.Д. Степахин, Н.К. Харчев

ИОФ РАН, Москва, Россия, [sarksian@fpl.gpi.ru](mailto:sarksian@fpl.gpi.ru)

\*ИЦВО РАН, Москва, Россия

Микроволновый разряд инициировался в порошковой смеси Ti—В в атмосфере азота при интенсивности микроволнового излучения до  $8 \text{ кВт/см}^2$  (длина волны 4 мм, длительность импульса 1—4 мс). В отличие от [1,2], верхняя поверхность порошка оставалась открытой. Таким образом, протекание реакции Ti+В с синтезом нитрида бора и диборида титана происходило во всем объеме реактора [3] с осаждением продуктов реакции как на стенках цилиндра, так и на остальных участках реактора, включая верхнюю кварцевую пластину и верхний штуцер, через который прокачивался азот. Концентрация Ti в смеси составляла 10%, 20% и выше.

После нескольких серий импульсов брались пробы испарившегося и осевшего на стенках реактора вещества, и производился анализ его состава и структуры. Для анализа были использованы метод рамановской спектроскопии, метод микрорентгенофазного анализа (рентгеновский дифрактометр D8DISCOVER with GADDS, CuK $\alpha$ -излучение) и энергодисперсионного микроанализа (ЭДМА, СЭМ JSM5910-LV с аналитической системой INCA ENERGY), а также для получения фото структуры частиц была использована электронная микрофотография (JEOL 2100). Спектр излучения разряда в диапазоне 350—800 нм регистрировался с помощью спектрометра Avantes (Ava-Spec 3480).

По данным рентгенофазового анализа полученные образцы, напылённые как в верхней, так и в нижней части реактора, имеют сложный фазовый состав. Основными фазами в них являются диборид титана TiB<sub>2</sub> (гексагональный,  $a = 3,03 \text{ \AA}$ ,  $b = 3,23 \text{ \AA}$ , пр. гр. R6/mmm) и кубическая модификация оксида бора В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>. При этом фаза TiB<sub>2</sub> обнаружена в сферолитоподобных частицах микронных размеров.

Сферолитоподобные частицы диборида титана сформированы из частиц наноструктурных размеров, что иллюстрируются электронными микрофотографиями.

В меньшем количестве в образцах содержится гексагональный нитрид бора. Его образование установлено также спектроскопическими методами. На спектрограмме, полученной методом рамановской спектроскопии в выделенном интервале длин волн, видна яркая линия, соответствующая характерной длине волны для молекулы нитрид бора с гексагональной кристаллической структурой.

Установлен синтез нитрида бора и диборида титана, инициированный микроволновым разрядом в смеси порошка титана с бором в атмосфере азота.

### Литература

- [1]. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Косый И.А., Магунов А.Н., Физика плазмы, 2006, Т.32, №6, С.571...576.
- [2]. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Косый И.А., Магунов А.Н., Физика плазмы, 2008, Т.34, №4, С.361...366.
- [3]. Степахин В.Д., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К. и др., XL Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 11—15 февраля 2013.

## МОДУЛЯЦИОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ЗАПЫЛЕННОЙ ИОНОСФЕРЕ

С.И. Копнин, С.И. Попель

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт динамики геосфер РАН*

Рассмотрено возбуждение неоднородностей концентрации в запыленной ионосферной плазме в результате развития модуляционной неустойчивости электромагнитных волн. Показано, что механизм модуляционного возбуждения неоднородностей в ионосфере наиболее эффективен в ситуации, когда развитие модуляционной неустойчивости обусловлено возбуждением низкочастотных возмущений, связанных с пылевым звуком. Именно этот случай и рассматривается в данной работе. Модуляционное возбуждение других типов низкочастотных возмущений, например, связанных с ионным звуком, подавлено из-за амбиполярной диффузии. Удастся выделить ряд взаимосвязанных процессов, сопровождающих модуляционное взаимодействие электромагнитных волн в рассматриваемой ситуации. Среди них возбуждение наблюдаемых радишумов ионосферы, наблюдаемых на поверхности Земли во время метеорных потоков Леониды, Ориониды, Геминиды и Персеиды, генерация инфразвуковых колебаний, а также формирование на высотах 110–120 км акустико–гравитационных вихревых структур [1]. Модуляционное взаимодействие при этом приводит также к образованию неоднородностей концентрации ионосферной плазмы. Проведен анализ свойств указанных неоднородностей. Показано, в частности, что характерные размеры таких неоднородностей составляют несколько сантиметров. Проведено обсуждение результатов с точки зрения объяснения данных наблюдений в ионосфере.

Работа выполнена по Программе № 22 фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы».

### Литература

- [1]. [1] *Kopnin S.I. et al. Phenomena Associated with Complex (Dusty) Plasmas in the Ionosphere During High-Speed Meteor Showers // Phys. Plasmas. 2009. V. 16, No. 6. P. 063705, 7 pages.*



## **О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЯЕМОГО ДРОБЛЕНИЯ МИКРОЧАСТИЦ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫМИ МЕТОДАМИ**

Т.И. Морозова, С.И. Копнин, С.И. Попель

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт динамики  
геосфер РАН*

В настоящее время в связи с истощением богатых месторождений в процессе добычи руд и производства благородных металлов все большее значение приобретает вопрос о повышении эффективности разработки менее богатых месторождений и переработки рудных отвалов и хвостохранилищ, содержащих определенное количество благородных металлов в виде тонковкрапленных фракций. Извлечение вкрапленных металлов из таких фракций, размеры которых не превышают 100 мкм, является весьма сложной проблемой [1]. Для решения этой проблемы обсуждается метод дробления микрочастиц в плазменно-пылевых процессах. Метод включает достижение аномально высоких зарядов пылевых частиц, при которых начинается их разрушение. Предлагается принципиальная схема установки, включающей в себя вакуумную камеру, из которой предварительно откачано вещество, и в которую осуществляется впрыскивание (посредством диспенсера) мелкодисперсных частиц. Стенки вакуумной камеры предполагаются прозрачными для жесткого электромагнитного излучения, которое создается источником излучения высокой интенсивности. Частицы седиментируют в камере под действием силы тяжести и облучаются жесткими фотонами, которые выбивают электроны с поверхности мелкодисперсных частиц. В результате образуется плазма, состоящая из электронов и положительно заряженных мелкодисперсных частиц. Рассмотрен пример, когда частицы заряжаются в поле синхротронного излучения, образованного на установке ВЭПП-3, созданной в Институте ядерной физики им. Будкера СО РАН и используемой, в частности, для изучения структуры вещества. Технологическое применение разрушения частиц может быть связано с разделением полиминеральных частиц на нано- и микромасштабные мономинеральные фракции, что представляет практический интерес с точки зрения повышения эффективности разработки рудных месторождений и переработки рудных отвалов и хвостохранилищ, содержащих определенное количество благородных металлов в виде тонковкрапленных фракций.

Работа выполнена по Программе № 5 фундаментальных исследований ОНЗ РАН «Наночастицы: условия образования, методы анализа и извлечения из минерального сырья».

### **Литература**

- [1]. Адушкин В.В., Андреев С.Н., Попель С.И. Кавитационное выделение нано- и микромасштабных мономинеральных фракций из полиминеральных микрочастиц // Геология рудных месторождений. – 2007. – Т. 49, № 3. – С. 227–234.

## О ДРЕЙФЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗЕ В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Р.И. Голятина, С.К. Коданова\*, С.А. Майоров, Т.С. Рамазанов\*

*Институт общей физики РАН, Москва, Россия, [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)*

*\*НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан, [kodanova@mail.ru](mailto:kodanova@mail.ru)*

В настоящей работе рассмотрен дрейф электронов в электрическом поле, которое представляет собой периодические возмущения степенного характера:  $E(x) = E_0 \{x/L\}^n / (n+1)$ . Здесь  $L$  – период,  $\{x\}$  – дробная часть числа  $x$ ,  $\{x\} = x - [x]$ ,  $[x]$  – целая часть числа  $x$ . При дрейфе электроны приобретают энергию за счет джоулева нагрева  $Q_{EW} = eEW$ ,  $e$  – заряд электрона,  $E$  – напряженность электрического поля,  $W$  – скорость дрейфа. Приобретаемая энергия теряется в упругих столкновениях с атомами, затрачивается на возбуждение атомных уровней и ионизацию:  $Q_{EW} = Q_{ea} + Q_{ex} + Q_{ion}$ .

В Табл. приведены результаты расчетов методом Монте-Карло [1] характеристик дрейфа электрона в неоне при температуре 298 К, приведенной средней напряженности электрического поля  $E/N = 10$  Тд : скорость дрейфа  $W$ , средняя энергия  $\langle \varepsilon \rangle$ , доля энерговыклада, пошедшая на возбуждение **100%**  $Q_{ex}/Q_{EW}$  и ионизацию, **100%**  $Q_{ion}/Q_{EW}$ . В качестве меры неоднородности приведена дисперсия  $\delta^2$ , нормированная на величину среднего поля:  $\delta^2 = \left[ \langle E^2(x) \rangle - \langle E(x) \rangle^2 \right] / \langle E^2(x) \rangle$

| No        | Характеристики поля |              | Характеристики дрейфа |                                   |                     |                      |
|-----------|---------------------|--------------|-----------------------|-----------------------------------|---------------------|----------------------|
|           | $n$                 | $\delta^2$   | $W, km/s$             | $\langle \varepsilon \rangle, eV$ | $Q_{ex}/Q_{EW}, \%$ | $Q_{ion}/Q_{EW}, \%$ |
| <b>1</b>  | <b>0</b>            | <b>0</b>     | <b>19.7</b>           | <b>7.75</b>                       | <b>79.3</b>         | <b>1.7</b>           |
| <b>2</b>  | <b>1</b>            | <b>1/3</b>   | <b>19.4</b>           | <b>7.54</b>                       | <b>78.6</b>         | <b>2.8</b>           |
| <b>5</b>  | <b>2</b>            | <b>9/5</b>   | <b>18.7</b>           | <b>7.21</b>                       | <b>77.9</b>         | <b>4.3</b>           |
| <b>7</b>  | <b>3</b>            | <b>16/7</b>  | <b>18.3</b>           | <b>6.94</b>                       | <b>77.1</b>         | <b>5.8</b>           |
| <b>9</b>  | <b>4</b>            | <b>25/9</b>  | <b>17.9</b>           | <b>6.71</b>                       | <b>76.6</b>         | <b>6.9</b>           |
| <b>11</b> | <b>5</b>            | <b>36/11</b> | <b>17.5</b>           | <b>6.53</b>                       | <b>76.3</b>         | <b>7.8</b>           |

Проведено сравнение функций распределения электронов по энергии с распределениями Максвелла, Дривестейна, а также с приближением неограниченного стока (трубопроводная модель) [2]. Из анализа результатов расчетов следует, что:

- даже значительные пространственные флуктуации поля не приводят к большому изменению средних характеристик дрейфа скорости дрейфа и средней энергии;
- наибольшее влияние увеличение дисперсии поля оказывает на скорость ионизации, имеет место значительное увеличение частоты ионизации и доли энергии, идущей на ионизацию;
- пространственная неоднородность поля может приводить к максвеллизации электронов в условиях тлеющего таунсендовского разряда, что составляет предмет давно известного и широко обсуждаемого парадокса Ленгмюра [2].

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8392 от 24 августа 2012 г. «Образование структур и стохастизация в плазме».

### Литература

- [1]. Голятина Р.И., Майоров С.А., Прикладная физика, 2011, №5, 22.  
 [2]. Цендин Л., УФН, 2010, **133**, вып. 4, 948.

## КИНЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОГО СЛОЯ ПЛАЗМЫ ХОЛЛОВСКОГО ДВИГАТЕЛЯ

Кравченко Д.А.

ФГУП ГНЦ «Центр Келдыша», Москва, РФ, [dmitry1204@gmail.com](mailto:dmitry1204@gmail.com)

При взаимодействии плазмы холловского двигателя с поверхностью диэлектрических изоляционных колец протекает ряд процессов, оказывающих влияние на работу двигателя в целом. Отражение электронов от поверхности и эмиссия вторичных электронов обуславливают процесс пристеночного транспорта электронов к аноду, интенсивность которого зависит от локальных параметров плазмы, свойств материала изоляторов и структуры пристеночного слоя плазмы [1]. Также при взаимодействии с пристеночным слоем происходит изменение функции распределения электронов по скоростям [2]. Эти факторы оказывают существенное влияние на структуру разряда в холловском двигателе и на такие параметры, как тяга и удельный импульс. Также падение потенциала в пристеночном слое оказывает влияние на скорости ионов, бомбардирующих поверхность, и интенсивность эрозии изоляционных колец [3]. Понимание физических процессов, протекающих в пристеночном слое плазмы, очень важно создания новых и совершенствования существующих холловских двигателей.

Для детального исследования физики процессов, протекающих в пристеночном слое создана нестационарная двухмерная кинетическая модель. Динамика плазмы в пристеночной области моделируется методом «частица на сетке» (Particle-In-Cell). В данной модели учитывается влияние наклона силовых линий магнитного поля, шероховатость поверхности материала и процессы вторичной электрон-электронной эмиссии.

В работе проводится исследование влияния различных параметров на структуру пристеночного слоя и распределение потенциала в пристеночной области. Исследуется влияние пристеночных слоев различной структуры на функцию распределения электронов по скоростям и процесс пристеночной проводимости.

### Литература

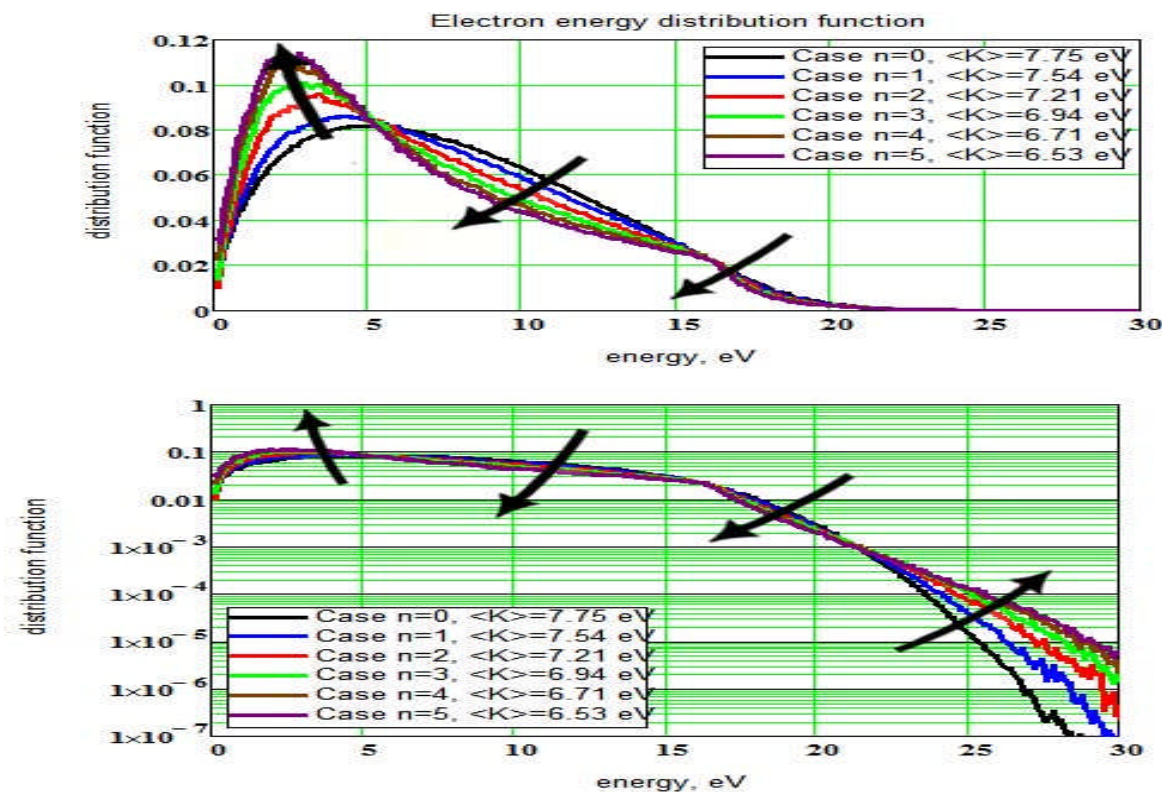
- [1]. А. И. Морозов Эффект пристеночной проводимости в хорошо замагниченной плазме — ПМТФ, 1968, No3
- [2]. L. Jolivet, J.-F. Roussel Effects of the Secondary Electron on the Sheath Phenomenon in a Hall Thruster – In 3 rd Int. Conference on Spacecraft Propulsion, Cannes, ESA/CNES, 2000
- [3]. В.В. Абашкин, М.Б. Беликов, О.А. Горшков, А.С. Ловцов, И.Н. Храпач Исследование влияния материала стенок разрядного канала на ресурсные характеристики двигателя с высоким удельным импульсом – EUCASS, Версаль, Франция, 06-09 июня 2009

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИИ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА – ПАРАДОКС ЛЕНГМЮРА

С.А. Майоров

Институт общей физики РАН, Москва, Россия, [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)

В настоящей работе рассмотрен дрейф электронов в электрическом поле, которое представляет собой периодические возмущения степенного характера [1]. При дрейфе электрон приобретает энергию за счет джоулева нагрева и теряет в упругих столкновениях с атомами, затрачивает на возбуждение атомных уровней и ионизацию.



На рис. представлены функции распределения электронов по энергии при дрейфе в периодическом электрическом поле ( $E/N = 10$  Тд, неон, период поля 4 см, напряженность поля 4 В/см). Разные кривые соответствуют различным значениям показателя степени неоднородности поля. Стрелки указывают направление изменения функций при увеличении флуктуаций поля.

Сравнение рассчитанных методом Монте Карло функций распределения электронов по энергии с распределением Максвелла показывает, что при большой неоднородности периодического поля имеется очень хорошее согласие. Т.е. из результатов моделирования следует, что пространственная неоднородность поля может приводить к максвеллизации электронов в условиях тлеющего таунсендовского разряда. Это явление максвеллизации электронов при низких давлениях газа составляет предмет давно известного и широко обсуждаемого парадокса Ленгмюра [2].

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8392 от 24 августа 2012 г. «Образование структур и стохастизация в плазме».

### Литература

- [1]. Майоров С.А., Краткие сообщения по физике ФИАН, 2013, в печати.
- [2]. Цендин Л., УФН, 2010, **133**, вып. 4, 948.

## ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАСТВОРОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЛЕЮЩЕГО И ПОДВОДНЫХ РАЗРЯДОВ

Кузьмичева Л.А., Титова Ю.В.

*Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, 153045 Иваново, ул. Академическая, д. 1., [jvt@isc-ras.ru](mailto:jvt@isc-ras.ru)*

Электрические разряды, воздействующие на водные растворы электролитов, позволяют реализовать многие технологические процессы, такие как стерилизация растворов, материалов и предметов медицинского назначения, очистка воды от органических примесей, модификация поверхности полимерных материалов.

В данной работе исследовалось изменение физико-химических характеристик (кислотность и электропроводность) растворов при воздействии тлеющего разряда атмосферного давления с электролитным электродом и подводных электрических разрядов – диафрагменного и «торцевого», а также генерация активных окислительных агентов, таких как пероксид водорода.

При воздействии тлеющего разряда атмосферного давления наблюдается изменение кислотности и электропроводности обрабатываемых растворов электролитов. Показано, что при обработке дистиллированной воды тлеющим разрядом кислотность раствора увеличивается до  $\text{pH} = 2$ . При этом наблюдается рост электропроводности раствора, что объясняется образованием в зоне плазмы оксидов азота и их дальнейшим растворением в жидкой фазе. С одной стороны образование азотной кислоты способствует протеканию окислительных реакций в растворе, с другой стороны делает данную плазменно-растворную систему малоприспособленной для процессов очистки воды.

Преимуществом подводных электрических разрядов является совместное действие ударной волны с действием активными окислительными частицами (гидроксил-радикалов и пероксида водорода). Поскольку подводные разряды зажигаются в объеме электролита, не происходит образования оксидов азота из воздуха (кроме воздуха, растворенного в жидкой фазе). Изменение  $\text{pH}$  растворов, обработанных подводными электрическими разрядами не превышает 0.5. Соответственно не наблюдается существенного изменения электропроводности растворов (не более 0.1 мСм/см). Это делает подводные разряды перспективными для процессов очистки и стерилизации воды и водных растворов.

Кинетика генерации пероксида водорода как одного из активных окислительных частиц исследовалась спектральным методом ( $\lambda$ -254 нм) и методом йодометрического титрования по стандартной методике с добавлением молибдата аммония в качестве селективного катализатора реакции иодид-иона с  $\text{H}_2\text{O}_2$ . Показано, что при прочих равных условиях (ток разряда, объем и концентрация электролита, материал электродов, время плазменной обработки) накопление  $\text{H}_2\text{O}_2$  в растворе под действием тлеющего разряда выше, чем под действием подводных разрядов на ~30 %.

## СПЕКТРОСКОПИЯ СВЧ РАЗРЯДА В ЖИДКИХ C7-C16 УГЛЕВОДОРОДАХ

В.С. Константинов, Ю.А. Лебедев, В.А. Шахатов, И. Л. Эпштейн, Е.В. Юсупова

*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН*

Недавние исследования показали, что СВЧ разряд может быть использован для разложения жидкого *n*-гептана [1]. Система четвертьволновых антенн использовалась для зажигания разряда в жидкости, а в качестве источника СВЧ энергии применялась СВЧ печь. В [2] приведены первые результаты по исследованию разложения *n*-гептана.

В этой статье приведены первые результаты по спектроскопии плазмы углеводородов C7-C16 (*n*-гептан, изооктан, декан, цетан) в СВЧ разряде в жидкости. Экспериментальная установка состояла из металлической камеры, соединенной посредством прямоугольных волноводов с тремя магнетронами (3x500 Вт, 2.45 ГГц). Волноводы имели различную ориентацию друг относительно друга, чтобы предотвратить повреждение одного магнетрона излучением других. Представлены результаты расчетов структуры СВЧ поля в камере. Эксперименты проводились с использованием одного магнетрона. Два типа антенных узлов использовались для создания плазмы. Первый из них состоит из трех полуволновых антенн (1.5 мм диам., медная проволока) расположенных параллельно металлической пластине (см. [2, 3]). Антенны были смонтированы на тефлоновом держателе на расстоянии 1 см от металлической пластины. Длина антенн выбиралась в соответствии с диэлектрической проницаемостью углеводородов. Второй антенный узел был аналогичен использованному в [1]. Антенные узлы располагались на дне реактора из термостойкого стекла, заполненного жидким углеводородом. Антенны были полностью погружены в жидкость. Газовый объем над уровнем жидкости эвакуировался аргоном. Для регистрации спектров в диапазоне длин волн 200-700 нм использовался спектрограф AvaSpec 2048. В спектроскопических экспериментах использовалась вторая конструкция антенного узла.

Первые эксперименты с *n*-гептаном показали, что СВЧ разряд является эффективным способом для его разложения с образованием водорода и черной твердой фазы. Спектры плазмы в углеводородах C7-C16 оказались подобными и содержащими, в основном полосы Свана. Разработана модель для анализа излучения полос Свана.

### Литература

- [1]. Nomura S., Toyota H., Mukasa S., Yamashita H., Maehara T., Kawashima A.. J. Appl. Phys, 2009, **106**, 073306.
- [2]. Buravtsev N.N., Konstantinov V.S., Lebedev Yu.A., Mavlyudov T.B. Book of Abstracts VIII Int. Workshop on Microwave Discharges: Fundamentals and Applications, Zvenogorod, September 10-14, 2012, p.26. Moscow: PLASMAIOFAN Co, Ltd. Science&Technology Center
- [3]. Alexandrov K.V., Volkov A.A., Grachov L. P., Esakov I. I., Severinov L. G. Techn. Phys. 2010, **81**, No 3, 35



## ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА И ФОРМИРОВАНИЕ ТОКОВОГО ШНУРА

А.Э. Медведев

*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия, [medvedev@laser.nsc.ru](mailto:medvedev@laser.nsc.ru)*

Несмотря на то, что история изучения плазмы начинается с исследований газового разряда, к настоящему времени не известны работы, где бы детально рассматривался вопрос о поляризации плазмы в статическом электрическом поле. Почти сто лет назад было замечено [1] (стр. 25), что при протекании электрического тока через ионизированный газ, при условии, когда на его границах образуется достаточное количество заряженных частиц, электрическое поле в квазинейтральной части газового разряда может отсутствовать. Такие условия характерны для тлеющего разряда. Поле в плазме появляется только при наличии потерь заряженных частиц в объёме, что легко видеть из полученного в [2] выражения для величины электрического поля. Пространственный заряд приэлектродных слоёв тлеющего разряда определяет вектор поляризации плазмы, который складываясь с вектором поля электродов, нивелирует действие последнего в объёме. В результате в области наибольшей концентрации плазмы, при выходе из отрицательного свечения и в начале формирования Фарадеева тёмного пространства результирующее электрическое поле близко к нулевому значению, что и определяет величину вектора поляризации. Таким образом, как и диэлектрик с  $\epsilon > 1$  втягивается в зазор между пластинами конденсатора, так и на токовый шнур действует сила давления электрического поля направленная к оси разряда. В другую сторону, от оси, направлена сила теплового давления плазмы, а равенство этих сил может определять граничное условие для стенки токового шнура.

В [3] показано, что начиная со средних давлений (порядка 100 Торр и выше) перенос плазмы за счёт действия электрического поля сравним и может превышать перенос обусловленный амбиполярной диффузией. На основе решения уравнения переноса плазмы полученного в [3], проведён анализ экспериментальных работ [4, 5] по тлеющему разряду атмосферного давления в аргоне, гелии, азоте, водороде и воздухе. Для сечения токового шнура получено диффузионное решение с ударно-радиационной рекомбинацией заряженных частиц и отмеченными выше граничными условиями. Результаты по оценке диаметра токового шнура удовлетворительно согласуются с экспериментом.

### Литература

- [1]. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Т. II, Свойства газовых разрядов. Технические применения. М.-Л.: ОНТИ-НКТП, 1936.
- [2]. Акишев Ю.С., Высикайло Ф.И., Напартович А.П., Пономаренко В.В. // ТВТ. 1980. Т. 18. С. 266.
- [3]. Медведев А. Э. // Известия Вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 4. С. 44.
- [4]. Arkhipenko V.I., Kirillov A.A., Callegari T. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 740, P. 1297.
- [5]. Staack D., Farouk B., Gutsol A., and Fridman A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008 V. 17. P. 025013.



## НЕКВАЗИНЕЙТРАЛЬНЫЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ТОКОВЫЕ ФИЛАМЕНТЫ КАК ИСТОЧНИК ВСПЫШЕК ГАММА - ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ КАНАЛА МОЛНИИ

А.В. Гордеев, Т.В. Лосева\*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия, [gordeev@dap.kiae.ru](mailto:gordeev@dap.kiae.ru)

\*Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия, [losseva@idg.chph.ras.ru](mailto:losseva@idg.chph.ras.ru)

Последние данные наблюдений [1-3] показали наличие вспышек гамма-излучения с энергией от 300 кэВ до 5 МэВ из канала молнии, что противоречит общепринятой концепции молнии [4]. Ранее в работах [5, 6] была показана возможность вспышек гамма-излучения, вызванного дрейфом электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях в релятивистских токовых филаментах. Возникновение токового филамента происходит в результате распространения тока в канале, в котором индукционное электрическое поле и магнитное сжатие ионов и электронов в радиальном направлении приводят к образованию неквазинейтрального электронного филамента с характерным радиусом порядка  $r_0 \sim c/\omega_{pe}$ .

В этом случае филамент формируется на временном масштабе  $\tau \sim 10^{13} (I[A])^{-1} \sqrt{m_i/n_e}$ , где  $I[A]$ - ток в амперах. Существенно, что для такого электронного токового филамента не нужны никакие внешние источники электронов. Исследована устойчивость филамента и проведено численное моделирование процесса его образования в рамках модели [5, 6]. В работе [6] рассмотрены токовые филаменты с нулевым полным током, в которых возникает гамма-излучение в очень широком диапазоне энергий. Например, филаменты с нулевым полным током могут испускать фотоны с энергиями  $\hbar\omega$  вплоть до 10 МэВ для величины тока в несколько десятков кА. Трансформация электронного филамента с однонаправленным током в квазиравновесный филамент с полным током, равным нулю, может происходить за счет быстрого изменения магнитного поля, что приводит к генерации противоположно направленного электронного тока в результате появления индукционного электрического поля на периферии.

### Литература

- [1]. Dwyer J.R. // Journal of Geophysical Research. 2008, v. 113, D10103.
- [2]. Dwyer J.R. // Journal of Geophysical Research. 2012, v. 117, A02308.
- [3]. Rakov V.A., Mallick S. and Dwyer J.R. // The Thunderstorms and Elementary Particle Acceleration Conference (TEPA-2012), Moscow, 5-11 July, 2012. Book of Abstracts, p. 37.
- [4]. Bazelyan E.M. and Raizer Y.P. Lightning Physics and Lightning Protection. London, 2000.
- [5]. Gordeev A.V. and Losseva T.V. // In: Plasma 2005, AIP Conference Proceedings, 812, p.381.
- [6]. Гордеев А.В., Лосева Т.В. // Физика плазмы. 2009, том 35, № 2, с.141.

## О ВЛИЯНИИ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗА В ДЛИННЫХ ТРУБКАХ

А.В. Недоспасов, Н.В. Ненова

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия, [a-nedospasov@yandex.ru](mailto:a-nedospasov@yandex.ru)

Обсуждаются явления в волнах ионизации при скоростях нарастания напряжения на электроде  $10^5 \dots 10^7$  В/с в продольном магнитном поле. В длинных трубках электрический пробой осуществляется нелинейной двумерной ионизирующей газ волной, распространяющейся вдоль трубки и заряжающей распределенную электрическую емкость стенок. Из экспериментов известно, что магнитное поле не влияет на скорость движения волны даже в условиях сильной замагниченности, когда поперечная подвижность электронов уменьшается на несколько порядков величины.

Если движущийся фронт ионизации является единственным источником плазмы, то скорость движения фронта волны не зависит от магнитного поля потому, что электропроводность образовавшегося столба плазмы пропорциональна электрическому заряду стенки в процессе пробоя.

Для отрицательной волны среднее число ионизаций одним электроном до его попадания на стенку в зоне ионизирующего скачка потенциала ( $Z_-$ ) равно отношению скорости фронта к продольной скорости дрейфа электронов и также не зависит от напряженности магнитного поля. Слабое влияние магнитного поля на радиальный ток, по мнению авторов, связано с нарушением осевой симметрии параметров разряда во фронте ионизации. Причиной такого нарушения, например может быть ионизационная неустойчивость разряда в скрещенных **E**, **B** полях.

Выполнены расчеты зависимости  $Z_-$  от давления газа в гелии по данным работы [1].

### Литература

- [1]. Недоспасов А. В., Садыхзаде Г. М., Эфендиев К. Н, ТВТ 21, 1062 (1983).

## **ИЗМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ СВОЙСТВ СОРБЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ, ОБРАБОТАННЫХ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ (ДБР)**

Гриневич В.А., Кувыкин Н.А., Любимов В.А.

*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия,  
[goodcar1@rambler.ru](mailto:goodcar1@rambler.ru)*

В современном мире экологическое состояние окружающей среды ухудшается вследствие большого количества различного рода твёрдых, жидких и газообразных промышленных отходов, поступающих в окружающую среду. На многих предприятиях в качестве универсального адсорбента применяются активированные угли (далее АУ). Рост объёмов применения АУ вызывает необходимость повышения эффективности их использования, в т.ч. за счет внедрения и разработки совершенно новых способов их регенерации.

Целью данной работы являлось исследование возможности восстановления сорбционных свойств отработанного АУ (марки БАУ – А) путем обработки материала в низкотемпературной плазме диэлектрического барьерного разряда (ДБР).

В исследовании использовалась установка, основным элементом которой служил плазмохимический реактор с вертикально расположенными электродами. Барьерный разряд возбуждался от высоковольтного трансформатора при частоте тока 50 Гц и величине приложенного к электродам напряжения 10 – 25 кВ. Конструкция ректора позволяла изменять влажность и расход плазмообразующей среды (воздух), путем введения в нее паров воды и увеличения объемного расхода соответственно.

Проведенные эксперименты позволили получить зависимости изменения сорбционной активности АУ (по метиленовому голубому) от расхода плазмообразующей среды. Установлено что снижение объемов подачи воздуха в реактор увеличивает рост сорбционной активности угля от паспортных величин 37 мг/л до максимальных 50 мг/г, достигнутых при полном прекращении поступления газа-носителя в разрядную зону. Анализ пористой структуры сорбента с помощью металлографического измерительного микроскопа Olympus показал, что при подаче воздуха происходит обгар частиц, что приводит к закрытию микропор. Изменение влажности газа-носителя, подаваемого в разрядную зону реактора, значительно влияло на динамику изменения свойств сорбента, обрабатываемого в ДБР. В определенный момент было зафиксировано увеличение активности АУ до 86,3 мг/г (по метиленовому голубому). Дальнейшее увеличение объема вводимой в ячейку воды привело к снижению активности угля, что вызвано накоплением на поверхности АУ воды, снижающей эффективность взаимодействия активных частиц плазмы с поверхностью сорбента.

Задача дальнейшей серии экспериментов заключалась в проведении дополнительных исследований по изучению изменения активности загрязненных углей, прошедших обработку в низкотемпературной плазме с целью выявления изменения сорбционных свойств продукта. Для этого исходный активированный уголь загрязнялся минеральным моторным маслом, причем содержание углеводов варьировалось от 40 до 80 мг/г сорбента.

Обрабатывая маслосодержащий сорбент в ДБР без паров воды было установлено, с увеличением времени и ростом концентрации органического загрязнителя в АУ, сорбционная ёмкость с течением обработки уменьшается и падает до нуля. То есть при значительном времени обработки происходит полностью закрытие пор, вероятно из-за осмоления или полимеризации моторного масла. Введение в зону разряда паров воды позволило полностью восстановить первоначальные свойства АУ, по отдельным показателям, даже улучшив их. Проведённые анализы позволяют утверждать, что применение плазменных технологий для активации углей в различных отраслях даст существенный экономический и экологический эффект.



## НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА В НАДПРОБОЙНОМ ПОЛЕ

А.В. Агафонов, В.А. Богаченков, А.В. Огинов, А.А. Родионов, К.В. Шпаков

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ, [oginov@lebedev.ru](mailto:oginov@lebedev.ru)*

Данные о формировании пучка убегающих электронов в атмосферном разряде со средним электрическим полем ниже пробойного ( $E_0 < 30$  кВ) в разрядном промежутке  $\sim 1$  м, полученные на лабораторной установке, подтверждаются генерацией тормозного излучения в начальной фазе разряда без внешнего иницирующего пучка [1]. В экспериментах были также получены данные о динамике образования стримеров, их структуре и генерации тормозного излучения в стримерной зоне разряда [4]. С другой стороны, в лабораторных условиях получено усиление убегающих электронов (лавина) в воздухе в сильном поле 200-300 кВ/см [5]. В наших условиях создание поля такой напряженности ограничивает доступный разрядный промежуток до единиц сантиметров. Требуемые при этом скорости нарастания напряжения лежат в пикосекундном диапазоне, пикосекундными же оказываются и пучки убегающих электронов. Столь короткие времена развития процессов в сильном поле приводят к смешению обычного пробоя и пробоя на убегающих электронах. Кроме того, поскольку в сильном поле любой электрон становится убегающим, возникает вопрос о применимости результатов к ПУЭ в слабом поле, где затравочный электрон должен иметь энергию выше порога убегания. Эффекты убегания в сильном поле имеют прямое отношение к генерации излучений на концах стримеров [4].

В работе представлены результаты эксперимента в промежуточной области по напряженности электрического поля ( $\sim 45$  кВ/см) и протяженности лавины ( $\sim 25$  см). С одной стороны временной масштаб достаточен для раздельной регистрации пробойных явлений. С другой, – для данного электрического поля ещё требуется иницирующий электронный пучок (энергии тепловых электронов недостаточно).

Для создания отмеченных выше условий формирования разряда в промежутке 0,25-0,5 м применяется связка из двух маслonaполненных, экранированных от собственных излучений генераторов импульсных напряжений (ГИН). Основной ГИН с выходным напряжением до 1,2 МВ и фронтом нарастания 150-200 нс включен последовательно с быстрым (триггерующим) ГИном с выходным напряжением до 350 кВ и фронтом нарастания 15-20 нс. Оба ГИНа обеспечивают ток разряда до 12 кА. Согласованное во времени включение ГИНов обеспечивает требуемые параметры распределения электрического поля (не менее 45 кВ/см на протяжении 25 см). Иницирующий пучок электронов длительностью 5-10 нс генерируется импульсной электронной пушкой с бериллиевым окном в катодном узле разрядного промежутка [5].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (10-08-01283).

### Литература

- [1]. Огинов А.В., Чайковский С.А., Богаченков В.А., Шпаков К.В. Научная сессия МИФИ-2010, Сборник научных трудов. Т. II, М., 2010, с. 92-95.
- [2]. A.V.Oginov, K.V.Shpakov, E.V.Oreshkin, S.A.Chaikovsky. Uzhhorod University Scientific Herald. Series Physics. Issue 29. – 2011, pp. 264-269.
- [3]. A. V. Agafonov, A. V. Oginov, and K. V. Shpakov. Physics of Particles and Nuclei Letters, 2012, Vol. 9, No. 4–5, pp. 380–383.
- [4]. E. V. Oreshkin, S. A. Barendolts, S. A. Chaikovsky, A. V. Oginov, K. V. Shpakov et al. Phys. Plasmas 19, 013108 (2012); doi: 10.1063/1.3677267
- [5]. A.V. Gurevich, G.A. Mesyats, K. P. Zybin, M.I. Yalandin, A.G. Reutova, V.G. Shpak, S.A. Shunailov. PRL 109, 085002 (2012), pp. 085002-1-4.
- [6]. В. А. Богаченков, А. В. Огинов, С. А. Чайковский, К. В. Шпаков. Вестник НИЯУ “МИФИ”, 2012, том 1, № 2, с. 133–138.

## НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА В НАДПРОБОЙНОМ ПОЛЕ

А.В. Агафонов, В.А. Богаченков, А.В. Огинов, А.А. Родионов, К.В. Шпаков

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ, [oginov@lebedev.ru](mailto:oginov@lebedev.ru)*

Данные о формировании пучка убегающих электронов в атмосферном разряде со средним электрическим полем ниже пробойного ( $E_0 < 30$  кВ) в разрядном промежутке  $\sim 1$  м, полученные на лабораторной установке, подтверждаются генерацией тормозного излучения в начальной фазе разряда без внешнего иницирующего пучка [1]. В экспериментах были также получены данные о динамике образования стримеров, их структуре и генерации тормозного излучения в стримерной зоне разряда [4]. С другой стороны, в лабораторных условиях получено усиление убегающих электронов (лавина) в воздухе в сильном поле 200-300 кВ/см [5]. В наших условиях создание поля такой напряженности ограничивает доступный разрядный промежуток до единиц сантиметров. Требуемые при этом скорости нарастания напряжения лежат в пикосекундном диапазоне, пикосекундными же оказываются и пучки убегающих электронов. Столь короткие времена развития процессов в сильном поле приводят к смешению обычного пробоя и пробоя на убегающих электронах. Кроме того, поскольку в сильном поле любой электрон становится убегающим, возникает вопрос о применимости результатов к ПУЭ в слабом поле, где затравочный электрон должен иметь энергию выше порога убегания. Эффекты убегания в сильном поле имеют прямое отношение к генерации излучений на концах стримеров [4].

В работе представлены результаты эксперимента в промежуточной области по напряженности электрического поля ( $\sim 45$  кВ/см) и протяженности лавины ( $\sim 25$  см). С одной стороны временной масштаб достаточен для раздельной регистрации пробойных явлений. С другой, – для данного электрического поля ещё требуется иницирующий электронный пучок (энергии тепловых электронов недостаточно).

Для создания отмеченных выше условий формирования разряда в промежутке 0,25-0,5 м применяется связка из двух маслonaполненных, экранированных от собственных излучений генераторов импульсных напряжений (ГИН). Основной ГИН с выходным напряжением до 1,2 МВ и фронтом нарастания 150-200 нс включен последовательно с быстрым (триггерующим) ГИном с выходным напряжением до 350 кВ и фронтом нарастания 15-20 нс. Оба ГИНа обеспечивают ток разряда до 12 кА. Согласованное во времени включение ГИНов обеспечивает требуемые параметры распределения электрического поля (не менее 45 кВ/см на протяжении 25 см). Иницирующий пучок электронов длительностью 5-10 нс генерируется импульсной электронной пушкой с бериллиевым окном в катодном узле разрядного промежутка [5].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (10-08-01283).

### Литература

- [1]. Огинов А.В., Чайковский С.А., Богаченков В.А., Шпаков К.В. Научная сессия МИФИ-2010, Сборник научных трудов. Т. II, М., 2010, с. 92-95.
- [2]. A.V.Oginov, K.V.Shpakov, E.V.Oreshkin, S.A.Chaikovsky. Uzhhorod University Scientific Herald. Series Physics. Issue 29. – 2011, pp. 264-269.
- [3]. A. V. Agafonov, A. V. Oginov, and K. V. Shpakov. Physics of Particles and Nuclei Letters, 2012, Vol. 9, No. 4–5, pp. 380–383.
- [4]. E. V. Oreshkin, S. A. Barendolts, S. A. Chaikovsky, A. V. Oginov, K. V. Shpakov et al. Phys. Plasmas 19, 013108 (2012); doi: 10.1063/1.3677267
- [5]. A.V. Gurevich, G.A. Mesyats, K. P. Zybin, M.I. Yalandin, A.G. Reutova, V.G. Shpak, S.A. Shunailov. PRL 109, 085002 (2012), pp. 085002-1-4.
- [6]. В. А. Богаченков, А. В. Огинов, С. А. Чайковский, К. В. Шпаков. Вестник НИЯУ “МИФИ”, 2012, том 1, № 2, с. 133–138.



## О ФУНКЦИЯХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ И СВЯЗАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В РАВНОВЕСНОЙ КУЛОНОВСКОЙ СИСТЕМЕ

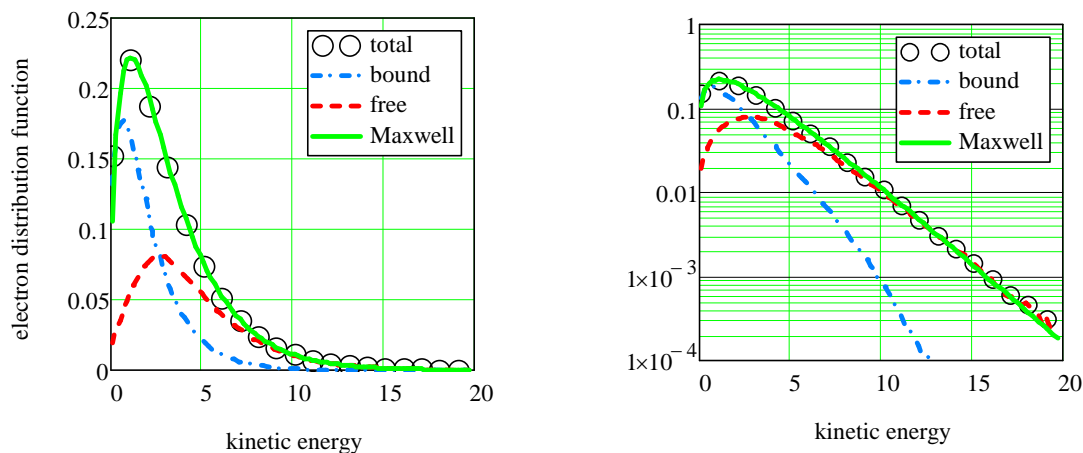
С.А. Майоров, А.Л. Хомкин\*

Институт общей физики РАН, Москва, Россия, [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)

\*ОИВТРАН, Москва, Россия, [alhomkin@mail.ru](mailto:alhomkin@mail.ru)

Рассмотрена система из одинакового числа разноименно заряженных частиц, в начальный момент времени неподвижных и распределенных равномерно внутри счетной ячейки. Положительно заряженные частицы (ионы) имеют бесконечную массу, т.е. во время расчета они неподвижны. Взаимодействие частиц полагалось равным взаимодействию взаимопроникаемых однородно заряженных сфер радиуса 0.2, соответственно глубина потенциальной ямы составляет 12. Все энергетические величины нормированы на характерную энергию взаимодействия на межчастичном расстоянии  $e^2 N^{1/3}$ . Методом молекулярной динамики [1, 2] рассчитывались траектории частиц и строились функции распределения электронов по кинетической энергии.

После начального периода, далекого от равновесного, система релаксировала к стационарному состоянию. Доля электронов с отрицательной полной энергией (bound electrons) составляла 0.54, со средней кинетической энергией 2.18, а доля электронов с положительной полной энергией составляла 0.46, их средняя кинетическая энергия – 4.21.



На графиках представлены функции распределения электронов по кинетической энергии: электронов с отрицательной полной энергией и положительной полной энергией. Для сравнения приведено распределение Максвелла со средней кинетической энергией всех электронов. С ним имеется очень хорошее согласие распределения всех электронов системы. Но распределения связанных и свободных электронов весьма сильно отличаются от максвелловского и между собой. У свободных электронов обедняется низкоэнергетическая часть распределения.

Анализ показал незначительное влияние на приведенный результат типа граничных условий (периодических или зеркально отражающих стенок куба) и числа частиц в системе.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8392 от 24 августа 2012 г. «Образование структур и стохастизация в плазме».

### Литература

- [1]. Майоров С.А., Ткачев А.Н., Яковленко С.А. УФН, 1994, **164**, вып. 3, 297.
- [2]. Майоров С.А. Физика плазмы, 2007, **33**, №7, 637.



## ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ДБР РАЗРЯДЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В КИСЛОРОДЕ С ЖИДКИМ ЭЛЕКТРОДОМ

Бобкова Е.С., Рыбкин В.В.

*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия  
Институт термодинамики и кинетики химических процессов, [rybkin@isuct.ru](mailto:rybkin@isuct.ru)*

В последнее время интересы исследователей привлекают разряды атмосферного давления, горящие либо над жидкостью, либо в ней. Обусловлено это разнообразными практическими приложениями таких систем. Это и модификация поверхности веществ, стерилизация растворов и инструментов, очистка воды от органических соединений. Для этих целей уже опробованы такие типы разрядов, как импульсный стримерный, скользящая дуга, электролиз тлеющим разрядом, диэлектрический барьерный разряд (ДБР) и другие. Управление процессами, протекающими в разрядах, и их оптимизация требуют знания характеристик электронного газа и в первую очередь, их функции распределения по энергиям (ФРЭЭ). Целью данной работы было получение таких данных для ДБР атмосферного давления в кислороде.

Схема экспериментальной установки описана нами в [1]. Реактор имел коаксиальную конструкцию. Наружная пирексовая трубка выполняла функции диэлектрического барьера. Внутренний металлический электрод был покрыт гидрофильным материалом, по которому в пленочном режиме стекал раствор. Высокое напряжение 50 Гц прикладывалось между барьером и внутренним электродом. Разряд горел в кольцевом зазоре между слоем воды и внутренней частью трубки. Изменялись волновые формы приложенного тока и напряжения при различных величинах напряжений. Вид этих функций показал, что разряд горит в диффузном режиме. На основе расчета эквивалентной цепи были определены активная составляющая тока, текущего через плазму и падение напряжения на ней, а также величина приведенной напряженности электрического поля  $E/N$ . Численное решение уравнения Больцмана для смеси  $O_2-H_2O$  позволило рассчитать ФРЭЭ и на ее основе временную эволюцию характеристик электронного газа, а также оценить влияние паров воды на эти параметры. Увеличение приложенного напряжения от 3.6 до 10.3 кВ (среднеквадратичное значение) приводило к росту среднеквадратичного тока от 0.2 до 0.6 мА, средней за период величины  $E/N$  от 25 до 50 Td, средней энергии электронов от 2.3 до 3 эВ, а концентрации электронов от  $2.2 \times 10^6$  до  $4.3 \times 10^6$  см<sup>-3</sup>. Увеличение содержания паров воды влияло на характеристики электронов до  $E/N \leq 60$  Td и приводило к снижению средней энергии электронов, скорости их дрейфа и констант скоростей процессов. Степень влияния зависела от пороговой энергии процесса. Для процессов с большими пороговыми энергиями степень влияния была больше. Расчеты показали, что корректное описание кинетики электронного газа требует правильного усреднения параметров электронов по периоду. Использование среднего за период значения  $E/N$  и расчеты на его основе характеристик электронов приводят к значениям, которые выше, чем средние значения, найденные по временной эволюции соответствующих параметров.

Работа была поддержана Федеральной целевой программой Научные и Научно-Педагогические кадры инновационной России (государственный контракт №14.В37.21.0763)

### Литература

- [1]. Bobkova E.S., Ivantsova N.A., Grinevich V.I., Rybkin V.V. // Plasma Chem Plasma Process. 2012. V. 32. N 1. P. 97-107

## ПОПЕРЕЧНАЯ ВОЛНА С ЗАХВАЧЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В НЕЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ.

А.И. Матвеев

*Южный федеральный университет, технологический институт, Таганрог, РФ,  
[ya.matveev.alexandr@yandex.ru](mailto:ya.matveev.alexandr@yandex.ru)*

Рассматривается трансформация необыкновенной поперечной волны, распространяющейся в плазме вдоль магнитного поля и «нагруженной» захваченными электронами, в циркулярно-поляризованную волну, которая может распространяться в плазме без магнитного поля с фазовой скоростью, меньшей скорости света. Известно, что для поперечных волн в незамагниченной плазме черенковский резонанс  $\omega = kV_z$ , где  $V_z$  – продольная скорость электронов, невозможен. Однако если в потенциальных ямах поперечной волны содержится очень малое, но конечное число электронов, то фазовая скорость волны уменьшается до скорости, меньшей скорости света [1, 2]. В приведенных работах не было указано, как возникают эти волны. Непосредственно возбуждать замедленную поперечную волну в плазме внешними источниками, как продольную волну, невозможно, так как она сильно затухает. С другой стороны в потенциальные ямы поперечных волн, бегущих вдоль магнитного поля, могут захватываться электроны плазмы, с продольной скоростью  $V_r = u - \omega_B/k < c$ , где  $u$  – фазовая скорость волны. Возникает вопрос, что будет с захваченными волной электронами, если индукция магнитного поля уменьшается до нуля? Не высыплются ли эти электроны из потенциальных ям волны, и если остаются, то достаточно ли их количества, чтобы фазовая скорость поперечной волны уменьшилась до скорости, меньшей скорости света? С уменьшением индукции магнитного поля, которая происходит очень медленно, фазовая скорость волны уменьшается, а резонансная скорость

$$V_r = \frac{(1 - \omega_B/\omega)^{3/2} c}{\sqrt{(1 + g)(1 - \omega_B/\omega) - \omega_e^2/\omega^2}}, \quad (1)$$

где  $\omega_e$  – плазменная частота,  $g$  – коэффициент, пропорциональный концентрации плазмы, растет. Установлено, что если поперечная волна в замагниченной плазме возбуждается внешними источниками, то количества электронов, захваченных в процессе возбуждения, достаточно, чтобы фазовая скорость волны после некоторого уменьшения магнитного поля стала меньше скорости света при конечных значениях индукции этого поля. Когда магнитное поле исчезает, то резонансная и фазовая скорости становятся одинаковыми

$$u = V_r = \frac{c}{\sqrt{1 + g - \omega_e^2/\omega^2}} \quad (2)$$

Из (2) видно, что при достаточно большой концентрации плазмы  $g > \omega_e^2/\omega^2$  фазовая скорость волны становится меньше скорости света. Таким образом, если у поперечной волны, бегущей в равновесной плазме вдоль магнитного поля, имеются захваченные электроны, то она трансформируется в замедленную поперечную волну. Последняя способна существовать в равновесной плазме со скоростью, меньшей скорости света, без магнитного поля и иных замедляющих структур.

### Литература

- [1]. Матвеев А.И. Физика плазмы, 2009, Т. 35, №4, С. 351-360.  
[2]. Krasovsky V. L. Physics Letters A 374, 2010, P. 1751–1754.

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУИ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ ИСТЕКАЮЩЕЙ ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СОПЛА ЭРД**

Морозов А.В., Котельников М.В.

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),  
Москва, Россия*

Проведено численное моделирование потока квазинейтральной плазмы, истекающей в вакуумном пространстве через магнитное поле кругового витка [2] из сопла плазменного двигателя, цилиндрической формы. В данном случае задача является четырехмерной в фазовом пространстве и нестационарной. Исследовано влияние на функции распределения частиц в установившемся режиме и профили потенциалов магнитного поля, создаваемого током идущем по контуру при различных значениях температуры и скорости струи, концентрации заряженных частиц, радиуса сопла и витка, тока.

Полная система уравнений в данном случае включает уравнения Власова для ионов и электронов и уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля [1]. Истечение плазмы из сопла моделировалось путем решения данной системы уравнений при постановке соответствующих граничных условий для функции распределения заряженных частиц на его срезе. В качестве начального распределения было выбрано равновесное распределение Максвелла со сдвигом на величину направленной скорости потока плазмы, истекающей из сопла.

Моделировался переходный процесс от начального к конечному стационарному состоянию. На каждом шаге по времени уравнение Пуассона решалось методом матричной прогонки, а для решений уравнений Власова использовалась явная схема метода крупных частиц Ю.М. Давыдова, дополненная алгоритмом вычисления самосогласованного электрического поля на каждом временном шаге [1]. Расчет продолжался до установления стационарных значений параметров плазмы в струе и ее окрестности.

В результате расчетов были получены поля скоростей ионов и электронов, концентрации заряженных частиц и самосогласованных электрических полей при различных граничных условиях и различных характерных параметров задачи.

### **Литература**

- [1]. Котельников В.А., Ким В.П., Котельников М.В. Взаимодействие тел с потоками разреженной плазмы. М.: Изд-во МАИ, 2010, 186 с.
- [2]. Андреев А.К. Магнитостатика ферромагнетиков. М.: Изд-во МАИ, 2011, 164 с.

## ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ГАЗОВ

Шелоболин А.В.

*Физический институт РАН, Москва, Россия, [shell@sci.lebedev.ru](mailto:shell@sci.lebedev.ru)*

Современное состояние теории электрического пробоя газов (ЭПГ) характеризуется отсутствием цельного понимания проблемы, хотя господствующая форма описания продвижения волн ЭПГ в пространстве уже сложилась. Это описание сводится к совместному решению уравнения Пуассона и уравнений плазменной гидродинамики, которые дополняются двумя гипотезами о механизме ионизации на переднем фронте волны ЭПГ. На базе этого подхода удается удовлетворительно решить задачу о распространении волны ЭПГ в произвольной симметричной геометрии эксперимента и широком диапазоне используемых напряжений. Однако имеются задачи, которые принципиально нельзя решить на этом пути. Эти задачи будем называть фундаментальными.

В лавинном разделе ЭПГ к фундаментальным экспериментам следует отнести регистрацию поперечного провала на пространственной структуре лавины в электроотрицательных газах, а также эксперименты, показывающие эквидистантность лавин. При рассмотрении лавинно-стримерного перехода согласно экспериментам выполняется закон сохранения импульса для механических частиц. Так формирование стримерной пары из лавины происходит симметрично в системе отсчета, связанной с лавиной. А в стримерной камере такая пара развивается симметрично в лабораторной системе отсчета. Кроме того, лавинно-стримерный переход характеризуется скачкообразным уменьшением диаметра волны ЭПГ.

При рассмотрении стримеров фундаментальным является эксперимент по инерциальному распространению стримеров после среза внешнего напряжения. Стример в этих условиях продолжает распространяться на расстояния, существенно превышающие длину свободного пробега электрона. Кроме того, излучение стримера имеет максимум в момент остановки стримера и продолжается еще несколько десятков наносекунд, что ставит под сомнение гипотезу о влиянии собственного излучения волны ЭПГ на ее продвижение в пространстве. В лидерном механизме распространения волн ЭПГ фундаментальным экспериментом является эксперимент по регистрации встречного лидера и эксперимент по регистрации ступенчатого лидера. Наконеч волны ЭПГ в верхних слоях атмосферы дают свои фундаментальные эксперименты. Эти эксперименты не имеют объяснения в рамках экстраполяции лабораторных экспериментов и полуэмпирических моделей, но выявляют эффекты, нечетко проявляющиеся в наземных условиях.

Для объяснения этих и остальных фундаментальных экспериментов вся модель ЭПГ преобразуется в нелинейную плазменно-волноводную модель (НПВМ), в основе которой лежат три положения:

- 1) Все волны ЭПГ являются солитонами.
- 2) Эти волны должны быть поверхностными, то есть на предварительном этапе в объеме нейтрального газа или слабоионизованной плазмы должны быть сформированы цилиндрические области повышенной ионизации.
- 3) Уравнение, описывающее распространение солитона вдоль поверхности такого волновода, есть уравнение синус-Гордон для электрического потенциала.

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В ПРОЦЕССАХ КРАШЕНИЯ ТРИКОТАЖНЫХ ПОЛОТЕН

Абдуллин И.Ш., Нуруллина Г.Н., Азанова А.А.

*Казанский национальный исследовательский технологический университет*

Применение неравновесной низкотемпературной плазмы (ННТП) в текстильном отделочном производстве вызывает не только научный, но и практический интерес. Это связано с тем, что в последнее время предъявляются повышенные требования к экологической безопасности отделочного производства, и «сухой» способ плазменной обработки может стать решением многих производственных задач. На поверхности суровых хлопчатобумажных трикотажных полотен содержатся замасливатели, которые применяются в прядении и вязании, причем часто их количество превышает установленные нормы. Это вызывает неравномерное смачивание полотен при проведении операций крашения. Для удаления этих веществ и природных примесей, проводят подготовку полотен к крашению, как правило, путем их отваривания или беления. Предлагается для повышения качества подготовки хлопчатобумажных трикотажных полотен за счет их модификации ННТП кислородосодержащих газов.

Хлопчатобумажное трикотажное полотно с поверхностной плотностью 169 г/м<sup>2</sup> окрашивали прямым красителем «Черный 2С» и активными красителями: «Ремазол RR желтый», «Ремазол RR ярко голубой» и «Ремазол RR красный» периодическим способом по типовой технологии. Предварительная подготовка полотна заключалась в отваривании (для красителя «Ремазол RR ярко голубой»), перекисном отбеливании (для красителя «Ремазол RR желтый» и «Ремазол RR красный») и обработке ННТП в среде кислорода. Так же проводили крашение с исключением предварительного отваривания и заменой его на плазменную обработку. Обработку плазмой проводили на опытно-промышленной установке при рабочем давлении в камере 26 Па, расходе плазмообразующего газа G 0,01-0,06г/с, мощности разряда Wp 0,1–2,5кВт. Устойчивость окраски готовых трикотажных полотен определяли по стандартным методикам. Результаты исследований представлены в табл.

Табл. Цветовые характеристики трикотажных полотен

| Предвари-тельная подготовка |             |             | Цветовые характеристики |        |        | Устойчивость окраски, балл |          |
|-----------------------------|-------------|-------------|-------------------------|--------|--------|----------------------------|----------|
| ННТП обработка              | отваривание | отбеливание | L                       | a      | b      | к дистиллированной воде    | к стирке |
| «Черный 2С»                 |             |             |                         |        |        |                            |          |
| -                           | +           | -           | 13,35                   | 0,98   | 2,26   | 5                          | 4        |
| +                           | -           | -           | 13,33                   | 1,44   | 3,23   | 5                          | 4        |
| «Ремазол RR желтый»         |             |             |                         |        |        |                            |          |
| -                           | -           | +           | 68,93                   | 26,28  | 72,39  | 5                          | 5        |
| +                           | -           | -           | 69,82                   | 31,03  | 76,49  | 5                          | 5        |
| «Ремазол RR ярко голубой»   |             |             |                         |        |        |                            |          |
| -                           | +           | -           | 43,94                   | -10,83 | -38,24 | 5                          | 4        |
| +                           | -           | -           | 47,53                   | -10,72 | -35,81 | 5                          | 4        |
| «Ремазол RR красный»        |             |             |                         |        |        |                            |          |
| -                           | +           | -           | 40,97                   | 60,09  | 7,45   | 5                          | 5        |
| +                           | -           | -           | 39,79                   | 61,86  | 10,55  | 5                          | 4        |

Плазменная обработка вызывает улучшение окрашиваемости хлопковых волокон и, как следствие, увеличение насыщенности цветового тона. Таким образом, плазменная обработка может заменить жидкостной отваривания трикотажных полотен, не ухудшая их цветовые характеристики.

## РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО ИОНИЗИРОВАННОГО ГАЗА

Шевяков И.А., \*Тамбовцев В.И., \*\*Кучуркин А.А.

ОАО Челябинский Радиозавод "Полёт", Челябинск, [regnlager@mail.ru](mailto:regnlager@mail.ru)

\*Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, [tamboval@mail.ru](mailto:tamboval@mail.ru)

\*\*Мечел Сервис Глобал, Гаага, Нидерланды, [matan\\_gus@list.ru](mailto:matan_gus@list.ru)

Оболочка, образующаяся вокруг входящего в атмосферу космического аппарата (КА) представляет собой столкновительный ионизированный газ (СИГ) и при определенных условиях обладает плазменными свойствами. Характерные параметры для ионизованного газа и газовой плазмы:

$\omega_p \tau_e > 1, \delta \ll L, N_\delta \gg 1$  – газовая плазма;

$\omega_p \tau_e < 1, \delta \ll L, \tau_M = \epsilon_0 / \sigma, N_\delta \gg 1$  – ионизованный газ,

где  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\tau_e = 1/\nu_e$  – интервал между двумя столкновениями частиц ( $\nu_e$  – частота столкновений электронов),  $\delta$  – радиус Дебая – Хюккеля,  $L$  – линейный масштаб исследуемой среды,  $N_\delta$  – количество заряженных частиц в сфере Дебая,  $\tau_M$  – максвелловское время установления квазинейтральности (для СИГ связано с  $\nu_e$ ),  $\sigma$  – коэффициент электропроводности. Время  $\tau_M$  определяется отношением проницаемости к проводимости. Для исследуемой среды  $\tau_M$  имеет значение на много порядков большее по сравнению с подобной величиной для металлических проводников. Эта величина является одной из основных характеристик СИГ – это масштаб времени разделения зарядов. При исследовании частотных свойств потребуется не  $\tau_M$ , а обратная величина – критическая частота  $\omega_{кр} = 1/\tau_M$ , где  $\tau_M = \epsilon_0 / \sigma_a = (\epsilon_0 m_e \nu_e / n_e e^2)$ . Концентрацию электронов  $n_e$  можно найти по формуле Саха:

$$n_e = (2\pi m_e)^{3/4} (kT)^{1/4} P_o^{1/2} h^{-3/2} \exp(-e\phi_p / (2kT)).$$

В качестве физической модели ионизованной среды в работе используется газоразрядная среда лампы дневного света, температура электронов, в которой около  $10^4$  К, что качественно соответствует температуре исследуемой среды. Радиофизические свойства среды определяются поведением электронов. В качестве газоразрядного источника используется ртутная лампа низкого давления FL 166/black, представляющая собой колбу цилиндрической формы. Диаметр лампы – 16 мм. Внутреннее пространство колбы наполнено инертным газом (аргон,  $p = 400$  Па) с парами ртути ( $p = 0,93$  Па). В торцы трубки впаяны две пары основных электрода, между которыми и происходит разряд. Длина трубки 190 мм. Измерительная часть установки представляет собой волновод, сечение которого  $25 \times 10$  мм<sup>2</sup>, в который вертикально встраивается лампа. Лампа размещается в пучности стоячей волны и зафиксирована в волноводной вставке между согласованной нагрузкой и трактом отраженной волны. Отраженная волна детектируется и выводится на индикатор Р2-61. Частота изменяется от 8 до 12 ГГц. Максвелловское время определяется для момента, когда отмечается возникновение разницы для отраженного сигнала более чем на 10 дБ, при выключенной и включенной лампе. Частота, на которой отмечается это различие, является критической, – 10 ГГц.

### Литература

- [1]. Нечаев Ю.Б., Тамбовцев В.И., Усачёв В.К. Динамоэлектрические процессы в энергетических системах и в нижней ионосфере. — М.: Радио и связь, 2003. — 200 с.
- [2]. Кучуркин А.А., Тамбовцев В.И., Тепляков А.В. СВЧ диагностика газоразрядной плазмы. Труды МФТИ. - 2010, - Т. 2, - № 37. С. 122 - 125.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ, ПОЛУЧАЕМОЙ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ ПРОВОДНИКОВ

С.Ю. Попова

Дубна, РФ, [svetlana.popova@niipa.ru](mailto:svetlana.popova@niipa.ru)

Для получения и исследования плазменных образований, получаемых методом электрического взрыва проволочных спиралей, был создан экспериментальный стенд, представленный на рисунке 1.

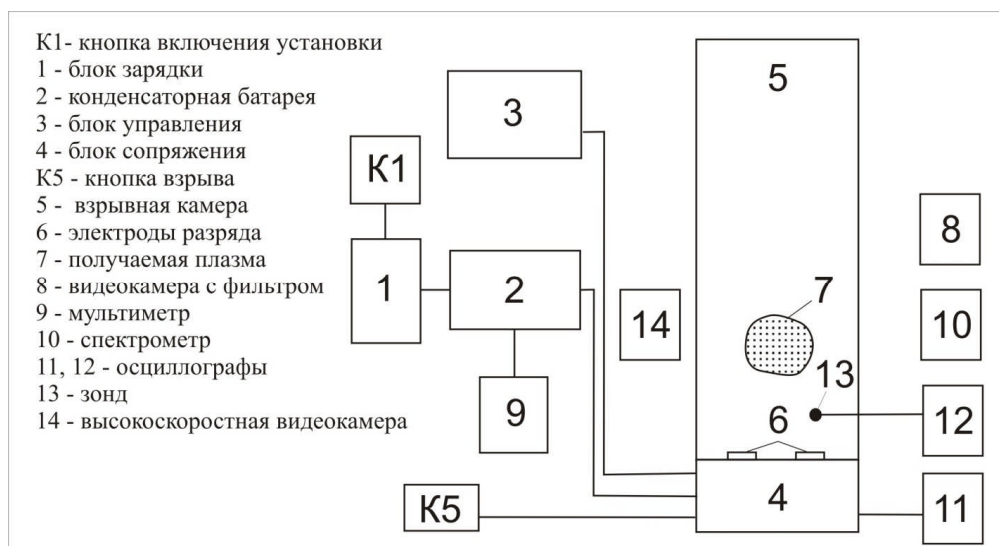


Рисунок 1 – Схема экспериментального стенда

На рисунке 2 представлены типичные спектральные характеристики процесса:



Рисунок 2 – Стандартные спектральные характеристики

Можно выделить следующие характерные пики:

Линии 510.26 нм, 514.99 нм, 521.49 нм и 577, 53 нм соответствуют однократно ионизованной меди.

Линия 421,49 нм может быть идентифицирована как рекомбинационная линия радикалов ОН.

Линии 405.27, 500.05, 552.91, 644,33, 452.28 – линии перехода 0-3 азота.

Линия 792,49 можно интерпретировать как линию аргона

Линия 486, 5 нм показывает наличие цинка, который присутствует в припое.



## ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ СО СКРЕЩЕННЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И МАГНИТНЫМ ПОЛЯМИ

А.А. Шагайда

ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Москва, РФ, [shagayda@gmail.com](mailto:shagayda@gmail.com)

Задача расчёта параметров слабоионизованной плазмы со скрещенными электрическим и магнитным полями актуальна при моделировании плазменных ускорителей и электроракетных двигателей холловского типа [1]. Отличительной особенностью электронных потоков в этих устройствах являются большие значения чисел Кнудсена и Холла, что приводит к неравновесности функции распределения электронов по скоростям [2]. При кинетическом описании электронов в численных моделях холловских ускорителей возникают проблемы, связанные с огромным объемом вычислений, так как разряд обладает существенной трёхмерностью и характеризуется широким спектром колебаний [3]. Сократить объём вычислений позволяет использование гидродинамических моделей, однако приближения Эйлера и Навье-Стокса, справедливые для слабо неравновесных состояний, могут приводить к значительной ошибке решения, так как в плазме холловского разряда отклонения от равновесия велики и даже могут приводить к немонотонности функции распределения электронов по энергии [4]. Поэтому представляет интерес исследование реальной функции распределения электронов по скоростям в разряде холловского типа и анализ её гидродинамических характеристик. В дальнейшем это позволит изучить возможность применения гидродинамического подхода для описания неравновесной электронной компоненты.

В данной работе в релаксационном приближении получено аналитическое решение кинетического уравнения электронов в стационарной слабоионизованной плазме со скрещенными электрическим и магнитным полями при преобладании столкновений с тяжелыми частицами – ионами и нейтральными атомами. Рассмотрены случаи пространственно-однородной плазмы и плазмы, имеющей градиенты плотности и электронной температуры в направлении электрического поля. Найдены асимптотические выражения функции распределения в пределе больших значений параметра Холла. Для пространственно однородного случая вычислены моменты функции распределения, включая компоненты тензора напряжений и вектора потока тепла. Показано, что на базе полученных функций распределения может быть получена замкнутая система гидродинамических уравнений, описывающих сильно неравновесное течение электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях, если вместо средней температуры электронов использовать соответствующий макропараметр, входящий в модельный интеграл обратных столкновений.

### Литература

- [1]. V. Kim, J. Prop. Power, 1998, 14, 736.
- [2]. D. Kaganovich, et al., Phys. Plasmas, 2007, 14, 057104.
- [3]. E.Y. Choueiri, Joint Propulsion Conference, 1994, AIAA-94-3013.
- [4]. В.И. Баранов и др., Письма в ЖТФ, 1995, 21, 38.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЛЕКУЛ И ИОНОВ МОЛЕКУЛЫ АЗОТА ПО КОЛЕБАТЕЛЬНЫМ И ВРАЩАТЕЛЬНЫМ УРОВНЯМ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА И СВЧ РАЗРЯДЕ В СМЕСЯХ АЗОТА С ВОДОРОДОМ

В.А. Шахатов, Т.Б. Мавлюдов, Ю.А. Лебедев

*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Россия,  
[shakhatov@ips.ac.ru](mailto:shakhatov@ips.ac.ru)*

В настоящей работе методами эмиссионной спектроскопии исследованы положительный столб (ПС), приэлектродные области тлеющего разряда постоянного тока (ТРПТ) и СВЧ-разряда в смесях  $N_2-H_2$ . Определен спектральный состав излучения и восстановлены функции распределения по колебательным и вращательным уровням состояний  $C^3\Pi_u$ ,  $B^3\Pi_g$  молекулы и  $B^2\Sigma_u^+$  иона молекулы азота. ТРПТ создавался в протоке газов (процентное содержание азота  $P_{N_2}$  при постоянном полном давлении  $p$  изменяется в диапазоне 95% - 35%, а процентное содержание водорода  $P_{H_2}$  составляет 5% - 65%) в охлаждаемой водой кварцевой трубке между кольцевыми титановыми электродами при силе тока 70 мА при  $p=4-6$  Тор. СВЧ-разряд поддерживался (2.45 ГГц, мощность 180 Вт,  $p=4-6$  Тор,  $P_{H_2}=0.2-14.3\%$  и  $P_{N_2}=99.8-85.7\%$ ) в разрядной камере вблизи электрода-антенны. В спектре излучения (290-740 нм) приэлектродной области СВЧ-разряда ( $P_{H_2}\leq 14.3\%$  и  $P_{N_2}\geq 85.7\%$ ), ПС и приэлектродной области ТРПТ ( $P_{H_2}=5.4-12.7\%$ ,  $P_{N_2}=94.6-87.3\%$ ), преобладают полосы молекулы азота (секвенции  $\Delta v=+2,+1, 0, -1, -2, -3, -4, -5$  второй ( $2^+$ ) и  $\Delta v=+4, +3$  первой ( $1^+$ ) положительной систем азота) и иона молекулы азота (секвенция  $\Delta v=0$  первой отрицательной системы ( $1^-$ )). Установлено, что зависимости интенсивностей излучения переходов  $2^+$  и  $1^+$  молекулы азота,  $1^-$  иона молекулы азота от  $P_{H_2}$  в ПС ТРПТ, в приэлектродных областях ТРПТ и СВЧ-разряда различаются. С ростом  $P_{H_2}$  интенсивность полос  $2^+$  в ПС ТРПТ изменяется незначительно, а интенсивность полос  $1^+$  уменьшается. В приэлектродной области ТРПТ интенсивности полос  $2^+$  и  $1^-$  увеличиваются с повышением  $P_{H_2}$  в смеси, а интенсивности полос  $1^+$  не изменяются. В СВЧ разряде интенсивности полос  $1^-$  и  $2^+$  с увеличением  $P_{H_2}$  изменяются немонотонно: интенсивности полос  $1^-$  и  $2^+$  растут при изменении процентного содержания водорода  $0 < P_{H_2} \leq 6\%$  ( $P_{N_2} \geq 94\%$ ) и уменьшаются при его дальнейшем росте  $P_{H_2}=6-14\%$  ( $P_{N_2}=94-86\%$ ). В приэлектродной области СВЧ - разряда, ПС и приэлектродной области ТРПТ в  $N_2$  и смеси  $N_2-H_2$  колебательные распределения для уровней 0-4 состояния  $C^3\Pi_u$  молекулы азота, определенные методами относительных интенсивностей и частично – разрешенной колебательной структуры, удовлетворительно согласуются и слабо отличаются от распределения Больцмана. В ПС ТРПТ и приэлектродной области СВЧ - разряда колебательные распределения для уровней 3-12 состояния  $B^3\Pi_g$ , восстановленные из распределения интенсивностей переходов секвенций  $\Delta v=+3$  и  $+4$   $1^+$  находятся в удовлетворительном согласии и отличаются от распределения Больцмана. Измеренные в разрядах распределения по вращательным уровням удовлетворительно описываются больцмановскими. Для температур, характеризующих функцию распределения по электронно – колебательно – вращательным уровням в состояниях  $C^3\Pi_u$ ,  $B^3\Pi_g$  молекулы и  $B^2\Sigma_u^+$  иона молекулы азота в исследуемых разрядах в смеси азота с водородом справедлива следующая иерархия:  $T_v(B^3\Pi_g) \geq T_v(C^3\Pi_u) \gg T_v(X^1\Sigma_g^+) > T_{rot}(B^2\Sigma_u^+) = T_{rot}(B^3\Pi_g) = T_{rot}(C^3\Pi_u) = T_g$ .

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 12-08-91052 НСНИ\_а и гранта РФФИ №. 11-02-00075.

## ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ С ВОДНЫМ РАСТВОРОМ СУЛЬФОНОЛА В КАЧЕСТВЕ КАТОДА

Шутов Д.А., Исакина А.А., Коновалов А.С., Дроник В.Д.

*Ивановский государственный химико-технологический университет Иваново, Россия,  
[shutov@isuct.ru](mailto:shutov@isuct.ru)*

Одно из применений плазменно-растворных систем – это очистка воды от органических загрязнений. Однако во всех известных нам работах, связанных с разрушением органических соединений, внимание уделяется лишь прикладной стороне вопроса, а именно кинетике разрушения соединений в жидкой фазе. Спектральный состав излучения в случае, когда речь идет о разрядах с растворами органических веществ, до сих пор не изучался. В данной работе исследовались спектры излучения разряда атмосферного давления в воздухе между металлическим медным анодом и водным раствором додецилбензолсульфоната натрия  $C_{12}H_{25}C_6H_4SO_3Na$  (сульфонола) в диапазоне длин волн 200-900 нм. Диапазон концентраций сульфонола составлял  $5 \cdot 10^{-3}$ -10 г/л (0,014-29 ммоль/л), межэлектродное расстояние составляло  $5 \cdot 10^{-3}$  м, ток разряда  $4 \cdot 10^{-2}$  А В связи с тем, что концентрация раствора меняется в процессе горения разряда, были получены спектры при различных значениях времен горения, а именно 15 с (неустановившийся разряд), 30 и 60 секунд. Регистрация спектров производилась не менее 5 раз для каждого набора экспериментальных параметров.

В спектре излучения разряда обнаружены линии излучения атомарного водорода ( $H_{\alpha}$  656 нм), при этом обычно сопутствующая ей линия излучения  $H_{\beta}$  не выявлена; линии атомарного кислорода (777, 845 нм); полосы излучения ОН-радикалов (281, 306 нм ( $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ ));  $\gamma$ -системы молекул NO ( $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ ); 1-ой и 2-ой положительной системы молекулярного азота (переход  $C^3\Pi_{u,v} \rightarrow B^3\Pi_{g,v}$ ). При увеличении концентрации раствора свыше 100 мг/л в спектре наблюдается появление резонансных линий излучения возбужденных атомов Na (~589 нм), а с дальнейшим ростом концентрации и две линии на 818.3 и 819.4 нм, соответствующие переходам  $Na(^2D_{3/2, 5/2}) \rightarrow Na(^2P_{1/2, 3/2})$ . Появления полос излучения CO/CO<sub>2</sub> и полос SO/SO<sub>2</sub> в спектре обнаружить не удалось.

Интенсивности линий и полос излучающих компонентов демонстрируют зависимость от времени регистрации спектра для малых концентраций исходного раствора, тогда как при концентрациях  $\geq 1$  г/л в пределах погрешности измерения различие в интенсивностях для различных времен регистрации не наблюдается. Это обусловлено уменьшением степени разложения сульфонола с ростом исходной концентрации [1]. То есть при сравнительно больших концентрациях изменением содержания сульфонола в растворе на начальных временах горения разряда можно пренебречь. В целом интенсивности излучения с ростом концентрации ведут себя нелинейно, что можно объяснить изменением состава плазмы за счет неравновесного переноса атомов Na с катода, концентрация которого в жидкой фазе и в плазме растет с увеличением содержания сульфонола в растворе.

По спектрам излучения рассчитаны колебательные температуры  $N_2(C^3\Pi_u)$ , уменьшающиеся с ростом концентрации от 8000 до 6500 К. Газовые температуры лежат в диапазоне 1100-750 К. Совокупность определенных характеристик будет служить основой для создания численной модели разряда с раствором сульфонола в качестве катодом.

*Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (Госконтракт №14.В37.21.1175), РФФИ проект №12-02-31074\_a*

### Литература

- [1]. Исакина А.А., Шутов Д.А., Коновалов А.С. и др. “Закономерности деструкции сульфонола в жидком катоде разряда постоянного тока атмосферного давления” // Изв ВУЗов. Химия и хим. технология. 2012. Т.55. Вып. 11.

**«ЭФФЕКТ ПАМЯТИ» РАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА В АЗОТЕ:  
ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ ЭФФЕКТА ОТ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ  
ИМПУЛЬСАМИ И КРУТИЗНЫ РОСТА НАПРЯЖЕНИЯ**

А.И. Шишпанов, А.В. Мещанов, М.Д. Кучугура, Ю.З. Ионих

СПбГУ, С.-Петербург, Россия, [ionikh@paloma.spbu.ru](mailto:ionikh@paloma.spbu.ru)

Ранее [1] нами было обнаружено, что напряжение пробоя при зажигании тлеющего разряда в азоте может существенно меняться при наличии предшествующего разрядного импульса («эффект памяти»). В данной работе детально исследуется зависимость величины и знака этого эффекта от расстояния между соседними импульсами и от скорости роста напряжения, подаваемого на электроды.

Разряд зажигался в стеклянной цилиндрической трубке диаметром 2.8 см и расстоянием между электродами 40 см. Исследовалась периодическая последовательность пар импульсов длительностью 10 мс, расстояние между парами составляло 200 мс, расстояние между импульсами внутри пары менялось от 0.5 до 70 мс. Передний фронт импульсов представлял собой прямую линию, наклон которой можно было менять в широких пределах. Пробой фиксировался по скачку межэлектродного напряжения. Полярность напряжения была положительной (т.е. катод трубки был заземлен). Давление газа в трубке составляло 1 Торр, балластное сопротивление в цепи разряда – 260 кОм.

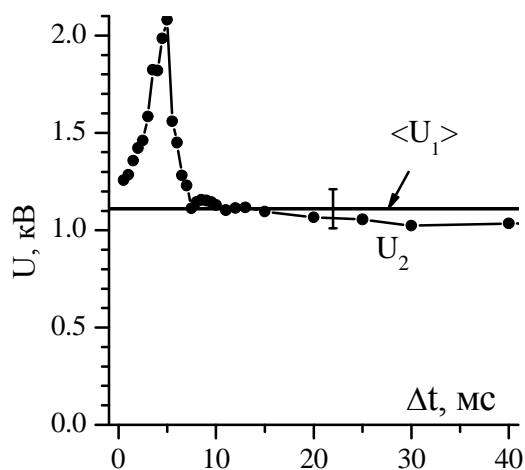


Рис.1

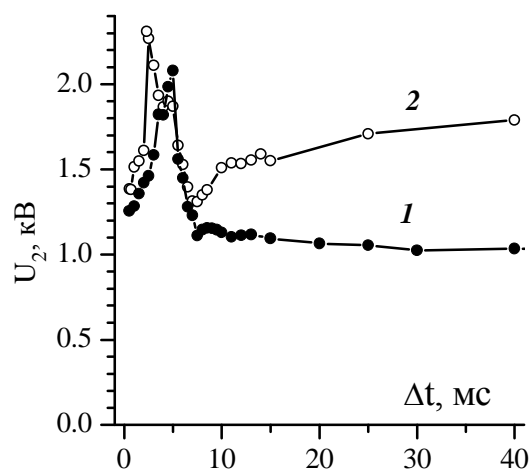


Рис.2

На рис.1 приведены значения пробойного напряжения  $U_2$  во втором импульсе как функции от расстояния между импульсами при крутизне фронта  $1.3 \cdot 10^7$  В/с. Показано также среднее значение пробойного напряжения  $U_1$  в первом импульсе. Видно, что в диапазоне  $\Delta t$  0.5–7.5 мс имеется заметный аномальный «эффект памяти», когда  $U_2$  значительно превышает  $U_1$ . На рис.2 приведены значения  $U_2$  для различной крутизны роста напряжения:  $1.3 \cdot 10^7$  В/с (1) и  $0.5 \cdot 10^7$  В/с (2). Во втором случае  $U_1 = 1.9$  кВ, поэтому аномальный «эффект памяти» выражен менее заметно, а для  $\Delta t > 4$  мс он имеет «нормальный» характер, т.е.  $U_2 < U_1$ .

Анализ полученных результатов следует, вероятно, проводить с учетом того, что пробойю предшествует волна ионизации [1].

Работа поддержана РФФИ, проект № 12-02-00583а.

**Литература**

[1]. Шишпанов А.И. Труды 36 междунар. конф. по ФП и УТС. Звенигород, 2009, с.235.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ФРОНТЕ НАПРЯЖЕНИЯ АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА ПРИ РАЗНЫХ ПОЛЯРНОСТЯХ

В.А. Богаченков, А.В. Огинов, К.В. Шпаков

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ, [shpakov@lebedev.ru](mailto:shpakov@lebedev.ru)*

Исследования атмосферного разряда проводились на установке ЭРГ [1]. Амплитуда импульса напряжения в экспериментах составляла до 1,2 МВ при фронте 150-200 нс и амплитуде тока до 10 кА. Длина разрядного промежутка составляла от 0,4 до 0,6 м. Использовались электроды с радиусом скругления от 20 мм до 45 мм. Схема установки позволяет получить разряды разных полярностей при прочих равных условиях (амплитуда напряжения, энергия и т.д.).

Первые эксперименты при обратной (положительной) полярности проводились для исследования влияния внешней инжекции электронов на характер протекания начальной стадии разряда [2]. В данной работе изложены результаты более подробных исследований влияния полярности импульса напряжения на характеристики развития разряда.

Регистрация параметров разряда велась с помощью электротехнических диагностик, сцинтилляционных рентгеновских датчиков, диагностик оптического диапазона на базе ЭОПов [3], **Ошибка! Источник ссылки не найден.**, датчиков УФ-излучения **Ошибка! Источник ссылки не найден.** и пропорциональных счетчиков.

Обнаружено, что при отрицательной полярности приложенного напряжения стримеры с заземленного электрода начинают расти примерно на 400 нс позже, чем при положительной полярности. Скорость распространения области генерации УФ-излучения в 1,5 раза выше при положительной полярности приложенного напряжения, при этом отмечен немонотонный характер сигнала УФ излучения вблизи заземленного электрода, что затрудняет оценку скорости в этой области. В ряде случаев при положительной полярности наблюдалась особенность на переднем фронте УФ-сигнала; при этом сам сигнал появляется раньше по времени, чем при отрицательной полярности.

Выявлен составной характер излучения на фронте напряжения. Помимо излучения в УФ-диапазоне, обнаружено излучение в более длинноволновой области спектра.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (10-08-01283).

### Литература

- [1]. А.В.Огинов, С.А.Чайковский, В.А.Богаченков и др. Научная сессия НИЯУ МИФИ-2010. Сборник научных трудов. Т. II, М., 2010, с. 92-95.
- [2]. В.А. Богаченков, А.В. Огинов, С.А. Чайковский, К.В. Шпаков. Вестник МИФИ, 2012, т. 1, С. 133-138.
- [3]. А.В.Огинов, К.В.Шпаков. ФИАН, Препринт №20, 2011.
- [4]. A.V.Oginov, K.V. Shpakov. Uzhhorod University Scientific Herald. Series Physics., 2011, issue 30, С. 233-240.

## АНОМАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМОЙ

И.П. Козлов, И.С. Васильев\*

ФГУП ЦНИИмаш, Королёв, Россия, [ikozlov43@yandex.ru](mailto:ikozlov43@yandex.ru)

\*Московский государственный университет леса, г. Мытищи-5, Моск. обл., Россия

Докладываются результаты теоретических исследований аномального взаимодействия электромагнитной волны с холодной плазмой (в модели сплошной среды) вблизи критической концентрации, где диэлектрическая проницаемость ( $\varepsilon$ ) обращается в ноль. Рассматривается нормальное падение плоской волны на плоскостойкую плазму произвольной толщины от  $\varepsilon_1$  до  $\varepsilon_N$  ( $\varepsilon_1, \varepsilon_N$ ). Задача о распространении волны при линейной функции  $\varepsilon(z)$  решается с помощью функций Эйри.

Решение рассматриваемой задачи методом самосогласованных конечных разностей позволило сократить число независимых параметров для коэффициента отражения ( $R$ ) волны от слоя [1, 2]. В случае линейного слоя без поглощения  $R = R(\text{gr}(\varepsilon_1), \varepsilon_1/\varepsilon_N)$ , где новая переменная  $\text{gr}(\varepsilon_1) = \alpha / (\varepsilon_1)^{3/2}$ ,  $\alpha \equiv d\varepsilon/d(kz) = \text{const} < 0$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве (без введения новой переменной  $R = R(\alpha, \varepsilon_1, \varepsilon_N)$ ). У подобных слоев с одинаковыми значениями  $\text{gr}(\varepsilon_1)$  и  $\varepsilon_1/\varepsilon_N$  эквивалентны коэффициенты отражения  $R$ , а при сдвиге фаз на слое  $\Delta\varphi \ll 1$  равны электрические поля ( $E$ ). Отсюда выявлены количественные критерии коротковолнового (при  $|\text{gr}(\varepsilon_1)| \ll 1$ ) и длинноволнового (при  $|\text{gr}(\varepsilon_N)| \gg 1$ ) приближений. Так, по результатам расчетов коротковолновое приближение при  $|\text{gr}(\varepsilon_1)| < 0.02$  соответствует пренебрежению отраженной волной с  $|R_1| < 0.1$  в точке  $\varepsilon = \varepsilon_1$  а длинноволновое приближение определяется заменой конечного участка линейного слоя ( $\varepsilon_L, \varepsilon_N$ ) нелинейным при  $|\text{gr}(\varepsilon_L)| = 20$  (ошибка  $\sim 5\%$  по полю  $E$ ) [1, 2].

Вблизи критической концентрации холодной плазмы теоретически предсказано явление качественной и количественной зависимости напряженности электрического поля от малых параметров задачи, это, прежде всего, направления распространения волны, сверхмалого поглощения (критерий дан), кривизны поверхности  $\varepsilon = \text{const}$  [1].

Численные исследования решения задачи с помощью функций Эйри в случае  $\alpha \ll 1$ , когда почти на всем слое применима асимптотика функций Эйри, позволили:

- выявить резонанс поля  $E$  вблизи нуля  $\varepsilon$ , максимальное значение  $E$  с увеличением толщины слоя может возрастать на один, два порядка – рассматриваемая задача о распространении волны в общем случае является нелинейной [4];
- показать, что на подобных слоях поля  $E$  равны по всей длине слоя.

Сделанный нами вывод об аномалии решения в нуле  $\varepsilon$  холодной плазмы подтвержден экспериментально и теоретически [3]. Выявленные закономерности могут быть использованы для диагностики плазмы.

Вблизи критической концентрации холодной плазмы можно ожидать обнаружение новых физических явлений, связанных с преобразованием разных видов энергии.

### Литература

- [1]. Козлов И.П., Письма в ЖТФ, 2000, Т. 26, В.14, С.28-35.
- [2]. Козлов И. П., Радиотехника и электроника. –1997. – Т.42, №2. – С.142–146.
- [3]. Козлов И.П., Васильев И.С., XXXVIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 14-18 февраля 2011, С. 258.
- [4]. Козлов И.П., Васильев И.С., Радиотехника и электроника, 2012, т.57, №2, С. 119 – 125.



## ВЛИЯНИЕ СОСТАВА БУФЕРНОЙ СМЕСИ И ЧАСТОТЫ РАЗРЯДНОГО ТОКА НА ГЕНЕРАЦИЮ ЛИНИИ 185 НМ РТУТНЫМ РАЗРЯДОМ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Костюченко С.В., \*Кудрявцев Н.Н., Левченко В.А., Собур Д.А., Шунков Ю.Е.

Группа компаний «ЛИТ», Москва, Россия, [lit@npo.lit.ru](mailto:lit@npo.lit.ru)

\*Московский физико-технический институт (государственный университет),  
Долгопрудный, Россия

Как известно, спектр излучения ртутного разряда содержит две интенсивные резонансные УФ линии 253,65 и 184,95 нм, что соответствует областям УФ-С и вакуумного УФ (ВУФ) излучения. В настоящее время растет интерес к использованию ВУФ излучения ртутного разряда, особенно в сочетании с излучением резонансной линии 254 нм. В частности, сочетание излучения с длинами волн 254 и 185 нм можно эффективно использовать в задачах фотохимической очистки воздуха от загрязнений.

Настоящая работа выполнена на базе светотехнической лаборатории компании «ЛИТ» и посвящена исследованию генерации ВУФ излучения ртутным разрядом низкого давления в атмосфере инертных газов (Ne, Ar и их смеси с различным парциальным составом). В работе представлены результаты исследований влияния на генерацию ВУФ излучения различных параметров разряда, таких как давление и состав смеси инертных газов, частота разрядного тока.

В рамках настоящей работы было изготовлено несколько серий источников ВУФ излучения, с различными газовыми наполнениями: неон, аргон, а также их смеси (30/70, 60/40%, 85/15 %, 99/1 %, соответственно). С помощью данных источников исследовалась генерация ВУФ излучения (линия 185 нм) ртутным разрядом низкого давления в атмосфере буферного газа (смеси газов). Разрядные трубки выполнялись из синтетического кварцевого стекла компании QSIL. Внутренний диаметр трубки составлял 19 мм, толщина стенки 1,2 мм, межэлектродное расстояние 755 мм. Давления газовой смеси лежали в диапазоне от 1 до 2 торр. Такой диапазон был выбран исходя из анализа ранее проведенных исследований генерации ВУФ излучения ртутным разрядом низкого давления [1]. Для поддержания оптимального давления паров ртути в разряде использовались амальгамы на основе индия с различным процентным содержанием ртути. Для защиты внутренней поверхности кварцевой колбы от воздействия атомов ртути на нее наносились пленочные защитные покрытия из оксида алюминия  $Al_2O_3$ . В качестве стабилизированных источников тока с частотой 10 – 80 кГц использовались электронные пускорегулирующие аппараты (ЭПРА-Л~220-1х120-2202-183VF) производства АО «ЭНЭФ».

Наилучшие результаты получены в смесях инертных газов с общим давлением 1 торр. Это может быть объяснено более высокой температурой электронов в таких смесях, что связано с более высокой скоростью амбиполярной диффузии.

По результатам проведенных прямых измерений, оптимальной с точки зрения как мощности, так и КПД генерации 185 линии показала себя смесь Ne-Ar 30-70 с давлением 1 торр. При использовании этой смеси заметный выигрыш в характеристиках наблюдается при работе на высокой частоте 80 кГц. КПД генерации ВУФ излучения в этом случае достигает 21%.

За рамками настоящей работы осталось исследование зависимости генерации линии 185 нм источниками с разрядными трубками различных диаметров при различных плотностях разрядного тока. Их проведение планируется в ближайшем будущем.

### Литература

- [1]. Собур Д.А. Исследование генерации вакуумного ультрафиолетового излучения ртутным разрядом низкого давления // Диссертация на соискание уч. ст. к.ф.м.н. М. 2011.



## ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАСТВОРА ЭЛЕКТРОЛИТА ПОСЛЕ ОБРАБОТКИ В ПОДВОДНОМ ТОРЦЕВОМ РАЗРЯДЕ

Силкин С.В.

*Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново, Россия, [lak@isc-ras.ru](mailto:lak@isc-ras.ru)*

Плазменно-растворные системы представляют собой интерес с экологической точки зрения как перспективные способы очистки воды и водных растворов [1,2]. Изучение свойств растворов после действия плазмы является ключевым моментом при разработке технологии очистки воды. Нами исследованы физико-химические свойства миллимолярного раствора сульфата натрия после его обработки в подводном торцевом разряде при различных условиях его горения.

Экспериментальная установка представляла собой реактор объемом 0,5л с погруженными в раствор электролита электродами. Графитовый электрод диаметром 5мм помещался в кварцевую трубку, расстояние от торца электрода до среза трубки составляло 5-10мм. Второй электрод представлял собой стержень из ниобия. Разряд зажигали на постоянном и переменном токах в диапазоне 0,6-100мА, при этом на постоянном токе исследовалась как катодная, так и анодная поляризация электролита.

В результате действия торцевого разряда возбужденного на постоянном токе с электролитическим катодом наблюдалось увеличение электропроводности электролита в изучаемом диапазоне токов. Увеличение электропроводности связано с накоплением химических частиц в растворе вследствие плазмолиза. Изучение влияния торцевого разряда на изменение рН электролитического катода и анода показало, что рН почти не меняется ( $\Delta\text{pH}=0.2-0.5$ ) с током разряда в изучаемом диапазоне токов 0,6-100мА. Аналогичные результаты были получены при обработке электролита разрядом, возбужденным на переменном токе.

Исследования по определению окислителей в электролите после действия торцевого разряда, проведенные иодометрическим титрованием, показали, что единственным молекулярным окислительным продуктом является перекись водорода. Другие окислители в обработанном растворе мы не наблюдали. После горения разряда на постоянном токе с электролитическим катодом и анодом в течение 30 минут наблюдается увеличение концентрации перекиси водорода, порядка десятых долей миллимоль на литр с ростом тока разряда. При этом анодное горение разряда приводит к большему накоплению пероксида водорода по сравнению с катодным горением при тех же токах разряда. Кривые накопления пероксида водорода при горении торцевого разряда на постоянном токе в течение 60 минут проходят через максимум, при этом тенденция большего накопления  $\text{H}_2\text{O}_2$  при анодном горении сохраняется. Прохождение данных кривых через максимум мы связываем со значительным нагревом электролита (вплоть до его кипения), в результате которого, происходит разложение образовавшихся молекул  $\text{H}_2\text{O}_2$ . Горение торцевого разряда на переменном токе также приводит к накоплению перекиси водорода в электролите того порядка, что и при горении на постоянном токе, при этом с ростом тока разряда концентрация  $\text{H}_2\text{O}_2$  растет. Нелинейный рост концентрации пероксида водорода с увеличением тока разряда мы связываем с нагревом электролита входе горения разряда. Полученные результаты позволяют считать подводный торцевой разряд перспективным для очистки и стерилизации воды.

### Литература

- [1]. Бобкова Е.С., Гриневиц В.И. и др. Изв. Вузов. Хим. и хим. технол. 2011. Т 54. (6). С. 3-17.
- [2]. Стройкова И.К., Максимов А.И.. ЭОМ. 2002, Т. 36 (6), С. 43-49.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗОВОЙ ФАЗЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ЭЛЕКТРОЛИТНЫМ КАТОДОМ МЕТОДОМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Сироткин Н.А., Хлюстова А.В.

*Институт химии растворов им. Г.А. Крестова Российской академии наук, Иваново,  
Россия, [kav@isc-ras.ru](mailto:kav@isc-ras.ru)*

В последнее время изучению состава газовой фазы тлеющего разряда посвящены множество работ. Знание кинетики образования активных частиц в зоне плазмы важно для успешной разработки практических применений тлеющего разряда.

В тоже время определить концентрации всех частиц, находящихся в зоне горения разряда, какими-либо экспериментальными методами задача крайне трудная. Поэтому целью данной работы является численный расчет состава газовой фазы над поверхностью электролитного катода при зажигании электрического разряда. Нами была предпринята попытка теоретически вычислить концентрации активных частиц, образующихся в ходе горения разряда. Преимущество данного подхода в том, что учитываются многие условия, такие как температура в зоне плазмы, распыление растворителя и растворенного вещества, постоянное значение концентрации электронов, определяемой током разряда.

Для оценки состава газовой фазы были выбраны реакции с участием, как молекул исходного газа, так и различных частиц, образующихся в зоне плазмы (в газовой фазе). Всего была выбрана **41** частица: O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>, NO, H, O, OH, NO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, HNO, HO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, NO<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, H<sub>3</sub>O<sup>+</sup>, H<sub>5</sub>O<sub>2</sub><sup>+</sup>, H<sub>7</sub>O<sub>3</sub><sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, HNO<sub>2</sub>, N, O<sub>2</sub><sup>•</sup>, H<sub>2</sub>O<sup>+</sup>, HNO<sub>3</sub>, Na, Cl, Na<sup>•</sup>, Cl<sub>2</sub>, HCl, NaO, NaO<sub>2</sub>, NaNO, Na<sup>+</sup>, Cl<sup>-</sup>, e, H, OH<sup>-</sup>, O<sub>2</sub><sup>-</sup>, O<sup>-</sup>, NaCl. Была составлена система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих зависимость концентрации каждой частицы от времени. Расчет системы производился численным методом Рунге-Кутты 4-5 порядков, с использованием математического программного пакета Maple 15.

Наши расчеты показали относительно высокое содержание HO<sub>2</sub>, OH и H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (10<sup>13</sup>-10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>) газовой фазе. Присутствие таких частиц в больших концентрациях объясняет высокую окислительную активность плазмы тлеющего разряда атмосферного давления с электролитным катодом. Следует отметить достаточно высокую концентрацию озона в газовой фазе: значение концентрации составляет 1,5·10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>. Этот результат становится понятным с учетом высокой концентрации атомарного кислорода в зоне плазмы 1·10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>.

Кроме того, полученные расчетные данные говорят об относительно высокой концентрации соединений азота в газовой фазе, даже, несмотря на то, что в составе исходного плазмообразующего был лишь один процент воздуха. Наиболее значительные значения концентраций получились для частиц N, NO, NO<sub>2</sub> и NO<sub>3</sub>. Кривые, описывающие изменения концентраций данных частиц во времени, имеют достаточно монотонный вид и также выходят на постоянное значение через 0,03 секунды. По нашим расчетам частицы HNO<sub>2</sub>, HNO<sub>3</sub> и N<sub>2</sub>O присутствуют в газовой фазе тлеющего разряда в незначительных количествах, порядка 10<sup>2</sup>-10<sup>3</sup> см<sup>-3</sup>. Образование в газовой фазе в значительных количествах таких частиц как NO<sub>2</sub> и NO<sub>3</sub>, и возможное их дальнейшее взаимодействие с водным электролитом с образование азотной кислоты, объясняет подкисление раствора в ходе горения разряда.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ НА СТЕПЕНЬ БЕЛИЗНЫ ШЕРСТЯНЫХ ВОЛОКОН В ПРОЦЕССЕ ИХ ПЕРВИЧНОЙ ОБРАБОТКИ**

Абдуллин И.Ш., Хамматова В.В., Слепнева Е.В.

ФГБОУ ВПО «КНИТУ», г.Казань, Россия, [elenaslep@mail.ru](mailto:elenaslep@mail.ru)

Показатель белизны шерстяных волокон в процессе первичной обработки шерсти оказывает влияние на последующие стадии ее переработки: с увеличением показателя белизны волокон расширяются возможности применения цветовой палитры красителей в процессе крашения ровницы и шерстяных текстильных материалов.

В качестве объекта исследования выбрана шерсть овечья невытая мериносовая I длины, полутонкая, полугрубая высшего сорта I длины. Модификация шерсти выполнялась на высокочастотной плазменной установке, созданной в Казанском научном исследовательском технологическом университете [1].

Образцы, обработанные в аргоновой плазме ВЧЕ разряда пониженного давления, имеют показатель белизны выше, чем контрольные. Образцы, обработанные в плазме ВЧЕ разряда пониженного давления (аргон/пропан (70/30%)) обнаружили уменьшение показателя белизны относительно контрольного. Показатель белизны волокон, обработанных в аргоновой плазме, увеличился у мериносовых на 12,8 %, полутонких на 11,9 % и полугрубых на 12,2 %. В результате плазменной обработки шерстяных волокон в смеси газов аргон/пропан в соотношении 70/30% уменьшение значения показателя белизны составило у мериносовых 6,6%, у полутонкого 6,2%, полугрубого 6,1%.

Обработка шерстяных волокон в аргоновой плазме ВЧЕ разряда пониженного давления перед процессом промывки способствует раскрытию чешуек кутикулы волокна. Это облегчает доступ моющего раствора внутрь волокна и способствует более полному вымыванию загрязнений с его поверхности.

Плазменная обработка шерстяных волокон в смеси газов аргон/пропан приводит к снижению показателя белизны, что связано с образованием углеродсодержащей пленки на поверхности волокна. Поток частиц плазмы осуществляет изменение поверхностных свойств волокон, формирование на поверхности активных центров, осаждение углерода с последующей его фиксацией. Фиксация свободного углерода осуществляется преимущественно посредством физической адсорбции.

### **Литература**

- [1]. Абдуллин И.Ш. Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях. Теория и практика применения/ И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин, Н.Ф. Кашапов. - Казань: Изд-во Казан. гос. ун-та, 2000. – 348 с.

## **ФОРМИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНИЗАЦИЯ В КАНАЛЕ СТАЦИОНАРНОГО ПЛАЗМЕННОГО ДВИГАТЕЛЯ**

А.Н. Веселовзоров, А.А. Погорелов, Э.Б. Свирский, В.А. Смирнов

НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия, [vasmirnov@nfi.kiae.ru](mailto:vasmirnov@nfi.kiae.ru)

Плазменные стационарные двигатели в настоящее время занимают лидирующее положение для обеспечения коррекции и ориентации орбит долгоживущих спутников. Фактически все страны, которые имеют космические программы, заинтересованы в таких двигателях и ведут научно технические работы по их совершенствованию и расширению возможного применения.

Вместе с тем существует два процесса, которые определяют работу СПД, но ещё до конца не изучены - это перенос и нагрев электронов. Они фактически обеспечивают формирование электрического поля и ионизацию в канале двигателя. Классическое описание этих явлений (рассеяние электронов на нейтралах и на стенках канала) применительно к работе этих устройств не нашло экспериментального подтверждения. Вместе с тем исследования показали [1], что внутри канала СПД и за его срезом наблюдаются значительные азимутальные колебания потенциала плазмы, температуры электронов, плотности ионного тока, а у ионов появляется азимутальная составляющая скорости.

Это дало основание предполагать [1], что перенос электронов вдоль канала СПД осуществляется за счёт дрейфа электронов в азимутальном электрическом поле и радиальном магнитном поле.

Возможным механизмом нагрева электронов является взаимодействие переменной составляющей дрейфового электронного тока с азимутальной составляющей волны потенциала плазмы. При этом возмущение скорости движения электронов в азимутальном направлении (скорость дрейфа), определяется продольной волной потенциала плазмы. Энергия электронов, которую они получают от волны, накапливается в процессе парных соударений электронов с нейтралами.

В условиях работы СПД, как отмечалось, классическая проводимость не работает, что существенно усложняет описание, как формирования электрического поля, так и нагрева и переноса электронов.

Чтобы убедиться в достоверности предположений о волновом механизме нагрева и переноса электронов был численно промоделирован энергетический баланс и перенос электронов в канале в предположении, что нагрев электронов и их перенос происходит в поле азимутальной волны. Для описания этих явлений использовалась система уравнений, которая описывает ионизацию и потери заряженных частиц в канале, перенос электронов и нагрев электронов в канале двигателя.

К сожалению, в настоящее время нет чёткой модели неустойчивости, которая приводит к появлению азимутальной неустойчивости, поэтому для описания переноса и нагрева электронов использовались экспериментально полученные значения этой неустойчивости.

Результаты расчёта распределения температуры электронов и переноса электронов в канале СПД и их сравнение с экспериментальными результатами показывают, что они качественно совпадают. Это позволяет сделать вывод, что для описания процессов переноса и нагрева электронов следует принимать во внимания неустойчивости, которые развиваются в канале СПД.

### **Литература**

- [1]. A.N. Veselovzorov, E.D. Dlougach, A.A. Pogorelov, E.B. Svirsky, V.A. Smirnov, Low-frequency wave experimental investigations, transport and heating of electrons in stationary plasma thruster SPT. Paper IEPC-2011-060, Wiesbaden, Germany, September 11 – 15, 2011

## ОБОБЩЕННЫЙ КРИТЕРИЙ БОМА ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

Лондер Я.И., Ульянов К.Н.

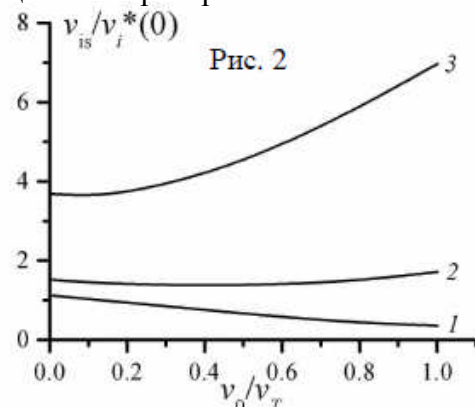
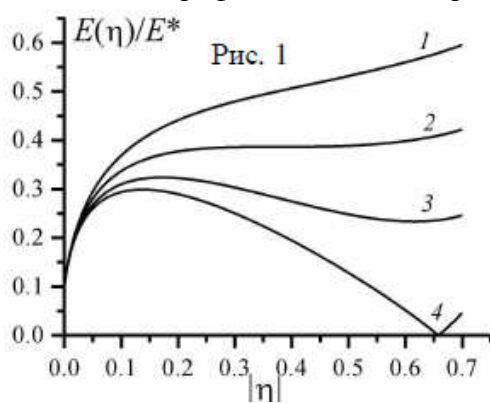
Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина, Москва, Россия  
[kulyanov@vei.ru](mailto:kulyanov@vei.ru)

Известный критерий Бома [1] обобщен для электрических разрядов, в которых отношение направленной скорости электронов к тепловой  $v_0/v_T$  на границе плазмы и слоя является важным параметром, определяющим, в частности, величину анодного падения [2]. Обобщенный критерий Бома учитывает значения плотности объемного заряда  $\rho(0)$ , электрического поля  $E(0)$ , скорости ионов  $v_i(0)$  и отношения  $v_0/v_T$ . Показано, что при заданном наборе значений  $E(0)$ ,  $\rho(0)$  и  $v_0/v_T$  существует минимальное значение  $v_i^*(0)$ , при котором электрическое поле в одной точке внутри слоя обращается в нуль. Зависимость  $v_i^*(0)$  от  $\rho(0)$ ,  $E(0)$  и  $v_0/v_T$  определяет границу области существования стационарных решений в слое. Отметим, что при решении конкретных задач в плазменной области параметры  $E(0)$ ,  $\rho(0)$ ,  $v_0/v_T$  и  $v_i(0)$  имеют вполне определенные значения. Если  $v_i(0) \geq v_i^*(0)$ , то слой устойчив. В противоположном случае стационарное решение в слое отсутствует. Уравнение Пуассона для слоя в безразмерных переменных имеет вид:

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = n_e - Z_i n_i,$$

$$n_e(\eta) = \frac{2C_1}{\pi v_T} \int_{v_{\min}}^{\infty} \exp\left[-\left(\sqrt{(4/\pi)v_z^2/v_T^2 - \eta} - (2/\sqrt{\pi})v_0/v_T\right)^2\right] dv_z, \quad n_i(\eta) = \frac{n_i(0)}{\sqrt{1 - 2\eta v_{is}^2 / v_i^2(0)}}.$$

Здесь  $\eta = e\phi/kT_e$ ,  $\xi = z/\lambda_D$ ,  $v_{\min} = -\pi^{1/2}(v_T/2)(\eta - \eta_a)^{1/2}$ ,  $v_{is}$  – скорость ионного звука,  $n_{e,i} = N_{e,i}/N_e(0)$ ,  $\lambda_D$  – дебаевская длина,  $\eta_a$  – потенциал анода. Выражение для  $n_e(\eta)$  получено в [2]. Типичные распределения  $E(\eta)/E^*$  ( $E^* = kT_e/e\lambda_D$ ) при  $v_0/v_T = 0.2$ ,  $\rho(0)/eN_e(0) = 1$  приведены на рис. 1 для четырех значений  $v_{is}/v_i(0)$  (1 – 2.5, 2 – 3.0435, 3 – 3.5, 4 –  $v_{is}/v_i^*(0) = 3.76563$ ). На рис. 2 для трех значений  $\rho(0)/eN_e(0)$  (1 – 0.01, 2 – 0.11, 3 – 1) приведены зависимости  $v_{is}/v_i^*(0)$  от  $v_0/v_T$ , которые являются графической иллюстрацией обобщенного критерия Бома.



Обобщенный критерий Бома математически определяет область существования регулярных решений с монотонно падающим отрицательным потенциалом в слое. Внутри этой области расположена вся совокупность решений уравнения Пуассона с конечными размерами слоя.

### Литература

- [1]. Bohm D. *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field*, A. Guthrie and R. Wakerling, Eds. New York: McGraw-Hill, 1949, ch. 3, p. 77.
- [2]. Ya. I.Londer, K.N. Ulyanov in *Proc. XXVth Int. Symp. Discharges Elect. Insul. Vacuum*, Tomsk, Russia, 2012, v. 2, p. 380.

## РЕАКТОР ДЛЯ ПРОТЕКАНИЯ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ С ПОМОЩЬЮ МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ПОРОШКОВЫХ СМЕСЯХ В АТМОСФЕРЕ АЗОТА

Г.М. Батанов, Н.К. Бережецкая, В.Д. Борзосеков, Е.А. Васильева, Л.Д. Исхакова\*,  
Л.В. Колик, Е.М. Кончеков, А.А. Летунов, Д.В. Малахов, Ф.О. Милович\*,  
Е.А. Образцова, Е.Д. Образцова, А.Е. Петров, К.А. Сарксян, Н.Н. Скворцова,  
В.Д. Степахин, Н.К. Харчев

*ИОФ РАН, Москва, Россия, sarksian@fpl.gpi.ru*

*\*ИЦВО РАН, Москва, Россия*

Представлена конструкция реактора для протекания плазмохимических реакций с помощью микроволнового разряда в порошковых смесях в атмосфере азота и его работа в смеси Ti+V.

Импульсный микроволновый разряд в порошковой смеси Ti+V инициировался мощным СВЧ излучением, генерируемым гиротроном с частотой 75 ГГц, с мощностью до 450 кВт в гауссовом пучке на выходе гиротрона и с длительностью импульса СВЧ до 6 мс. Использовались смеси с 10% и 20% объемными концентрациями титана. В отличие от [1,2] поверхность порошка оставалась открытой, что обеспечивало свободный газодинамический разлет продуктов реакции, движение нагретого газа в объем кварцевого цилиндра и протекание реакции синтеза нитрида бора и диборида титана во всем объеме реактора с осаждением продуктов реакции на стенках цилиндра. Эксперименты выполнялись в атмосфере азота при нормальном давлении.

С помощью квазиоптического ответвителя регистрировалась мощность падающего и отраженного излучения в центре микроволнового пучка, а с помощью коллимированной системы приема регистрировалась мощность прошедшего через реактор излучения.

Свечение разряда и изучаемых образцов регистрировалось с помощью трех видеокамер, синхронизированных друг относительно друга. Показано, что для 20% Ti длительность свечения разряда составляла не менее 60 мс со свечением всего объема реактора с полным поглощением мощности излучения

По спектрам излучения для режимов с 10% и 20% Ti была сделана оценка температуры разряда. Вблизи поверхности порошковой смеси она составила около 6000К и 5000К, а в плазменно-газовой части разряда для режима с 20% Ti составила не менее 1000К. Температура поверхности порошка при протекании инициированного микроволновой мощностью разряда достаточна для испарения исходных компонент порошка и продуктов плазмохимических реакций, а температура газовой фазы для 20% Ti достаточна для синтеза нитрида бора и модификации кристаллической структуры диборида титана. По пробам испарившегося и осевшего на стенках реактора вещества производился анализ его состава и структуры. [3] Показано, что новая схема реактора позволяет реализовывать плазмохимические реакции, в частности, синтез нитрида бора и диборида титана.

### Литература

- [1]. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Косый И.А., Магунов А.Н., Физика плазмы, 2006, Т.32, №6, С.571...576.
- [2]. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Косый И.А., Магунов А.Н., Физика плазмы, 2008, Т.34, №4, С.361...366.
- [3]. Кончеков Е.М., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К. и др., XL Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 11—15 февраля 2013.



## УСТОЙЧИВОСТЬ ПОТОКА СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.В. Тимофеев

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Рассматривается поток столкновительной плазмы, движущийся вдоль магнитного поля со скоростью, меньшей скорости звука. Найдено, что стационарные малые возмущения возрастают вниз по течению. Механизм возрастания связан с тем обстоятельством, что дозвуковые потоки идеальной плазмы отвечают на внешние возмущения в первую очередь изменением давления плазмы. В результате, например, при возмущении скорости, давление меняется таким образом, что стационарный поток замедляется, если сила направлена по скорости и ускоряется, если против. Это явление можно описать, считая, что эффективная масса плазмы отрицательна. Если скорость потока неоднородна в поперечном направлении, то роль внешней возмущающей силы играет сила вязкости. В этом случае можно перенормировать не эффективную массу, а эффективный коэффициент поперечной вязкости, который приходится считать отрицательным.

Аналогичным образом меняется знак эффективной теплоемкости или эффективного коэффициента поперечной теплопроводности, если скорость потока меньше скорости звука, но превышает тепловую скорость ионов, рассчитанную по сумме температур ионов и электронов.

Явление возрастания стационарных возмущений вниз по потоку названо в работе пространственной неустойчивостью. Определен пространственный инкремент нарастания возмущений вниз по течению. Численный анализ эволюции возмущений подтверждает вывод о пространственной неустойчивости дозвуковых потоков столкновительной плазмы, движущихся вдоль магнитного поля.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках реализации ФЦП “Научные и педагогические кадры инновационной России” на 2009 - 2013 г грант №14740.11.043. Работа поддержана грантом НШ-4361.2012.2 Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

## ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЫ С ПОЗИЦИЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Векленко Б.А.

ОИВТ РАН, Москва, РФ, [VeklenkoBA@yandex.ru](mailto:VeklenkoBA@yandex.ru)

Традиционно теория высокотемпературной классической плазмы в состоянии близком к термодинамическому равновесию опирается на уравнение А.А.Власова [1,2]. Учитывая квантовые свойства электромагнитного поля, квантовая электродинамика привносит в теорию квантовый безразмерный параметр [3]

$$Z = \frac{1}{2\pi^2} \frac{e^2}{\hbar v_e} \frac{T}{\hbar \Omega_e} = \frac{2}{\pi} \frac{r_D}{r_B},$$

и существенные коррективы, связанные с наличием квантовой постоянной  $\hbar$ . Параметр  $Z$  определяется ленгмюровской частотой  $\Omega_e = \sqrt{e^2 n / m}$ , тепловой скоростью электронов  $v_e = \sqrt{T / m}$ ;  $r_D$  и  $r_B$  - соответственно, дебаевский и борковский радиусы. Теоретически максвелловская плазма может находиться в разных состояниях, отвечающих как  $Z \ll 1$ , так и  $Z \gg 1$ . Теория Власова отвечает состоянию  $Z = 0$ . В этой теории пренебрегается наличием термической шубы электромагнитных продольных ленгмюровских колебаний (аналогичной планковской шубе поперечных волн в вакууме). Поправки к теории Власова линейные по  $Z$  обратно пропорциональны  $\hbar^2$ , что исключает предельный переход  $\hbar \rightarrow 0$ . Обратное агрессивное воздействие ленгмюровской шубы на электроны и ионы плазмы, описываемое параметром  $Z$ , существенно изменяет их дисперсионные уравнения. В реальных ситуациях всегда  $Z \gg 1$ . При этом свойства плазмы существенно отличаются от предписываемых уравнением Власова. На смену ленгмюровской частоте  $\Omega_e (Z = 0)$  приходит другая характерная квантовая частота

$$\varpi = \Omega_e \sqrt{2Z} = \frac{1}{\hbar \pi} \sqrt{T \frac{e^2}{r_D}}, \quad Z \gg 1.$$

Появляются две ветви электронных колебаний плазмы, одна из которых описывает электронный квантовый звук, распространяющийся со скоростью  $V_e = v_e \sqrt{\hbar \varpi / 2T (th \hbar \varpi / T)}$ . Ионы, наряду со звуковой ветвью спектра, обладают другой, квантовой ветвью, остающейся конечной при малых волновых числах.

### Литература

- [1]. А.А.Власов. ЖЭТФ, 1938, Т.8, С.291.
- [2]. Александров А.А., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа 1988.
- [3]. Veklenko B.A. International Journal of Optics V.2012 (2012), Article ID 648741.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОЧИСТКИ ПЛАЗМОЙ ВЧ ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЖУЩИХ ИНСТРУМЕНТОВ ИЗ НЕТЕПЛОСТОЙКИХ СТАЛЕЙ

Абдуллин И.Ш., Васильев И.И.

*Казанский национальный исследовательский технологический университет, г.Казань, [ilham.v@yandex.ru](mailto:ilham.v@yandex.ru)*

В основном из нетеплостойких сталей изготавливают инструменты для обработки органических волокнистых материалов. В частности в меховых предприятиях такие инструменты используются для мездрения и строгания разбивки шкурок. Один из проблем меховых предприятий это быстрое изнашивание режущих инструментов из такого материала. Актуальным является упрочнение режущих инструментов

Ионно-плазменный метод не позволяет наносит износостойкие покрытия на инструменты из нетеплостойких сталей т.к. при очистке ионной бомбардировкой температура достигает до 700 °С что приводит к отпуску материала. Поэтому перед нанесением покрытия необходимо провести ВЧ плазменную обработку.

Эксперименты проводились на экспериментальной ВЧ-емкостной плазменной установке КНИТУ. Как показали исследования, из физико-механических свойств емкостной разряд существенно влияет только на параметр шероховатости, микротвердость и структура образцов не изменялись, это говорит о том, что в емкостном разряде при обработке происходит минимальная адсорбция плазмообразующего газа (аргона) на поверхность образца и об умеренном температурном воздействии. Кроме того поверхность нетеплостойких сталей после плазменного воздействия становится более однородной, уменьшается высота микронеровностей, с поверхности удаляются примесные дефекты, таким образом, параметр шероховатости уменьшается на 26-33% (рисунок 1).

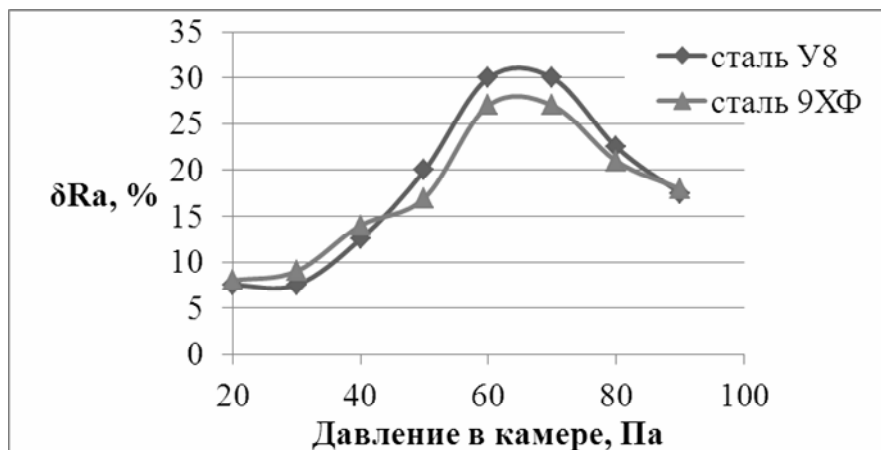


Рисунок 1 – Зависимость относительного снижения параметра шероховатости от давления плазмообразующего газа-аргона в камере, ( $\delta R_a = (R_{a0} - R_a) \cdot 100 / R_{a0}$ ).

Качество очистки перед нанесением износостойкого покрытия оценивается по однородности цвета покрытия, нанесенного после очистки, и коррозионной стойкости, адгезии материала к покрытию.

## РАЗВИТИЕ ЯЧЕЕЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВ ПРИ МЕГАБАРНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

В.С. Воробьев, А.С. Грушин\*, В.Г. Новиков\*

*Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия, [vrby@mail.ru](mailto:vrby@mail.ru),*

*\*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, [novikov@kiam.ru](mailto:novikov@kiam.ru)*

В последние десятилетия значительные усилия были предприняты для исследования теплофизических свойств плотной неидеальной плазмы. Эти исследования в значительной степени связаны с появлением новых экспериментальных установок. Для получения сверхвысоких давлений, которые не могут быть достигнуты в традиционных взрывных устройствах и легкогазовых пушках, используются, например, мощные генераторы тока и ультракороткие лазеры. Эксперименты на этих новых установках позволяют получить информацию о различных свойствах неидеальной плазмы, могут быть использованы для создания широкодиапазонных уравнений состояния и проверки различных теоретических подходов и численных методов. Описание дейтерия, азота и некоторых других веществ при мегабарных давлениях представляет большой интерес в физике конденсированных сред в экстремальных условиях, так как давление вызывает делокализацию электронов и приводит к образованию новых структур. В случае молекулярного азота большая энергия тройной связи делает это состояние достаточно устойчивым к внешним воздействиям, что следует из результатов статических [1] и динамических [2] экспериментов, отражающих некоторые структурные и электронные изменения азота при мегабарных давлениях и высоких температурах ( $T \geq 1$  эВ). Для расчета термодинамических свойств веществ при высоких давлениях используется метод сферических ячеек совместно с самосогласованным приближением функционала плотности и блоховскими граничными условиями (квази-зонный метод). Этим методом рассчитаны термодинамические функции, ударные адиабаты и зонная структура азота, дейтерия и других веществ при мегабарных давлениях и высоких плотностях. Эти расчеты подтверждает недавно обнаруженный экспериментально резкий рост давления вдоль ударной адиабаты в узком диапазоне плотностей.

### Литература

- [1]. R. F. Trunin, G.V. Boriskov, A.I. Bykov, A.B. Medvedev, G.V. Simakov, and A.N. Shuikin, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 88 (3), 220 (2008) [JETP Lett. 88 (3), 189 (2008)].
- [2]. M.A. Mochalov, M.V. Zhernokletov, R.I. Il'kaev, A.L. Mikhailov, V.E. Fortov, V.K. Gryaznov, I.L. Iosilevskiy, A.B. Mezhevov, A.E. Kovalev, S.I. Kirshanov, Yu.A. Grigor'eva, M.G. Novikov, and A.N. Shuikin, JETP. 110, 67, (2010).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ 2DFULLPIC ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕ ХОЛЛОВСКОГО ДВИГАТЕЛЯ В ПЛОСКОСТИ Z- $\Theta$

Д.А. Томилин

ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Москва, РФ, [orovim@gmail.com](mailto:orovim@gmail.com)

В последнее время активно развивается направление кинетического численного моделирования процессов, протекающих в разрядном канале ХД. Ввиду большого объема вычислений, необходимого для корректного моделирования физики разряда ХД, наиболее часто используются одномерные или двумерные модели. Однако исключение даже одного измерения приводит к ряду проблем. Одной из таких проблем, является корректное описание транспорта электронов поперек магнитного поля.

Разрядный канал холловского двигателя (ХД) можно условно разделить на три зоны: область зоны ионизации с повышенной концентрацией нейтральных частиц, зона ускорения и зона плазменного пучка за срезом разрядного канала. В первой зоне проводимость в основном обусловлена столкновениями электронов с тяжелыми частицами, во второй начинает играть роль взаимодействие электронов со стенкой. Вопрос о механизмах проводимости за срезом разрядного канала остается открытым. С другой стороны, в плазме ХД наблюдается широкий спектр колебаний плазмы [1,2], в том числе высокочастотные волны, которые часто связывают с аномальным транспортом электронов.

Численное моделирование играет огромную роль в понимании физических процессов, протекающих в плазме холловского двигателя. В частности численное моделирование во многом определило понимание физики таких процессов как ионизационные колебания [3] и пролетные колебания [4]. В то же время высокочастотные азимутальные волны, обладающие азимутальной компонентой электрического поля, достаточно подробно исследованы аналитически в линейном приближении, найден ряд критериев развития неустойчивостей в данном диапазоне частот. При этом возникает вопрос о развитии данных неустойчивостей и их влиянии на физические процессы, протекающие в плазме ХД, в частности на процессы переноса электронной компоненты поперек магнитного поля.

В данной работе приведены предварительные результаты кинетического моделирования высокочастотных процессов в аксиально-азимутальной плоскости разрядного канала холловского двигателя.

### Литература

- [1]. Choueiri E.Y. // Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8. P. 1411.
- [2]. D. A. Tomilin, O. A. Gorshkov. Proc. of the 32nd International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, 2011, IEPC-2011-023.
- [3]. Garrigues, L., Heron, A., Adam, J.-C., and Boeuf, J.-P., Hybrid and Particle-In-Cell Models of a Stationary Plasma Thruster, Plasma Sources Sci. Technol., Vol. 9, 2000, pp. 219.
- [4]. Bareilles, J., Hagelaar, G. J. M., Garrigues, L., Boniface, C., Boeuf, J.P., and Gascon, N., Critical assessment of a two-dimensional hybrid Hall thruster model: Comparisons with experiments, Phys. Plasmas, Vol. 11, No. 6, 2001, p. 3035

## МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭРОЗИОННО-ЭМИССИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ НА ПОВЕРХНОСТЬ С ТОНКОЙ СТРУКТУРОЙ

Д.В. Отряхин, М.М. Цвентух\*

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31

\* Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр-т 53

Динамика образования эрозионной плазмы при воздействии интенсивных потоков энергии и частиц на поверхность важна для различных вопросов, в том числе для определения уровня эрозии первой стелки термоядерных установок под воздействием импульсных потоков плазмы. При этом учет эмиссионных процессов при таком интенсивном воздействии позволяет описывать условия для инициирования самоподдерживающихся разрядов – униполярных дуг. Само по себе инициирование электрического разряда под воздействием плазменных потоков представляет отдельный фундаментальный интерес.

В настоящей работе разработан и реализован численный алгоритм для расчетов динамики образования эрозионной плазмы из вольфрама со слоем нановолокон (W-fuzz) [1-3] под воздействием потоков энергии из плазмы соответствующих ЭЛМам и срывам.

В [4-5] предложено описание структуры нановолокон в виде набора тонких изолированных слоев, охлаждаемых только испарением атомов, либо тонких стержней, внутри которых происходит объемное выделение энергии падающего потока. На рис.1 представлен пример расчетных распределений основных параметров для потока энергии 1 МВт/см<sup>2</sup>. Виден существенный рост плотности эрозионной плазмы (> 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>) и эмиссионного тока, что приводит к омическому перегреву внутренних слоев протекающим током. Работа поддержана РФФИ, грант № 12-08-33031 мол\_а\_вед.

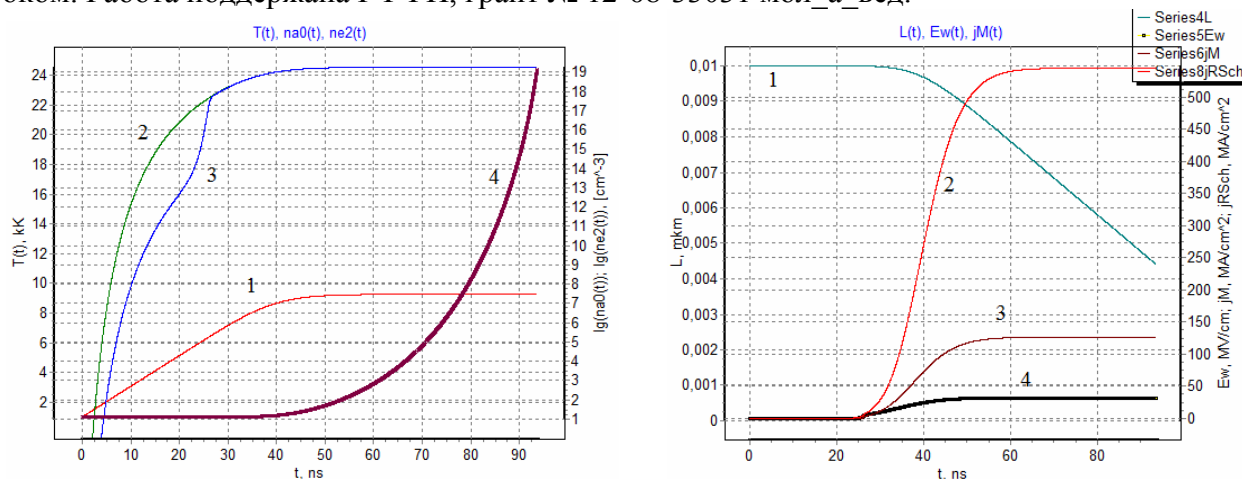


Рис. 1. Слева: 1 –  $T_w(t)$  – температура изолированного нм-слоя вольфрама, 2 –  $n_a(t)$  – плотность испаренных атомов, 3 –  $n_e(t)$  – плотность эрозионной плазмы, 4 –  $T_{int}(t)$  – температура внутреннего слоя, нагреваемого только протекающим эмиссионным током

Справа: 1 –  $L_w(t)$  – толщина изолированного нм-слоя, 2 –  $j_{RSch}(t)$  – плотность тока по Ричардсону-Шоттки, 3 –  $j_M(t)$  – предельная по объемному заряду плотность тока (см. [5]), 4 –  $E(t)$  – Дебаевское поле у стенки

### Литература

- [1]. S. Kajita, S. Takamura, and N. Ohno 2009 *Nucl. Fusion* **49** 032002
- [2]. M. Tokitani *et al* 2011 *Nucl. Fusion* **51** 102001
- [3]. G.M. Wright *et al* 2012 *Nucl. Fusion* **52** 042003
- [4]. S.A. Barenholts, G.A. Mesyats, and M.M. Tsventoukh 2010 *Nucl. Fusion* **50** 125004
- [5]. S.A. Barenholts, G.A. Mesyats, and M.M. Tsventoukh 2011 *IEEE Trans. Plas. Sci.* **39** 1900



## БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ИНВАРИАНТЫ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ГАЗАХ

Юсупалиев У.

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, [www@phys.msu.ru](mailto:www@phys.msu.ru)*

К цилиндрическим импульсным сильноточным электрическим разрядам (ИСЭР) в плотных газах относятся мощный искровой разряд [1] и импульсный сильноточный излучающий разряд [2,3] в газах порядка атмосферного давления и выше. Анализ показывает, что исследование таких разрядов будет более эффективным, если известны их *безразмерные инварианты*. Знание таких инвариантов весьма полезно при дальнейшем исследовании и анализе большого числа опытных данных и позволяет свести воедино данные различных исследователей, а иногда – установить ранее не известные закономерности исследуемых явлений. Такие данные значительно облегчают решение задач вследствие того, что они существенно сокращают количество переменных и указывают общие закономерности явлений, способствуя тем самым созданию более совершенных теоретических моделей.

Несмотря на давнюю историю исследования таких разрядов, их безразмерные инварианты до сих пор не установлены. В результате чего не удается определить зависимости радиуса разрядного канала  $R$ , температуры  $T$  и плотности  $\rho$  плазмы от времени  $t$ , пространственные распределения температуры и плотности плазмы в канале в зависимости от начальных характеристик разрядов (начального падения напряжения на разрядном промежутке, начальной скорости нарастания, начальной индуктивности разряда, емкости конденсаторной батареи) и рабочего газа (давления, плотности, температуры, показателя адиабаты, потенциалов ионизации атомов). Цель данной работы как раз и состоит в установлении таких инвариантов ИСЭР в плотных газах.

Методом, предложенным авторами работы [4], были определены показатели подобия физических величин указанных разрядов и их размерные инварианты относительно линейного преобразования координат и времени ( $x'_i = s x_i$ ,  $t' = st$ , где  $s$  – коэффициент сжатия/растяжения). Используя эти показатели подобия, из инвариантности безразмерных уравнений непрерывности, движения и баланса энергии относительно указанного преобразования установлены их безразмерные инварианты, а из условия однородности распределения давления плазмы в разрядном канале определены их величины. С помощью этих инвариантов дифференциальные уравнения в частных производных удалось свести к обыкновенным дифференциальным уравнениям, из решений которых определены зависимости  $R(t)$ ,  $T(t)$  и  $\rho(t)$  на оси разрядного канала для начальной стадии развития разрядов, а также радиальные распределения температуры и плотности плазмы в канале в зависимости от начальных характеристик разрядов и рабочего газа.

### Литература.

- [1]. Маршак И.С., Двойников А.С., Кирсанов В.П. и др. Импульсные источники света. Под общей ред. И.С. Маршака. М.: Энергия. 1978.
- [2]. Рухадзе А.А., Александров А.Ф. Физика сильноточных электроразрядных источников света. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ». 2012.
- [3]. Борович Б.Л., Розанов В.Б., Зуев В.С. и др. Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ АН СССР. 1978. Т.15. С.5-123.
- [4]. Рухадзе А.А., Соколов Н.Н., Соковиков В.В. // УФН. 1991. Т.161. № 9. С. 195.

## ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВЫСАДКИ ЭЛЕКТРОНОВ НА МИШЕНЬ ОТ ПОТЕНЦИАЛА НА ЦЕНТРАЛЬНОМ ЭЛЕКТРОДЕ ИСТОЧНИКА CERA-RX(C)

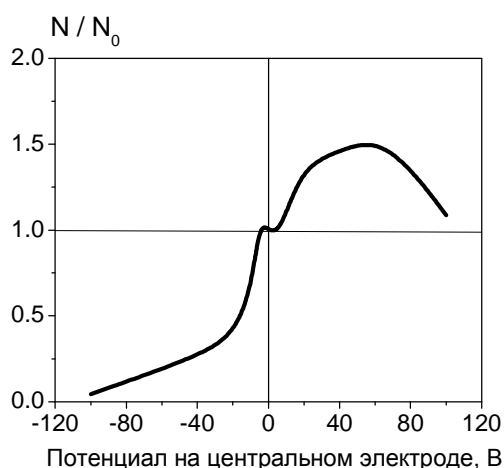
С.П. Степина, А.М. Умнов

Российский университет дружбы народов, Москва, РФ, [anumnov@yandex.ru](mailto:anumnov@yandex.ru)

Конструктивные особенности ЭЦР источника характеристического излучения CERA-RX(C), подробно описанного в работе [1], дают возможность варьировать его рабочие параметры, в частности, смещением ЭЦР поверхности относительно центрального электрода коаксиального резонатора, за счет поля, создаваемого дополнительными магнитными катушками, что позволяет реализовать вывод на мишень, расположенную на центральном электроде, электроны с требуемой энергией [2].

В данной работе на численной модели рассмотрена возможность повышения эффективности вывода электронов на мишень за счет создаваемого на центральном электроде постоянного потенциала. Трехмерная численная модель построена на основе метода частиц в ячейке. Расчеты проведены для различных величин потенциала на центральном электроде при варьировании других рабочих параметров: амплитуды напряженности электрического СВЧ поля; расстояния между ЭЦР поверхностью и центральным электродом.

Полученные результаты показали, что величина потенциала на центральном электроде и его полярность могут существенно влиять на количество высаживаемых на мишень частиц. На рисунке в качестве примера, иллюстрирующего это влияние, приведена характерная



зависимость относительного изменения числа частиц, выведенных на мишень  $N/N_0$  ( $N_0$  – число частиц, выведенных на мишень в отсутствие потенциала на центральном электроде), от величины потенциала и его знака для напряженности СВЧ электрического поля  $E=200$  В/см.

Результаты моделирования позволяют сделать вывод о существовании оптимальной величины положительного потенциала для фиксированного значения напряженности электрического СВЧ поля, при котором существенно возрастает эффективность вывода электронов на мишень. При дальнейшем повышении потенциала число выведенных на мишень

электронов снижается. Отрицательный потенциал на центральном электроде приводит к резкому уменьшению числа электронов, высаживаемых на мишень.

В ближайшее время планируется провести эксперимент, который, как мы надеемся, подтвердит результаты численного моделирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

### Литература

- [1]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Степина С.П., Умнов А.М. Прикладная физика, 2011, №6, с.100-103
- [2]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Калашников В.В., Степина С.П., Умнов А.М. Прикладная физика, 2012, №6

## СВЕРХСВЕТОВЫЕ СИГНАЛЫ В КВАНТОВОЙ ОПТИКЕ

Б.А. Векленко, Ю.И. Малахов\*, Нгуен К. Ши\*

ОИВТ РАН, Москва, РФ, [VeklenkoBA@yandex.ru](mailto:VeklenkoBA@yandex.ru)

\*МЭИ, Москва, РФ, [yumalakhov@yandex.ru](mailto:yumalakhov@yandex.ru), [nguyenquocshi@yahoo.com](mailto:nguyenquocshi@yahoo.com)

Атом, находясь в возбужденном состоянии, формирует вокруг себя электромагнитную шубу с характерным размером  $c/\gamma$ , определяемым временем жизни его возбужденного состояния  $1/\gamma$ . Атакуя такой атом, сторонний фотон срывает шубу, формируя рассеянный сигнал с предвестником, опережающим его баллистический фронт на расстояние  $c/\gamma$ . Предвестник позволяет передавать сигналы со скоростью, превышающей скорость света в вакууме  $c$  [1]. На рис.1 изображена схема установки по экспериментальному определению предвестника, в принципиальном отношении повторяющая схему, описанную в [2]. Под номером 3 изображена труба с подогревом,  $L_z = 1460\text{мм}$ , 4 и 5 – оптические фотоприемники. Полученные нами экспериментальные данные согласно теории, изложенной в [1], удовлетворяющие соотношению

$$-\hbar\omega_{res} 2Mc^2 / k_0^2 = d\left(T(L_z - c\Delta\tau)^2\right) / d\left(\frac{1}{T}\right) = -4.8 \cdot 10^{-24} \text{ э}^2 \text{ см}^6 / \text{с}^4.$$

представлены на рис.2. Здесь  $k_0$  - волновое число рассеиваемого света,  $\Delta\tau$  - разность времен срабатывания фотоприемников. Вместо естественной ширины  $\gamma$  в расчетах фигурировала доплеровская ширина, поскольку эксперимент проводился в воздухе в интервале температур  $300\text{-}550^\circ\text{K}$ . По наклону аппроксимирующей линии можно найти резонансную частоту  $\omega_{res}$  атомов возбужденной среды, осуществляющей рассеяние света. Полагая  $M = 5.0 \cdot 10^{-24} \text{ э}$ , что соответствует массе молекул воздуха, находим  $\omega_{res} = 5.3 \cdot 10^{14} \text{ 1/с}$  или  $1/\lambda = \omega_{res} / 2\pi c = 2.8 \cdot 10^3 \text{ 1/см}$ . Табличные значения колебательных частот молекул воздуха, соответственно, равны  $1/\lambda(N_2) = 2.4 \cdot 10^3 \text{ 1/см}$  и  $1/\lambda(O_2) = 1.6 \cdot 10^3 \text{ 1/см}$ . Поскольку 80% воздуха составляют молекулы азота и в расчетах в качестве аппроксимирующей среды фигурировал газ из двухуровневых атомов, то совпадение полученных чисел с табличными следует признать удовлетворительным.

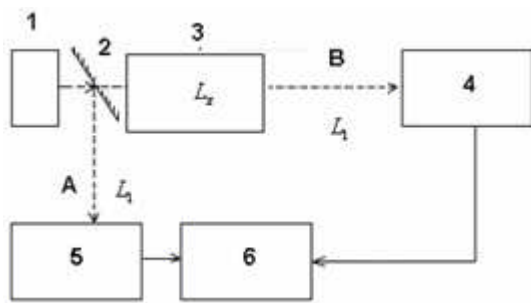


Рис. 1. Экспериментальная установка.

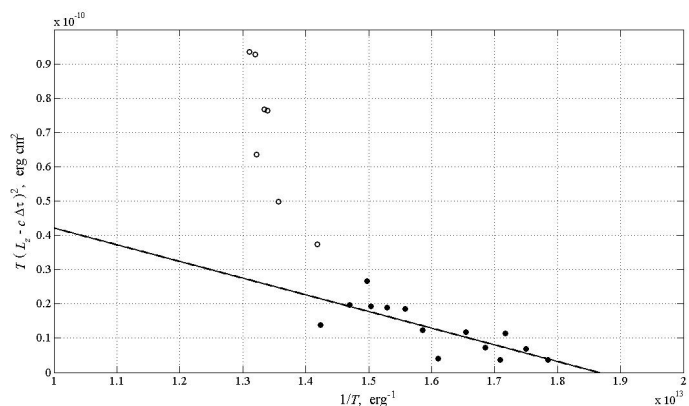


Рис. Экспериментальные данные.

### Литература

- [1]. Векленко Б.А. Прикладная физика. 2010, №3,10.
- [2]. Малахов Ю.И., Иванов М.Я., Ши Н.К., Щаулов В.В. XI Забабахинские чтения. РФЯЦ-ВНИИТФ, Сборник тезисов, Снежинск, 2012,132.

## СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ЭНЕРГИЕЙ ИОНИЗАЦИИ И ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИЕЙ ПЛАЗМЫ ПРИ МНОГОКРАТНОЙ ЕЕ ИОНИЗАЦИИ

Юсупалиев У., Шутеев С.А., Еленский В.Г., Юсупалиев П.У.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, [www@phys.msu.ru](mailto:www@phys.msu.ru)

Известно, что экспериментальное и теоретическое определение энергии ионизации плазмы  $\Delta I$  при её многократной ионизации представляет большие трудности, вследствие чего до сих пор не известно соотношение между её тепловой энергией  $\Delta E_{heat}$  и энергией  $\Delta I$  в широком диапазоне изменения её температуры  $T$  и исходных концентраций атомов  $n$ .

Указанное соотношение для ИСЭР в плотных газах (He, Ne, Ar, Kr, Xe, N<sub>2</sub>, воздухе) было определено в работе [1] на основе опытных данных в области двукратной равновесной ионизации ( $\alpha_e \approx 2$ ) этих газов и при достижении их предельных температур:  $\pi = \Delta I / \Delta E_{heat} \approx 3$ .

Используя потенциалы ионизации атомов газа ( $I_1, I_2, \dots, I_m$ ) и расчетные данные работ [2-4] для долей ионов с зарядом 1, 2 и  $m$  ( $\alpha_1, \alpha_2$  и  $\alpha_m$ ) и  $\alpha_e$  гелиевой, неоновой, аргоновой, криптоновой ксеноновой, воздушной, углеродной и железной плазмы нами были вычислены искомые значения отношения  $\pi$ , которые приведены в таблице.

| Род газа | $n, \text{ м}^{-3}$   | $T, 10^3 \text{ К}$ | $\alpha_e$ | $\pi$     |
|----------|-----------------------|---------------------|------------|-----------|
| He       | $2,687 \cdot 10^{25}$ | 80÷160              | 1,08÷1,99  | 1,31÷1,46 |
| Ne       | $2,687 \cdot 10^{25}$ | 60÷200              | 1,20÷4,13  | 1,70÷1,82 |
| Ar       | $1,75 \cdot 10^{24}$  | 30÷40               | 1,05÷1,562 | 2,16÷2,36 |
|          | $3,53 \cdot 10^{24}$  | 32÷40               | 1,05÷1,41  | 1,91÷2,17 |
|          | $2,687 \cdot 10^{25}$ | 45÷200              | 1,28÷5,34  | 1,83÷2,2  |
| Kr       | $2,687 \cdot 10^{25}$ | 35÷100              | 1,12÷3,1   | 1,53÷1,89 |
| Xe       | $2,687 \cdot 10^{25}$ | 30÷100              | 1,09÷3,83  | 1,90÷2,1  |
| Воздух   | $2,687 \cdot 10^{23}$ | 25÷100              | 1,34÷7,94  | 2,94÷3,12 |
|          | $2,687 \cdot 10^{24}$ | 30÷100              | 1,94÷5,48  | 2,42÷2,63 |
|          | $2,687 \cdot 10^{25}$ | 30÷100              | 1,44÷5,26  | 1,94÷2,3  |
|          | $2,687 \cdot 10^{26}$ | 40÷100              | 1,66÷5,9   | 1,4÷1,85  |
| C        | $10^{23}$             | 25÷696              | 1,10÷3,9   | 1,97÷2,6  |
| Fe       | $10^{24}$             | 10÷266              | 1,56÷7,7   | 1,82÷2,4  |

Из данных этой таблицы можно сделать следующие выводы.

Для заданной концентрации газа  $n$  и при повышении температуры  $T$  значение  $\pi$  в области однократной ионизации ( $0 < \alpha_e \leq 1$ ) растет: уже при  $\alpha_e \geq 0,06$  энергия  $\Delta I$  становится больше  $\Delta E_{heat}$ . А в области многократной ионизации ( $\alpha_e > 1$ ) и при дальнейшем повышении  $T$  значение  $\pi$  остаётся практически постоянным. При заданной  $n$  чем ниже первый потенциал ионизации атома  $I_1$ , тем больше  $\pi$ . Значение  $\pi$  зависит также и от  $n$ : чем меньше  $n$ , тем больше  $\pi$  – при  $n = 2,687 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$   $\pi \approx 3$ .

### Литература.

- [1]. Юсупалиев У. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, с. 28-37 (2007).
- [2]. Цикулин М.А., Попов Е.Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука.
- [3]. Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение. 1965.
- [4]. Замышляев Б.В., Ступицкий Е.Л., Гузь А.Г., Жуков В.Н. Состав и термодинамические функции плазмы. Справочник. М.: Энергоатомиздат. 1984.

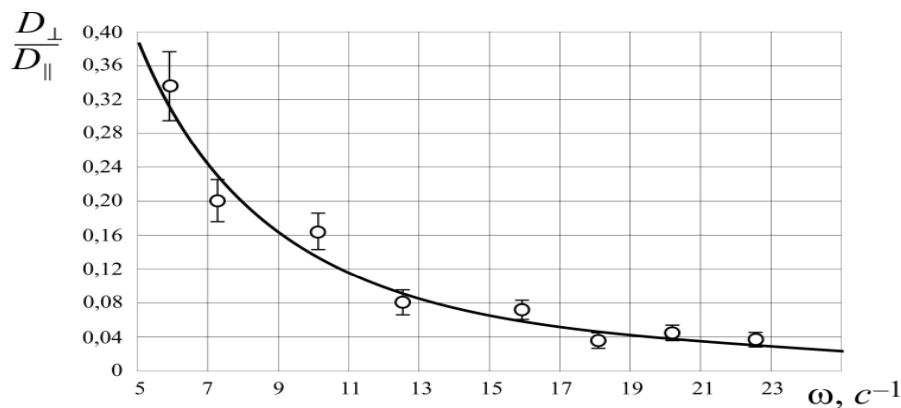
## АНИЗОТРОПИЯ ДИФФУЗИИ АЭРОЗОЛЬНЫХ (КОЛЛОИДНЫХ) ЧАСТИЦ В ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКАХ ПЛАЗМЫ/ГАЗА (ЖИДКОСТИ)

Юсупалиев У., Шутеев С.А., Маслов А.К., \*Винке Е.Э., Еленский В.Г.,  
Юсупалиев П.У.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, [www@phys.msu.ru](mailto:www@phys.msu.ru)  
\*РГУ нефти и газа имени И.М. Губкина, Москва, Россия, [com@gubkin.ru](mailto:com@gubkin.ru)

Об особенностях процессов переноса (диффузии, теплопроводности) в плазменном тороидальном вихре (ПТВ), а также в кольцевых вихрях – тороидальных вихрях (ТВ) в воздухе и воде впервые сообщается в работе [1]. Эти особенности заключаются в том, что коэффициенты диффузии в перпендикулярном к оси вращения направлении  $D_{\perp}$  (теплопроводности  $\chi_{\perp}$ ) намного меньше, чем в параллельном этой оси направлении  $D_{\parallel}$  ( $\chi_{\parallel}$ ). То есть наблюдается **эффект анизотропии процессов переноса** в закрученных потоках плазмы/газа/жидкости. Следствием такого эффекта должно быть то, что изначально захваченное при образовании ТВ вещество (плазма/газ/жидкость и аэрозольные/коллоидные частицы) не теряется из тороидального объема вплоть до момента распада вихря, что и наблюдается на опыте [1-3]. Нам удалось экспериментально определить коэффициенты  $D_{\perp}$  и  $D_{\parallel}$  для аэрозольных частиц в воздушном ТВ в воздухе [2], а также найти зависимость  $D_{\perp}/D_{\parallel}$  для коллоидных частиц в ТВ в воде от скорости углового вращения  $\omega$  [3]. Данное сообщение посвящено теоретическому определению именно этой зависимости.

Рассмотрен осесимметричный вращающийся со скоростью  $\omega$  вихрь в цилиндрической системе отчета  $(r, z)$ , ось  $z$  которой совпадает с осью вихря. Используя соотношение Эйнштейна для коэффициента диффузии аэрозольных (коллоидных) частиц, из уравнения их движения с учетом внешней силы, силы Кориолиса и стоковой силы получена следующая формула:  $D_{\perp} / D_{\parallel} = 1 / (1 + 4(\tau \omega)^2)$ , где  $\tau = m_A / (6\pi R_A \eta)$ ,  $\eta$  – динамическая вязкость среды,



$m_A$  и  $R_A$  – средние значения массы и радиуса указанных частиц. Видно, что величина  $\tau$  зависит от характеристик этих частиц и среды. Кривая, построенная по этой формуле, в пределах ошибки измерений совпадает с опытными данными работы [3] для коллоидных частиц в ТВ в воде при  $\tau=0,26$ . Зная величину  $\tau$ , можно определить  $m_A / R_A$ .

### Литература

- [1]. Юсупалиев У. Физика плазмы. Т.31. № 6.С.543 (2005).
- [2]. Александров А.Ф., Юсупалиев У., Юсупалиев П.У., Шутеев С.А. Прикладная физика. № 6. С.126 (2006).
- [3]. Юсупалиев У., Шутеев С.А., Винке Е.Э., Еленский В.Г. Краткие сообщения по физике. № 3. С. 41. (2012).

## ВОДОРОДНЫЙ РАЗРЯД В СВЧ И ПОСТОЯННОМ ПОЛЕ

Ю.А. Лебедев, Е.В. Юсупова, И.Л. Эпштейн

*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН*

Ранее было показано, что неравновесный электродный микроволновый разряд (ЭМР) может быть использован как плазменный катод для самостоятельного разряда постоянного тока [1]. Результаты исследования влияния постоянного поля плазменную область вблизи антенны в азоте и водороде представлены в [2, 3].

В этом сообщении представлены результаты экспериментального исследования влияния постоянного поля на свойства ЭМР в водороде при давлениях 1-15 Тор, а также исследование разряда постоянного тока у дополнительного электрода при приложении постоянного напряжения между этим электродом и ЭМР. Поверхностная плазма играет определяющую роль в различных процессах: плазменной модификации поверхностей, травлении, осаждении покрытий, росте кристаллов и др. Поэтому результаты исследования важны как для исследования микроволновой плазмы, так и для понимания физических процессов в поверхностной плазме.

Разрядная камера представляла собой цилиндр из нержавеющей стали диаметром 15 см (экспериментальная установка детально описана в [1]). Микроволновая антенна вводилась в камеру через вакуумный переход в крышке камеры. Антенна была изолирована от камеры. Микроволновая плазма создавалась у конца антенны. Падающая мощность была ниже 180 Вт (2.45 ГГц). Дополнительный плоский электрод помещался на расстоянии 3 см от конца антенны. Постоянное напряжение между антенной и электродом изменялось в пределах -300 и +500 В. Эмиссионные спектры ЭМР (разрешение менее 100мкм) регистрировались спектрометром Avaspec-2048 с оптическим фидером. Электронно-оптическая камера К-008 и цифровой аппарат использовались для визуализации разряда.

Измерены вольтамперные характеристики системы по постоянному току. Метод относительных интенсивностей линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  серии Бальмера в предположении корональной модели (диссоциативное возбуждение электронным ударом и радиационный распад) использовался для исследования зависимостей СВЧ поля в области антенны от давления, мощности, постоянного напряжения и расстояния от антенны, а также постоянного напряжения вблизи дополнительного электрода. Эмиссионные спектры водородного разряда содержат полосы водорода, линии атомарного водорода, полосы второй положительной системы азота (остаточный газ) и выраженного диссоциативного континуума с максимумом при 350 нм и квази-континуума с максимумом при 600 нм. Распределение атомов по энергиям было определено по излучению линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$ . Они слабо зависят от постоянного напряженкния и изменяются с расстоянием от антенны. Постоянное напряжение изменяет размеры ЭМР и его форму и изменяет пространственное распределение интенсивностей полос азота в области антенны.

Исследование было выполнено при частичной поддержке РФФИ (грант № 11-02-00075).

### Литература.

- [1]. Lebedev Yu.A., Tatarinov A.V., Epstein I.L. High Temperature, 2007, **45**, 325.
- [2]. Lebedev Yu.A., Yusupova E.V., Epstein I.L. Plasma Phys. Rep. 2012, 38, p. 677.
- [3]. Buravtsev N.N., Konstantinov V.S., Lebedev Yu.A., Mavlyudov T.B. Book of Abstracts VIII Int. Workshop on Microwave Discharges: Fundamentals and Applications, Zvenogorod, September 10-14, 2012, p.26. Moscow: PLASMAIOFAN Co, Ltd. Science&Technology Center



## **ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПАРАМЕТРЫ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ ЭЦР-РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ЛОВУШКЕ ПРОБОЧНОГО ТИПА**

Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М

*РУДН, кафедра экспериментальной физики, [temple18@mail.ru](mailto:temple18@mail.ru)*

Исследования последних лет в области ЭЦР-источников МЗИ [1, 2] показали, что поведение высокоэнергичной электронной компоненты плазмы изучены не в полной мере. Было отмечено, что спектр энергий такой компоненты зависит от градиента магнитного поля в пределах резонансной зоны.

Основной целью данной работы являлось определение степени влияния градиента магнитного поля на характеристики высокоэнергичной электронной компоненты в условиях ЭЦР-разряда низкого давления в ловушке пробочной конфигурации с изменяемым профилем магнитного поля в условиях как реального, так и вычислительного экспериментов.

Экспериментальный стенд представляет собой осесимметричную систему, в которой цилиндрический высокочастотный резонатор ( $TE_{118}$ ) помещен в стационарное магнитное поле пробочной конфигурации, создаваемое тремя парами катушек. Независимое попарное запитывание катушек магнитного поля, позволяла перестраивать топологию магнитного поля в соответствии с требованиями проводимых экспериментов и обеспечивало изменение пробочного отношения в диапазоне  $1.3 \div 3.2$  при длине пробокотрона 80 см и градиента магнитного поля в пределах зон ЭЦР в диапазоне  $0 \div 20$  Гс/см. Резонатор запитывался от магнетронного генератора (2,45 ГГц) мощностью в диапазоне  $1,0 \div 2,5$  кВт в режиме периодических прямоугольных импульсов длительностью 1 мс. Диагностика параметров осуществлялась методами сцинтилляционной спектрометрии, а вычислительный эксперимент проводился с помощью трехмерной численной модели, построенной на основе метода частиц в ячейке.

Изучены временные, спектральные и интегральные характеристики тормозного излучения. Полученные результаты свидетельствуют о четких зависимостях указанных характеристик от величины градиента магнитного поля в пределах зоны ЭЦР-нагрева. Отмечено, что в пределах указанного интервала градиента магнитного поля происходит резкое изменение характера зависимостей предельно-достижимой энергии, времени формирования горячей компоненты и интегральных характеристик излучения от величины вводимой СВЧ-мощности.

Анализ результатов полученных экспериментально и на численной модели позволил интерпретировать их взаимосвязь с физическими процессами, происходящими в условиях взаимодействия.

### **Литература**

- [1]. S. Gammino, D. Mascali, L. Celona, F. Maimone and G. Ciavola, Plasma Sources Sci. Technol. 18 (2009) 045016 (10pp).
- [2]. H. Y. Zhao, H. W. Zhao, L. T. Sun, H. Wang, D. Z. Xie, B. H. Ma, X. Zh. Zhang, X. X. Li, X. W. Ma, Y. H. Zhu, W. Lu, and Y. Shang, Plasma Sources Sci. Technol. 18 (2009) 025021 (8pp).

## УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И ПРОВОДИМОСТЬ ПЛАЗМЫ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ: AL, CU, AG, AU, NI, TI, V

А.Л. Хомкин, А.С. Шумихин

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия, [shum\\_ac@mail.ru](mailto:shum_ac@mail.ru)*

В последнее время усилился интерес к поведению различных веществ в так называемом режиме «warm dense matter» (WDM). Данный режим занимает довольно обширную область температур и плотностей в окрестности двухфазной области. Проведено много экспериментальных работ [1, 2 и ссылки в них] по изучению плотных паров (WDM) веществ, в особенности металлов. Несмотря на большое количество теоретических работ [3, 4 и ссылки в них], нет общей ясности в расчётах термодинамики, уравнений состояния и переносных свойств. Во-первых, в теоретических работах созданы подходы, которые хорошо описывают или газовую область, или жидкие металлы. Для описания WDM приходится применять экстраполяцию разработанных методов. Во-вторых, в литературе нет единой методики по расчёту состава, уравнения состояния и проводимости металлов.

В [5] нами была предложена химическая модель неидеальной газоплазменной смеси для описания плотной плазмы паров алюминия, учитывающая электроны, ионы, атомы, молекулы и молекулярные ионы, а также двух- и трехкратно ионизованные атомы. В работе нами были критически проанализированы имеющиеся в литературе поправки на взаимодействие заряд-заряд и заряд-атом. В результате кулоновское взаимодействие было учтено в БД-приближении. Для учёта взаимодействия ион-атом использованы скорректированные вириальные поправки Ликальтера, а для взаимодействия электрон-атом приближение Вигнера для нулевой фазы рассеяния. В данной работе созданная нами химическая модель развита для расчёта состава и проводимости большой группы различных металлов (Al, Cu, Ag, Au, Ni, Ti, V) в режиме WDM и в этом смысле является универсальной. Получены калорическое и термическое уравнения состояния и состав плазмы паров металлов. Показана важная роль молекул и молекулярных ионов, особенно в начальной стадии разогрева паров металлов. Получено удовлетворительное согласие с имеющимися в литературе экспериментальными данными [1, 2] по уравнению состояния и проводимости плазмы паров металлов в области применимости модели.

### Литература

- [1]. Clerouin J., Noiret P., Korobenko V.N., Rakhel A.D. Direct measurements and ab initio simulations for expanded fluid aluminum in the metal-nonmetal transition range. Phys. Rev. B, 2008, Vol. 78, p. 224203.
- [2]. Clerouin J., Noiret P., Blottiau P. et al. A database for equations of state and resistivities measurements in the warm dense matter regime. Physics of Plasmas, 2012, Vol. 19, p. 082702.
- [3]. Redmer R. Electrical conductivity of dense metal plasmas. Phys. Rev. E., 1999, Vol. 59, p. 1073.
- [4]. Apfelbaum E.M. The calculation of electronic transport coefficients of metals in the process of transition from liquid to plasma. J. Phys. A: Math. Gen., 2006, Vol. 39, p. 4407.
- [5]. Хомкин А.Л., Шумихин А.С. Ионно-молекулярная химическая модель плазмы плотных паров алюминия. ТВТ, 2012, Т. 50, № 3, с. 329-336.

## ВОСПЛАМЕНЕНИЕ АЦЕТИЛЕНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА

Н.Л. Александров, С.В. Киндышева, И.Н. Косарев, А.И. Пахомов

МФТИ, Долгопрудный, РФ, [nick\\_aleksandrov@mail.ru](mailto:nick_aleksandrov@mail.ru)

Ацетилен является промежуточным компонентом при воспламенении и горении многих углеводородных топлив и в перспективе рассматривается в качестве альтернативного топлива для использования на ряде энергетических объектов. Хотя автовоспламенение ацетилена исследовалось многократно, но его воспламенение с помощью неравновесной плазмы ранее не изучалось.

В настоящей работе выполнено экспериментальное и теоретическое изучение воспламенения этого углеводорода под действием высоковольтного наносекундного разряда. Эксперименты выполнялись на установке, подробно описанной в [1]. Она представляла собой ударную трубу с разрядной секцией. Исследовались разбавленные аргоном смеси  $C_2H_2:O_2$  и  $C_2H_2:O_2:N_2$  при стехиометрических соотношениях 1 и 0.5. Воспламенение производилось за отраженной ударной волной. При этом рассматривались как случаи автовоспламенения, так и воспламенения после высоковольтного наносекундного разряда, развивающегося в виде ионизационной волны. Давление и температура смеси за фронтом ударной волны восстанавливались по измерениям скорости ее движения. Измерялись электрическое поле в разряде и разрядный ток в зависимости от времени, а также время задержки воспламенения. Анализ измерений показал, что наличие неравновесной разрядной плазмы приводит к существенному (до порядка величины) уменьшению времени задержки воспламенения.

Исследуемые процессы изучались и с помощью численного моделирования. В основу была положена нульмерная модель, поскольку в рассматриваемых условиях плазма оказывается однородной. По измеренным разрядным характеристикам восстанавливалась эволюция приведенного электрического поля в разрядной стадии. На ее основе при численном решении уравнения Больцмана для электронов и уравнений баланса для активных частиц определялась наработка атомов, радикалов и возбужденных и заряженных частиц в разряде и его послесвечении. Полученные результаты служили входными данными при моделировании воспламенения под действием разрядной плазмы, в процессе которого численно решались уравнения баланса для различных химических компонентов смеси и температуры газа. Воспламенение описывалось с помощью кинетической схемы [2].

Результаты расчета времени задержки как автовоспламенения, так и воспламенения с помощью разряда, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Анализ расчетных данных позволил определить основные механизмы воздействия разрядной плазмы на воспламенение ацетилена. Как и в случае других углеводородов, наибольшее влияние на воспламенение оказывают атомы O, нарабатываемые во время разряда при диссоциации  $O_2$  электронным ударом и образующиеся в его послесвечении при тушении электронно-возбужденных нейтральных частиц.

### Литература

- [1]. Kosarev I.N., Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu., Combust. Flame, 2008, 154, 569.
- [2]. Zhukov V.P., Sechenov V.A., Starikovskii A.Yu., Combust. Flame, 2005, 140, 196.

## К ВОПРОСУ О РЕАЛИЗАЦИИ ПЛАЗМООПТИЧЕСКОЙ МАСС-СЕПАРАЦИИ

\*Бардаков В.М., Строкин Н.А.

НИ Иркутский государственный технический университет, Иркутск, Россия,  
[strokin85@inbox.ru](mailto:strokin85@inbox.ru)

\*Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия,  
[ybardakov38@mail.ru](mailto:ybardakov38@mail.ru)

Для осесимметричных плазменных масс-сепараторов с электростатической фокусировкой (ПОМС-Е) [1] в работе [2] был предложен способ масс-сепарации плазменного потока с немонотонными ионами трех масс  $M_1 < M_0 < M_2$ , когда ионы массами  $M_1$  и  $M_2$  собираются на внутреннем и внешнем цилиндрических коаксиальных электродах-приемниках, а ионы с центральной массой  $M_0$  приходят на торцевой кольцевой приемник. В рамках создаваемого макета плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3 в данной работе рассматриваются способы поиска оптимального радиального электрического поля, а также оценивается необходимое качество вакуума в сепарирующем объеме.

Под оптимальным электрическим полем для ПОМС-Е-3 понимается такое радиальное поле, при котором для ионов с выбранной центральной массой движение в сепарирующем объеме происходит вдоль цилиндрической поверхности с радиусом, совпадающим с радиусом щели азимутатора (точки старта). При известном законе распределения электрического поля по радиусу выбор оптимального поля производится расчетным способом, в том числе, и с учетом влияния на траектории ионов величины продольного «технологического» магнитного поля, замагничивающего электроны. При неопределенности распределения электрического поля по радиусу предлагается способ экспериментального подбора оптимального поля, основанный на достижении определенного вида спектра ионов по энергии и углового распределения при их измерении энергоанализатором, расположенном на некотором расстоянии вдоль оси сепарирующего объема от щели азимутатора на цилиндрической поверхности, радиус которой равен радиусу стартовой окружности ионов. Данный способ предстоит проверить на создаваемом макете ПОМС-Е-3.

Приближения плазмооптики, в соответствии с которыми рассчитывался макет ПОМС-Е-3, требуют выполнения условия бесстолкновительности ионов плазменного потока в сепарирующем объеме. Основным каналом столкновений ионов потока являются столкновения ионов с нейтралами остаточного газа и газа, натекающего из плазменного ускорителя. Проведены оценки, которые дали условие на нижнюю границу по давлению остаточного газа в сепарирующем объеме  $P \leq 10^{-4}$  мм. рт. ст. и, соответственно, на производительность вакуумной системы.

Исследования проведены в рамках государственного задания ГЗ №2.1802.2011.

### Литература

- [1]. Морозов А.И., Савельев В.В. Осесимметричные плазмооптические масс-сепараторы // Физика плазмы. - 2005. - Т. 31, №5. - С. 458-465.
- [2]. Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Масс-сепарация ионов кольцевого плазменного потока // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36, Вып. 4. – С. 75-80.

## ПОЛУЧЕНИЕ КОЛЛОИДНОГО РАСТВОРА НАНОЧАСТИЦ УГЛЕРОДА В СПИРТЕ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, И.А. Косый, М.А. Мисакян

*Учреждение российской академии наук институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия), [barkhudarov@yandex.ru](mailto:barkhudarov@yandex.ru)*

Получение и исследование наноструктурных материалов, в частности углерода, представляет большой интерес с научной и прикладной точки зрения. Фундаментальный интерес- структурные особенности и физико-химические свойства объекта. В настоящей работе для наработки углеродных наночастиц используется многоискровой ВВ импульсный разряд в этиловом спирте с прокачкой аргоном [1]. Основные характеристики разряда:  $U \leq 20$ кВ;  $W=2$ Дж;  $\tau=3-5$ мкс;  $f \leq 50$ Гц. Особенности метода получения наночастиц в газовых пузырьках в жидких углеводородах (спирте) приводят к образованию коллоидного раствора. Параметры наночастиц углерода исследовались различными методами: КРС, динамическая рассеяние света (ДРС), рентгеновская дифрактометрия, рассеяние электронного пучка, электронная микроскопия. Исследовалось влияние различных факторов на состояние коллоидного раствора. Основные результаты:

- Существует определенное пороговое значение удельного энерговклада ( $\text{Дж}/\text{см}^3$ ) выше которого коллоидный раствор устойчив, свойство раствора не меняется в течении месяцев. При более низких удельных энерговкладах достаточно быстро в течении суток происходит выпадение осадка и просветление жидкости. С увеличением удельного энерговклада изменяется оптическая плотность жидкости. Пороговое значение удельного энерговклада зависит от материала электрода.
- При нагреве раствора до температуры кипения и последующего охлаждения свойство коллоида не меняются.
- Проводимость устойчивого коллоидного раствора превышает проводимость исходного спирта (95%) в 2 раза. Наночастицы обладают отрицательным зарядом, при прохождении тока на положительном электроде образуется углеродная пленка происходит быстрое выпадение осадка и просветление жидкости.
- Размеры наночастиц зависят от удельного энерговклада. Вблизи порогового значения энерговклада, их размер составляет 5-10нм и представляют собой разупорядоченный углерод.
- Энергетическая эффективность наработки наночастиц  $\approx 3$ кДж/мг.

Результаты могут быть использованы для решения различных прикладных задач, в частности, получении покрытий металла углеродной пленкой с целью уменьшения коэффициента вторичной электронной эмиссии [2].

### Литература

- [1]. А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, В.В. Воронов, И.А. Косый, М.А. Мисакян, М.И. Тактакишвили. Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, стр. 245, 2010,
- [2]. А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, И.А. Косый, А.С. Цыбульский. Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, стр. 274, 2012.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОНИЗАЦИИ ПЛАЗМЕННОЙ ВИБРАТОРНОЙ АНТЕННЫ

Богачев Н.Н., \*Богданкевич И.Л., \*Гусейн-заде Н.Г., \*Тараканов В.П.

МГТУ МИРЭА, Москва, Россия, [bgniknik@yandex.ru](mailto:bgniknik@yandex.ru)

\*ФГБУН Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,  
[bira@fpl.gpi.ru](mailto:bira@fpl.gpi.ru)

В последнее время активно ведутся работы по разработке и исследованию антенн с электрически управляемыми параметрами и в частности плазменных антенн [1-3]. Особое внимание уделяется плазменному несимметричному четвертьволновому вибратору [2,3]. Несмотря на ряд теоретических работ (см., например, [4]) особенности работы плазменной антенны приводят к необходимости использования численного моделирования [2,6].

В данной работе, так же как в [2,6] для моделирования плазменной антенны был выбран полный электродинамический код «KARAT», но основное внимание уделено вопросам ионизации газа полем ВЧ-волны и возбуждения плазмы. Схема численного эксперимента представлена на рис.1. Слева по коаксиальному кабелю в диэлектрическую трубку с  $\epsilon=5$ , заполненную газом, запускается TEM волна с заданной частотой  $f$  и напряженностью  $E \sim 300$  В/см, происходит ионизация газа с ростом числа носителей до определенной концентрации, после чего антенна переходит в режим излучения ЭМ волны. Модель плазмы представляется РіС-методом. В ходе вычислений изменялись частота  $f$ , плотность плазмы  $n_e$ , геометрические размеры антенны.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8392 от 24 августа 2012 г. «Образование структур и стохастизация в плазме».

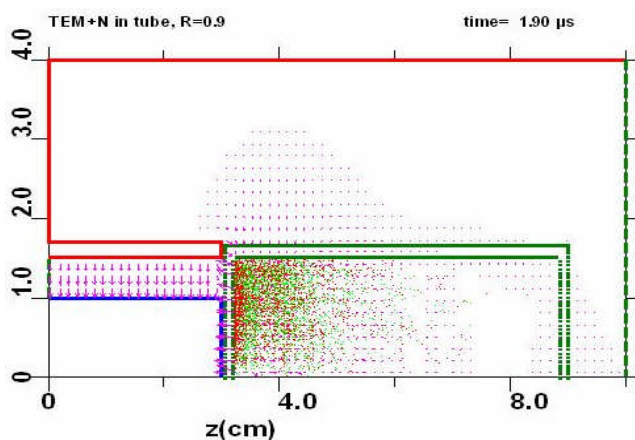


Рис.1. Схема численного эксперимента.

### Литература

- [1]. G.G. Borg, J.H. Harris, N.M. Martin, D. Thorncraft, R. Milliken, et. al / Physics of Plasmas, - 2000, V- 7, P- 2198.
- [2]. Е.Н. Истомин, Д.М. Карфидов, И.М. Минаев К.Ф. Сергейчев и др. // Физика плазмы, 2006, Т. 32, с.423-435.
- [3]. Н.Г. Гусейн-заде, И.М. Минаев, К.З. Рухадзе, Физика плазмы, 2010, Т. 36, с. 972–974.
- [4]. Гусейн-заде Н.Г., Минаев И.М., Рухадзе А.А., Рухадзе К.З // Радиотехника и электроника, 2011, Т56, с.1216-1220
- [5]. Богачев Н.Н., Богданкевич И.Л., Гусейн-заде Н.Г., Тараканов В.П. Численное моделирование приемной плазменной вибраторной антенны. Тезисы XXXIX Международной конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, Россия, 2012 г.



## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЧЕ ПЛАЗМЫ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ С НЕТКАНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

В.С. Желтухин, И.А. Бородаев, Л.Р. Джанбекова \*

КФУ, Казань, Россия, [Igor-borodaev@yandex.ru](mailto:Igor-borodaev@yandex.ru)

\*КНИТУ, Казань, Россия.

Одним из эффективных способов модификации различных материалов, в том числе кожи, меха и тканей, является обработка в неравновесной плазме высокочастотного емкостного (ВЧЕ) разряда пониженного давления [1]. Воздействие плазмы позволяет придавать изделиям из кожевенно-меховых материалов гидрофильные или гидрофобные свойства, улучшать прочностные, технологические и эксплуатационные характеристики.

Механизм модификации поверхности изделий ВЧ плазмой пониженного давления заключается в том, что любое тело, помещенное в плазму, приобретает относительно нее плавающий потенциал. Возле электродов и образца образуется слой положительного заряда (СПЗ), в котором в течение части периода колебаний электромагнитного поля имеет место квазинейтральность, в течение остальной части периода – электроны практически отсутствуют. Плавающий потенциал и потенциал СПЗ зависят только от энергии электронов в плазме возле образца. В то же время, структура материала, несомненно, влияет на режимы обработки. Одним из механизмов такого влияния является величина и распределение электрического заряда на поверхности образца, создающего потенциальный барьер, равный плавающему потенциалу.

Электростатический потенциал зависит как от заряда образца, так и от геометрии поверхности. Поэтому простой аналитической зависимости заряда образца от плавающего потенциала нет, особенно в случае образца со сложной формой поверхности, к которым относится, например, войлок. Поэтому проведено исследование электрического заряда, приобретаемого образцами картона и войлока в процессе ВЧЕ плазменной обработки.

Поверхность картона, в сравнении с поверхностью войлока, можно считать гладкой. Волокна шерсти в войлоке расположены хаотично. Для исследования процесса зарядки войлока в ВЧ плазме пониженного давления создана вероятностная модель образца войлочного материала на основе метода Монте-Карло.

На рис. 1 приведено распределение электрического заряда по глубине войлочного материала.

Траектория электронов в поле, создаваемом зарядом, распределенным по образцу описывается стандартной системой дифференциальных уравнений движения.

Установлено, что для создания электростатического потенциала, равного плавающему потенциалу, образцу войлочного материала необходимо сообщить на 40-50% больше заряда, чем образцу с плоской поверхностью (картона). Причиной этого является экранировка зарядов, распределенных по глубине материала. Поэтому для достижения максимального эффекта ВЧЕ плазменной обработки войлоку с меньшей плотностью волокон должен устанавливаться режим с большей плотностью ионного тока на поверхность.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты 10-01-00728а, 11-01-00864а, 12-01-31458 и Минобрнауки РФ, госконтракты № 14.740.11.0080, и 14.132.21.1420.

### Литература

- [1]. Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кашапов Н.Ф. Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях. Теория и практика применения. - Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2000, 348 с.

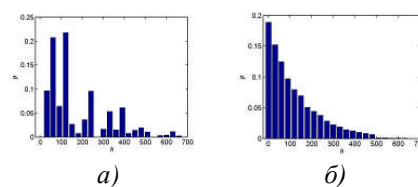


Рис.1 а) распределение электрического заряда по глубине войлочного образца б) усредненное распределение электрического заряда по глубине войлочного образца.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ ВЧИ РАЗРЯДА ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ С НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА

И.А. Бородаев, В.С. Желтухин

КФУ, Казань, Россия, [igor-borodaev@yandex.ru](mailto:igor-borodaev@yandex.ru)

Высокочастотная (ВЧ) плазма пониженного давления ( $p=13.3\text{--}133$  Па) эффективно используется в различных технологических процессах, в том числе для нанесения нанопокровтия серебра на мех [1]. В настоящее время процесс активации наночастиц в потоке газа исследован недостаточно. Разработана математическая модель взаимодействия наночастиц серебра с потоком плазмы ВЧ индукционного разряда пониженного давления.

Оценки показали, что в наночастице диаметром  $d=5\text{--}9$  нм содержится  $N_a=(5\text{--}22)\cdot 10^3$  атомов и  $N_i=(2\text{--}3)\cdot 10^3$  ионов серебра.

Для моделирования взаимодействия плазмы с наночастицами серебра использован метод молекулярной динамики. Концентрация наночастиц  $\text{Ag}^+$  не превышает  $10^5$  м<sup>-3</sup>. При изучаемых в задаче параметрах плазмы дебаевский радиус составляет  $\sim 10^{-5}$  м, и в объеме линейным размером  $10^{-6}\text{--}10^{-5}$  м в среднем содержится по одному электрону или иону. Модель построена в предположении, что наночастицы движутся со скоростью плазмообразующего газа так, что в системе координат, связанной с наночастицей, ионы неподвижны, а электроны колеблются синфазно с изменением напряженности электрического поля.

Положительно заряженная наночастица подвергается бомбардировке электронами плазмы (энергия рекомбинации  $\text{Ag}^+$ - 7,5 эВ). После нейтрализации наночастицы, она, как и всякое другое тело в плазме, заряжается отрицательно, и подвергается ионной бомбардировке (энергия рекомбинации  $\text{Ag}^+$  - 15.76 эВ).

Движение электронов и ионов в электрическом поле, создаваемом зарядом наночастицы описывается стандартной системой дифференциальных уравнений движения.

На рис.1 приведена траектория электрона на подлете к наночастице серебра.

Для количественного описания зарядки наночастиц в газоразрядной плазме, как правило, используются модели, заимствованные из теории электрических зондов в плазме. В рамках данной задачи выполнены условия применимости приближения ограниченного орбитального движения (orbit motion limited (OML) theory) [2].

В процессе ионной бомбардировки отрицательно заряженной наночастицы серебра, ее отрицательный заряд постоянно восполняется, интенсивность ионной бомбардировки остается неизменной. Установлено, что наночастицы  $\text{Ag}$  в ВЧИ плазме пониженного давления распыляются полностью, и на поверхность образца поступает поток ионов и атомов серебра.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты 10-01-00728а, 11-01-00864а, 12-01-31458 и Минобрнауки РФ, госконтракты № 14.740.11.0080, и 14.132.21.1420.

### Литература

- [1]. Абдуллин И.Ш., Ахмадиева А.Р, Панкова Е.А. Исследование возможности повышения качества мехового полуфабриката за счет обработки наночастицами серебра в условиях ВЧИ-плазмы// Вест. Казан. технол. ун-та, 2009. №4. С. 117-120.
- [2]. Фортон В.Е. и др.// Успехи физ. наук. 2004. Т.175 №5. С.495-541

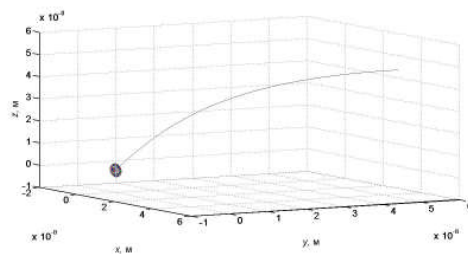


Рис.1. Траектория электрона в элементарной ячейке ( $n_e=10^{15}$  м<sup>-3</sup>,  $T_e=1$  эВ,  $Q=2,4\cdot 10^3\cdot e$  Кл,  $d=6$  нм).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ РАБОЧЕГО ГАЗА В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ ПЛАЗМОТРОНОВ С ГАЗОВИХРЕВОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

А.М. Боровской

*Институт электрофизики и электроэнергетики Российской Академии Наук (ИЭЭ РАН), Санкт-Петербург, Россия, [borovskoi.alex@mail.ru](mailto:borovskoi.alex@mail.ru)*

Характеристики плазмотронов зависят от организации подачи плазмообразующего газа и характера взаимодействия газового потока с электрическими дугами, но свойства электрических дуг, горящих в цилиндрических каналах плазмотронов, ещё полностью не изучены; поэтому на начальном этапе исследований предпринималась попытка моделирования течений холодного газа, подаваемого тангенциально для осевой стабилизации дуги в канале. Объектами исследования при этом являлись высоковольтные плазмотроны переменного тока: однофазный двухканальный и трёхфазный трёхканальный. Двухканальный плазмотрон имеет сужающееся сопло, а трёхканальный – смесительную камеру постоянного диаметра; у этих плазмотронов идентичные по конструкции электродные узлы, различающиеся геометрическими размерами каналов; причём стержневой электрод выполнен в виде тела вращения, имеет общую ось с каналом, в котором устанавливается, и состоит из токоведущего основания, изолятора и наконечника. Для построения сетки расчётной области и моделирования течения плазмообразующего газа использовались программы GAMBIT и FLUENT с использованием модели турбулентности Spalart-Allmaras; при этом плотность газа определялась по формуле идеального газа, вязкость – по формуле Сатерленда с тремя коэффициентами; а удельная теплоёмкость, теплопроводность и молярная масса считались постоянными; также в сечениях входных отверстий тангенциальной подачи, объединённых в одну поверхность, задавался массовый расход газа; а на поверхностях окружающей среды, учитываемых внешней сеткой программы GAMBIT, задавались возвратные течения, температура 20°C и нормальное атмосферное давление. Таким образом было промоделировано течение воздуха в областях тангенциальной подачи, в цилиндрическом канале, в сужающемся сопле двухканального и в смесительной камере трёхканального плазмотронов и за их пределами (в окружающей среде); а также были построены поля скоростей газа: модуля скорости, тангенциальной, радиальной и осевой составляющих скорости в различных сечениях по продольной координате; были рассчитаны среднемассовые скорости и построены их зависимости от продольной координаты, т.е. профили среднемассовых скоростей. В итоге выявлено, что модуль скорости принимает максимальное значение в сечении канала, близком к тангенциальному вдуву, причём наибольший вклад вносит тангенциальная составляющая скорости; а минимальные значения скорости наблюдаются в выходном сечении канала; при этом наибольший вклад вносит среднемассовая осевая составляющая скорости. Заметное уменьшение среднемассового модуля скорости наблюдается в каналах обоих исследуемых плазмотронов по мере приближения к выходу и снаружи по мере движения от сужающегося сопла двухканального и от смесительной камеры трёхканального плазмотронов. Среднемассовый модуль скорости принимает максимальное значение в начальном сечении сужающегося сопла двухканального и смесительной камеры трёхканального плазмотронов; причём наибольший вклад в данном случае вносит среднемассовая осевая составляющая скорости. Тангенциальная составляющая скорости перестаёт вносить наибольший вклад в модуль скорости в сечении канала возле наконечника электрода, далее наибольший вклад вносит осевая составляющая скорости, но среднемассовая тангенциальная скорость при этом не равна нулю, благодаря чему дуга не контактирует со стенками каналов, а также с сужающимся соплом и смесительной камерой плазмотронов, защищая их от разрушения.



## ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СТАБИЛИЗАЦИЮ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СКОРОСТНОЙ ВОЗДУШНО-ПРОПАНОВОЙ СМЕСИ

Алексеев А.И., Бычков В.Л., Черников В.А.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия, [yachernikov@rambler.ru](mailto:yachernikov@rambler.ru)

В работе приводятся результаты численных расчетов и экспериментов, посвященных исследованию возможности влияния неоднородного продольного электрического поля на процессы воспламенения и горения высокоскоростной воздушно-пропановой смеси. Для инициации горения смеси в аэродинамическом канале использовался продольно-поперечный разряд (ППР) постоянного тока, питание которого осуществлялось от источника с  $U_0=5\text{кВ}$ ,  $I_p = 25\text{ А}$ . Продольное электрическое поле создавалось в секции канала, расположенной непосредственно за секцией с ППР, при помощи двух изолированных овальных электродов (межэлектродное расстояние  $L$  изменялось), на которые подавалось постоянное напряжение  $U=1\text{кВ}$ .

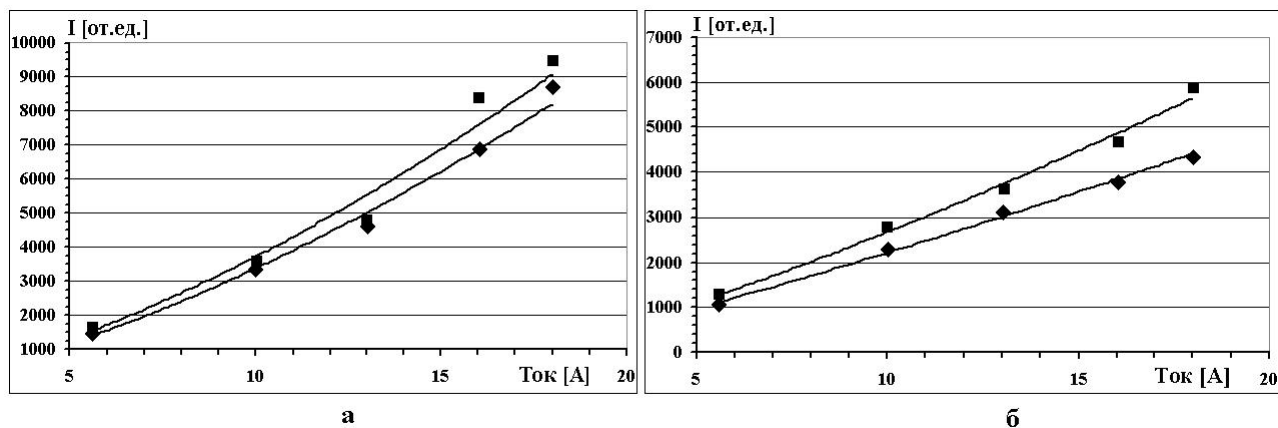


Рис. 1. Зависимости от разрядного тока интенсивности свечения разряда разряд в воздушно-пропановый поток,  $U = 1000\text{ В}$ ,

■ – при наличии электрического поля, ◆ – в отсутствии электрического поля.

а-  $L = 100\text{ мм}$ , б -  $L = 25\text{ мм}$ .

На основании простой модели, включающей в себя процессы ионизации молекул, рекомбинации ионов, возбуждения атомных частиц и рекомбинации атомов показано, что условиях газового разряда существенную роль в процессах горения играют процессы с участием ионов. Из результатов численного моделирования следует, что по мере возрастания напряженности электрического поля скорость потока в канале падает, а температура увеличивается. При этом средняя скорость потока уменьшается с ростом величины поля и стремится к постоянной предельной величине. Проведенные экспериментальные исследования показали возможность частичной стабилизации пламени горения высокоскоростной воздушно-пропановой смеси при помощи неоднородного продольного электрического поля. Показано, что рост напряженности продольного электрического поля приводит к увеличению интегральной светимости продуктов горения. Причем, как видно из сравнения рис. 1-а и рис.1-б этот эффект проявляется тем сильнее, чем больше величина разрядного тока.

## МАЛОМОЩНЫЙ СВЧ РАЗРЯД В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ ВОЗДУХА И ВОЗДУШНО-ПРОПАНОВОЙ СМЕСИ

Егоров Ю.М., Бауров А.Ю., Ли Дачуань, Улитин Е.А., Черников В.А.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия, [yachernikov@rambler.ru](mailto:yachernikov@rambler.ru)

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований комбинированных разрядов, в которых использовался маломощный источник СВЧ излучения и различные типы импульсных электродных разрядов. Измерения проводились в сверхзвуковом аэродинамическом канале как в неподвижном воздухе, так и в высокоскоростных воздушном и воздушно-пропановом потоках. Эксперименты проводились при двух вариантах ввода СВЧ излучения в канал: боковой и коаксиальный. В качестве источника СВЧ излучения использовался стандартный магнетрон от микроволновой печи. Магнетрон генерировал импульсы длительностью 8 мс с частотой повторения 50 Гц. Максимальная мощность на выходе магнетрона составляла 1 кВт. Для инициации СВЧ разряда использовались высоковольтный импульс ( $U_0=30$  кВ, и длительностью 2 мкс) и продольно-поперечный разряд (ППР), ( $U_0=5$ кВ,  $I_p = 25$  А).

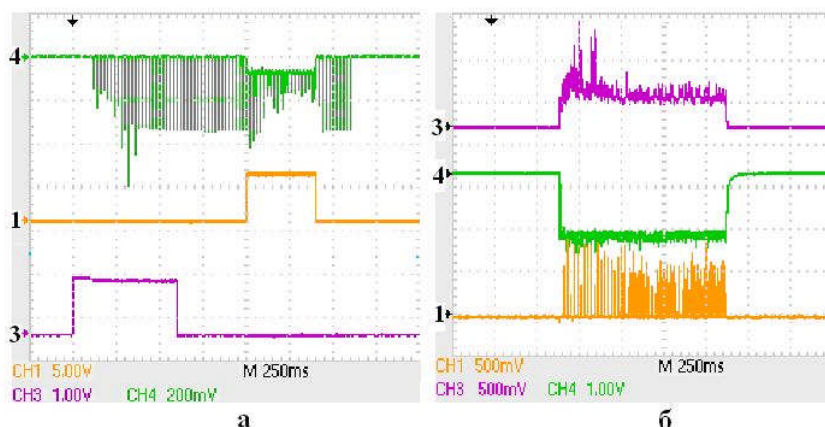


Рис. 1. Осциллограммы: а-1 – разрядного тока, 4 – СВЧ излучения, 3 – импульса открытия воздушного клапана, задержка импульса тока – 400 мс. б – сигналов с датчика СВЧ мощности, 3 и 4 – свечения разряда с боковой стенки и с торца, соответственно. Поток воздушно пропановой смеси.

На основании полученных экспериментальных результатов показано, что при боковом вводе СВЧ излучения в канал в сверхзвуковом воздушном потоке СВЧ разряд не реализуется даже при его инициации ППР, а возникает уже после окончания потока, когда в канале уменьшается полное давление (рис.1 –а). В тоже время, при коаксиальном вводе СВЧ мощности в скоростной поток стабильно происходит зажигание СВЧ разряда как в чистом воздухе, так и в сверхзвуковом потоке воздушно-пропановой смеси (рис. 1 –б).

По результатам проведенных исследований можно сделать вывод о том, что при реализации СВЧ разряда в скоростном потоке воздушно-пропановой смеси возникает плазменностимулированное воспламенение смеси, которое экспериментально регистрируется по резкому увеличению интегрального (по спектру) свечения разряда. Показано, что при одновременном действии СВЧ и (ППР) в скоростном потоке воздушно-пропановой смеси влияние СВЧ разряда проявляется в дополнительной стабилизации процесса горения смеси, инициированного продольно-поперечным разрядом.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.



## АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАХВАТА, УСКОРЕНИЯ И УДЕРЖАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛАЗМЫ ПРИ ГИРОМАГНИТНОМ АВТОРЕЗОНАНСЕ

Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В.

РУДН, кафедра экспериментальной физики, [chu\\_d@mail.ru](mailto:chu_d@mail.ru)

В работе [1] показано, что в условиях гиромагнитного авторезонанса (ГА) обеспечивается захват и ускорение электронной компоненты исходной холодной плазмы, создаваемой в условиях ЭЦР-разряда низкого давления. Данный механизм приводит к образованию и удержанию в ловушке пробочного типа релятивистских плазменных сгустков со средней энергией электронной компоненты масштаба 0,5 МэВ.

Основной целью данной работы являлось определение зависимостей выходных характеристик (число захваченных в режим ГА частиц и их энергетический спектр) при изменении рабочих ускорительных (скорость нарастания магнитного поля, напряженность поля СВЧ) и инжекционных (плотность и температура исходной плазмы) параметров. В соответствии с поставленной целью в системе управления экспериментальным стендом были предусмотрены меры, обеспечивающие его функционирование в перестраиваемом импульсно-периодическом режиме работы с возможностью широкого изменения этих параметров. Исследования проведены как в условиях натурного, так и вычислительного экспериментов. В качестве основных методик и диагностик использовались: трехмерная численная модель, построенная на методе частиц в ячейке [2]; методы сцинтилляционной спектрометрии и рентгенографии. Изучено поведение спектральных и интегральных характеристик излучения. Получены результаты по пространственному распределению излучения. Определены диаграмма направленности излучения и области локализации повышенного квантового выхода. Анализ полученных результатов позволил установить зависимость эффективности захвата электронов плазмы в режим ускорения от параметров эксперимента, проведен анализ потерь частиц на стенках камеры. Установлено что в зависимости от рабочих параметров эксперимента эффективность захвата электронов составляет от 40 до 70% от общего числа электронов исходной плазмы. Энергии электронов, потерянных на торцевых стенках камеры и являющихся источником жесткого тормозного излучения, находятся в интервале 100÷550 кэВ. Наиболее интенсивные потери приходятся на частицы с энергиями в диапазоне 300÷400 кэВ.

Анализ результатов численного моделирования совместно с экспериментальными данными позволил интерпретировать их взаимосвязь с физическими процессами, происходящими в плазме, а также определить диапазон рабочих параметров, соответствующих максимальным значениям выходных характеристик.

### Литература

- [1]. Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В. // ПТЭ. 2012. № 3. С. 5.
- [2]. Birdsall C.K. and Langdon A.B., Plasma Physics via Computer Simulation, Philadelphia: IOP, 1995, P. 305.

## ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ВЧ ПОЛЯ В ЕМКОСТНОМ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

С.А. Двинин, В.В. Михеев

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия, [s\\_dvinin@mail.ru](mailto:s_dvinin@mail.ru)

Рассмотрена задача о емкостном ВЧ разряде низкого давления ( $\nu \ll \omega$ ) с электродами большой площади (радиус 22.5 см) при возбуждении его электромагнитным полем частотой 100 МГц. При типичных плотностях электронов (до  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>) глубина проникновения ВЧ поля в плазму будет менее 1 см. Поэтому разряд в этих условиях поддерживается поверхностными волнами, распространяющимися вдоль границы плазма – слой пространственного заряда – металл [1]. Слой пространственного заряда представляет собой область, обедненную электронами, образующуюся вследствие отсутствия термодинамического равновесия между плазмой и стенкой.

Этот тип поверхностных волн был зарегистрирован еще в 70-годы прошлого века при исследовании свойств антенн, помещенных в ионосферную плазму [2]. В настоящее время эти волны зарегистрированы в емкостном разряде в окрестности ВЧ электрода [3]. Теория этих волн рассматривалась в работах [4, 5]. В реальном ВЧ разряде поверхностные волны могут распространяться как вдоль электрода с подложкой, так и вдоль активного электрода. Кроме этих волн, существуют также затухающие волны, возбуждающиеся вблизи точки ввода ВЧ энергии и проникающие в плазму на глубину скин-слоя.

В работе показано, что в зависимости от параметров плазмы, существует несколько режимов поддержания разряда. При малых плотностях электронов ( $\omega_{pe}^2 < \omega^2$ ) распределение электрического поля в разряде однородно. В диапазоне плотностей  $\omega_{pe}^2/2 < \omega^2 < \omega_{pe}^2$  поперечное поле, поддерживающее разряд начинает экранироваться, однако глубина проникновения его в плазму достаточно велика. При  $\omega_G^2 = \omega_{pe}^2 2d/L < \omega^2 < \omega_{pe}^2/2$  в плазме, кроме экранирующей волны, появляется возможность распространения поверхностных волн, однако большая доля энергии все еще доставляется электронам первым типом волн ( $d$  – толщина слоя пространственного заряда,  $L$  – межэлектродное расстояние,  $\omega_G$  – так называемая частота геометрического резонанса). При  $\omega < \omega_G$  разряд поддерживается поверхностной волной. Расчет показывает, что длина нечетной поверхностной волны, существенно меньше длины четной волны. Поэтому пространственный резонанс для этой волны может наблюдаться при меньших радиусах электродов. Вблизи резонанса амплитуда нечетной волны будет превышать амплитуду четной даже для слабой несимметрии разряда и (или) разрядной камеры.

В работе получены также аналитические выражения для импеданса разряда с учетом возбуждения четной и нечетной поверхностных волн, а также затухающих волн. Показано, что несимметрия может быть обусловлена не только особенностями геометрии разрядной камеры, но также и схемой цепи питания разряда.

Проведен численный расчет структуры поля в разрядной камере и импеданса разряда.

### Литература.

- [1]. Bachinski M.P. // RCA Rev. 1967, **28**, 111.
- [2]. Schiff M.L., Fejer J.A. // Radio Sci. 1970. V. 5. P. 811 – 819.
- [3]. Gekelman W., Barnes M., Vincena S., Pribyl P. // Phys. Rev. Lett. 2009, 103, 045003.
- [4]. Insook Lee, Graves D.B., Lieberman M.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008, 17, 015018.
- [5]. Dvinin S.A., et al. // Plasma Physics Reports, 2008, 34, p. 687, p. 698.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЯДА В ГОРЯЩЕЙ КЕРОСИНО-ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ

Великодный В.Ю., Дыренков А.В., \* Попов В.В., \* Яновский Ю.Г.

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, [son@ihed.ras.ru](mailto:son@ihed.ras.ru)

\*ФГБУН Институт Прикладной Механики РАН, [iam@ipsun.ras.ru](mailto:iam@ipsun.ras.ru)

Исследование процессов поджига и поддержания горения газофазных и жидких углеводородных топлив в воздухе различными типами электрических разрядов является актуальной научно – технической задачей. При этом сам процесс горения в многофазных средах, в которых в качестве топлива используется керосин, является трудным для теоретического расчета, и на первое место при решении этой проблемы, выступают экспериментальные методы исследования. Известно, что при наличии электрического разряда образуются радикалы, которые запускают цепные реакции при горении углеводородных топлив. Дополнительным фактором, обеспечивающим стабилизацию пламени и уменьшающим задержку воспламенения, является наличие присадок нанотрубок и графена [1]. Исследованы характеристики разряда в потоке воздуха и горящем воздушно - керосиновом потоке.

При пропускании через разряд керосино-воздушной среды под действием высокой температуры разряда и активных радикалов происходит воспламенение струи. Возрастает общая температура и проводимость потока, появляются проводящие частицы углерода. (Они могут предварительно присутствовать в керосине как присадка в виде наночастиц). Это существенно меняет картину разряда. Яркая выраженность каналов исчезает, разряд становится диффузионным и, как бы, сливается с пламенем и не отличается от него. Возникает эффект «горящих электродов», который усиливается создаваемыми ими завихрениями.

На Рис.1 представлена осциллограмма тока и напряжения разряда в потоке керосино-воздушной среды. Рис. 2 разряд и пламя в керосино-воздушной смеси.

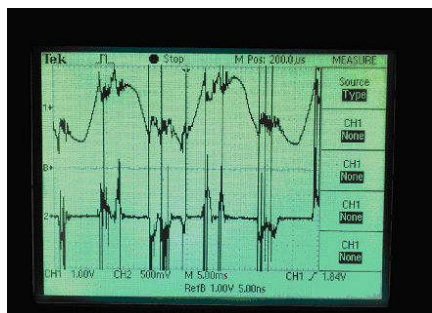


Рис.1 Осциллограмма разряда в керосино-воздушной среде

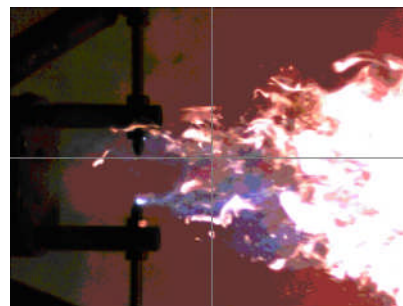


Рис. 2 Разряд и пламя в керосино-воздушной смеси.

### Литература

- [1]. Васильев Ю.В., Великодный В.Ю., Гузун С.Ю., Дыренков А.В., Крикунова А.И., Попов В.В., Яновский Ю.Г. [Влияние добавок наночастиц на задержку воспламенения и стабилизацию пламени керосина в электрическом разряде.](#) // XXXIX Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. 2011. (Тезисы докладов). 1С.

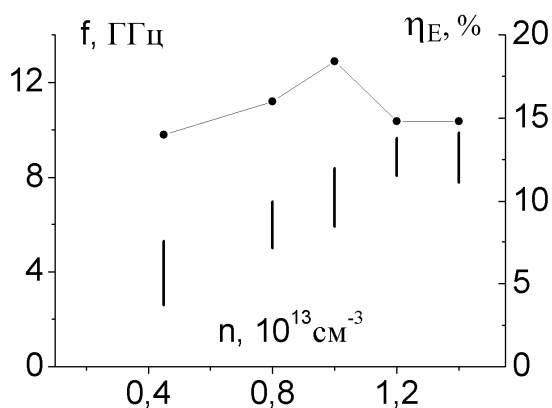
## ИСТОЧНИК МОЩНЫХ СВЧ-ИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ С НЕПРЕРЫВНОЙ ПЕРЕСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

С.Е. Ернылева, В.О. Литвин, О.Т. Лоза

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия, [ersvev@mail.ru](mailto:ersvev@mail.ru)

Основой плазменной СВЧ-электроники является теория усиления СВЧ-колебаний, с ее помощью были созданы многочисленные усилители и генераторы СВЧ-импульсов. Тем не менее, многие выводы теории не удалось проверить потому, что во всех созданных устройствах, включая усилители, обратная связь между входом и выходом играла существенную роль, несмотря на меры по ее устранению. Иными словами, все созданные устройства являлись генераторами или регенеративными усилителями. В настоящей работе с помощью кода КАРАТ [1] впервые построена численная модель усиления плазменной волны релятивистским электронным потоком, соответствующая положениям теории плазменно-пучкового взаимодействия.

Источник представляет собой усилитель собственных шумов (УШ) с малой длительностью импульса ( $< 4$  нс), обеспечивающей отсутствие обратной связи и режима автогенерации. Все параметры кроме длины полностью совпадают с параметрами экспериментального СВЧ-генератора [2], где было показано увеличение частоты излучения в несколько раз от импульса к импульсу с ростом плотности плазмы. Известно, что в плазменных СВЧ-генераторах частота меняется дискретно при изменении продольной моды колебаний вследствие наличия обратной связи [3]. В УШ при изменении плотности плазмы возможна непрерывная перестройка частоты излучения в несколько раз без переходов между продольными модами плазменно-пучкового резонатора.



На рисунке показана зависимость частоты  $f$  излучения от плотности плазмы  $n$  для оптимальной длины плазменно-пучкового взаимодействия 47,5 см. Параметры электронного пучка равны 500 кэВ, 2 кА, длительность импульса 2,5 нс на полувысоте (0,5 нс передний и задний фронты и 2 нс плато). Положение отрезков на графике соответствует ширине спектра импульса на полувысоте амплитуды поля. Граничные значения частоты излучения отличаются примерно в 3 раза, что соответствует теоретическим представлениям [4] о постоянстве оптимальной длины усиления в

таком диапазоне частот. Энергия СВЧ-импульсов равна приблизительно 0,4 Дж, т.е. средняя за импульс мощность превышает 150 МВт, а КПД по энергии  $\eta_E$  — 15%. При уменьшении длительности импульса тока на 1 нс (до 1,5 нс на полувысоте) КПД достигает 25%.

Увеличение тока от 2 кА до 8 кА при той же энергии электронов приводит к увеличению средней мощности СВЧ-излучения, но менее, чем в 2 раза: до 250 МВт.

Расчеты проводились с моделированием плазмы средой Друде и методом крупных частиц (particle-in-cell), результаты вычислений по обоим методам близки между собой.

### Литература

- [1]. Tarakanov V.P., 'User's Manual for Code KARAT', BRA Inc., Va, USA (1992).
- [2]. Богданкевич И. Л., Гришин Д. М., Гунин А. В. и др. // Физика плазмы, 2008, т.34, №10, с. 926.
- [3]. Богданкевич И. Л., Лоза О. Т., Павлов Д. А. // Письма в ЖТФ, 2007, т. 33, в. 15, с. 1.
- [4]. Кузелев М.В., Лоза О.Т., Рухадзе А.А. и др. // Физика плазмы, 2001, т.27, №8, с.710

## МЕХАНИЗМ ХЕМИ-ИОНИЗАЦИИ И ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ГОЛУБОГО СВЕЧЕНИЯ ПРИ ВОСПЛАМЕНЕНИИ МЕТАН-КИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ

И.А. Косый, Н.А. Попов\*, Е.А. Филимонова\*\*

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, РФ, [kossyi@fpl.gpi.ru](mailto:kossyi@fpl.gpi.ru)*

*\*НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцина МГУ, Москва, РФ, [NPopov@mics.msu.su](mailto:NPopov@mics.msu.su)*

*\*\*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, РФ, [helpfil@mail.ru](mailto:helpfil@mail.ru)*

Присутствие плазмы в пламенах – факт давно известный, отражённый во многих исследованиях [1]. Было показано, что величина максимальной проводимости пламени на несколько порядков превышает значения, рассчитанные в предположении о равновесном характере ионизации. Причиной сверхравновесной ионизации являются реакции ассоциативной ионизации, поэтому само явление получило название – хеми-ионизация.

Данная работа посвящена численному исследованию хеми-ионизационных процессов при воспламенении горючих смесей, инициируемых мощными электрическими разрядами или лазерной искрой. Расчеты выполнялись для условий экспериментов, выполненных в ИОФАН, где в качестве инициатора воспламенения использовался HF-лазер [2]. Для измерения электронной концентрации в зоне волны горения был использован метод микроволновой интерферометрии на длинах волн  $\lambda=8$  и 2мм. Полученная экспериментальная величина  $n_e=(2-6)\cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> сравнивалась с расчетной плотностью электронов.

Расчеты проведены для следующих экспериментальных условий: смесь 33% CH<sub>4</sub>+67% O<sub>2</sub> находилась в закрытой трубке диаметром 5 см при давлении 180 тор. После воздействия лазерного излучения температура смеси в волне неполного сгорания составляла ~ 1500 К. Расчеты выполнялись для диапазона начальных температур  $T_0 = 800-1500$  К. Для данного состава смеси равновесная температура устанавливается на уровне ~3000 К. Для  $T_0 = 1500$  К максимальная концентрация электронов в момент воспламенения достигает  $1.5\cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. С учетом усреднения величины  $n_e$  по сечению пучка диагностического СВЧ излучения, расчетное значение  $\langle n_e \rangle_{\max} = 2.8\cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, что согласуется с данными измерений.

Увеличение поглощения микроволнового излучения может быть связано не только с ростом концентрации электронов, но и с ростом частоты электрон-нейтральных столкновений  $\nu_{en}$ . Расчеты приведенной частоты столкновения электронов  $\nu_{en}/N$  в зависимости от средней энергии электронов дали значение  $\nu_{en} = 1.2\cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>, что согласуется с результатами измерений.

Проведен анализ возможных причин появления голубого свечения, наблюдаемого перед воспламенением горючей смеси. Рассматривалось излучение возбужденных молекул формальдегида (CH<sub>2</sub>O\*), формила (CHO\*) и рекомбинационное излучение в реакции  $O + CO \rightarrow CO_2^* \rightarrow CO_2 + hv$  [3]. Эти три процесса дают излучение в сине-голубой области спектра на длинах волн  $\lambda = 250 - 470$  нм. Анализ кинетики образования возбужденных молекул CH<sub>2</sub>O\* и HCO\* и проведенные кинетические расчеты свидетельствуют, что в рассматриваемых условиях появление голубого свечения связано в основном с излучением возбужденного формила.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (№ 11-02-00465.12 и №12-02-00637)

### Литература

- [1]. Fialkov A.B. Progress in Energy and Combustion Science, 1997, v. 23, p. 399-528.
- [2]. Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kossyi I.A., Tarasova N.M. and Firsov K.N. Plasma Physics Reports, 2009, v. 35, №3, p. 251-257.
- [3]. Ihta Y. and Furutani M. Identification of Cool and Blue Flames in Compression Ignition archivum combustionis, Polish Academy of Sciences, 1991, v. 11, No. 1~2, pp. 43-52.



## ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ПЛОТНУЮ ГОРЯЧУЮ ПЛАЗМУ

С.А. Урюпин, \* А.А. Фролов

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, РФ, Москва, [uryupin@sci.lebedev.ru](mailto:uryupin@sci.lebedev.ru)*

*\*Объединенный институт высоких температур РАН, РФ, Москва, [frolov@ihed.ras.ru](mailto:frolov@ihed.ras.ru)*

Одной из основных причин генерации терагерцового (ТГц) излучения является изменение нелинейной поляризации плазмы под действием фемтосекундного лазерного импульса. Возникающие при этом характеристики ТГц излучения существенно зависят от соотношения между  $\omega_0$  - частотой лазерного импульса и  $\omega_p$  - плазменной частотой электронов. В разреженной плазме, когда  $\omega_0 > \omega_p$ , эффективность генерации возрастает с увеличением плотности электронов. Напротив, при  $\omega_0 < \omega_p$  поле лазерного импульса, приводящего к генерации ТГц излучения, локализовано в скин-слое и ослаблено по величине, что ведет к уменьшению эффективности генерации с увеличением плотности. Поэтому оптимальные условия генерации реализуются в сравнительно плотной плазме, когда частоты  $\omega_0$  и  $\omega_p$  сравнимы по величине. В плотной плазме велика частота столкновений электронов  $\nu$ . Для наиболее яркого проявления эффектов, обусловленных нелинейной поляризацией плазмы в поле лазерного импульса с длительностью  $\tau$ , необходимо выполнение условия  $\nu\tau \ll 1$ . Удовлетворить этому условию можно, если температура электронов достаточно велика. Так как характерная частота генерируемого ТГц излучения  $\omega \approx 1/\tau$ , то в плотной плазме при большой температуре электронов обычно выполнено условие

$$v_T / \omega \approx v_T \tau \gg c / \omega_p \quad (1)$$

где  $v_T$  - тепловая скорость электронов,  $c$  - скорость света. Неравенство (1) означает, что для поля на частоте  $\omega \approx 1/\tau$  реализуется аномальный скин-эффект. Напротив, на несущей частоте лазерного импульса сравнительно просто реализуется неравенство

$$v_T / \omega_0 \ll c / \omega_p \quad (2)$$

что отвечает условиям высокочастотного скин-эффекта. Рассмотрению генерации ТГц излучения в плотной горячей плазме в условиях аномального скин-эффекта на частоте  $\omega \approx 1/\tau$  и высокочастотного скин-эффекта на несущей частоте фемтосекундного лазерного импульса посвящено настоящее сообщение. Найдено поле ТГц излучения в вакууме, которое детально исследовано в случае, когда источником излучения является вихревой ток, возникающий из-за неоднородности высокочастотного потенциала созданного полем фемтосекундного лазерного импульса в условиях высокочастотного скин-эффекта. Получено распределение ТГц излучения по частотам и показано, что в спектре излучения имеется широкий максимум около частоты  $\omega \approx 1/\tau$ . Установлено, что при заданной полной энергии и длительности лазерного импульса, чем сильнее его фокусировка, тем больше полная энергия импульса ТГц излучения. Такая тенденция выявлена в условиях, когда размер фокального пятна не слишком мал, и можно не учитывать дифракционные эффекты. Диаграмма направленности ТГц излучения изменяется в зависимости от степени фокусировки. Чем меньше размер фокального пятна, тем сильнее прижато излучение к поверхности плазмы. С увеличением температуры электронов глубина скин-слоя при низкочастотном аномальном скин-эффекте возрастает. Вследствие этого уменьшается доля энергии лазерного импульса преобразующейся в ТГц излучение, что ведет к соответствующим уменьшениям, как в диаграмме направленности, так и в спектральном составе излучения. Однако, для типичных условий эксперимента эти уменьшения относительно невелики.



## РАЗВИТИЕ МЕТОДА ПЛАЗМЕННОЙ СЕПАРАЦИИ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА: МОДЕЛИРОВАНИЕ БУФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И ПУЧКА СЕПАРИРУЕМОГО ВЕЩЕСТВА

В.П. Смирнов<sup>1</sup>, Н.Н. Антонов<sup>1,2</sup>, Н.А. Ворона<sup>1,2</sup>, А.В. Гавриков<sup>1,2</sup>, С.Н. Жабин<sup>1,2</sup>,  
С.А. Мурзов<sup>1,2</sup>, А.А. Самохин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ФГБУН Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН), Москва, РФ, [gavrikov@ihed.ras.ru](mailto:gavrikov@ihed.ras.ru)*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ), Москва, РФ*

В работе развита концепция плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) в плоскости перпендикулярной магнитному полю в электрическом потенциале специальной конфигурации. Особенность рассматриваемого подхода состоит в использовании ускоряющего потенциала для преодоления энергетического и углового разбросов ионов плазмы вещества на входе в камеру сепаратора и потенциальной ямы для пространственного разделения ионов разных масс. Для обоснования проведены расчеты траекторий ионов вещества, моделирующего ОЯТ. Расчеты выполнены для азимутального и аксиального магнитного поля и электрического поля, учитывающего геометрию камеры сепаратора. Показано, что в магнитных полях с характерным значением напряженности около 1 кГс и электрических потенциалах до 1 кВ внутри объема с линейным размером не превышающим 100 см возможна сепарация ионов вещества ОЯТ с энергиями в диапазоне от 0,2 до 2 эВ. Расчеты выполнены для бесстолкновительного режима в одночастичном приближении. В работе предложены возможные варианты экспериментальной установки для плазменной сепарации ОЯТ.

В данном исследовании также формулируется модель буферной плазмы с пучком ионов в камере плазменного сепаратора с магнитным полем. В геометрии 2D(r,z) численно решается краевая задача для системы уравнений переноса электронов и ионов в среде с анизотропной проводимостью, обусловленной сильным магнитным полем.

## ВЧ-РАЗРЯД ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ПЛАЗМЕННОЙ СЕПАРАЦИИ ОЯТ НА ПРИМЕРЕ УСТАНОВКИ «АРХИМЕД»

В.П. Смирнов<sup>1</sup>, А.В. Гавриков<sup>1,2</sup>, С.А. Мурзов<sup>1,2</sup>, А.А. Самохин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГБУН Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН), Москва, РФ, [gavrikov@ihed.ras.ru](mailto:gavrikov@ihed.ras.ru)

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ), Москва, РФ

В работе численно исследуется возможность ввода энергии в камеру сепаратора ОЯТ с магнитным полем с помощью ВЧ – излучения (геликонный разряд). Решались волновые уравнения относительно азимутальной компоненты напряжённости электромагнитного поля  $E_\phi$ ,  $H_\phi$  с тензором диэлектрической проницаемости для электронов холодной плазмы с учётом столкновений в магнитном поле  $H_z \sim 1\text{кГс}$ . Для геометрии, характерной для установки «Архимед», исследовалась поглощаемая мощность и её распределение в объёме в зависимости от частоты, плотности и характера распределения плазмы в интервале 4–80МГц и  $10^{10}$ – $10^{13}\text{ см}^{-3}$ . Показано, что для концентрации плазмы  $10^{11}$ – $10^{12}\text{ см}^{-3}$  с помощью фазового сдвига, варьирования числа антенн и их расположения можно осуществить необходимый уровень однородного нагрева плазмы с эффективностью  $\eta \sim 60\%$ .

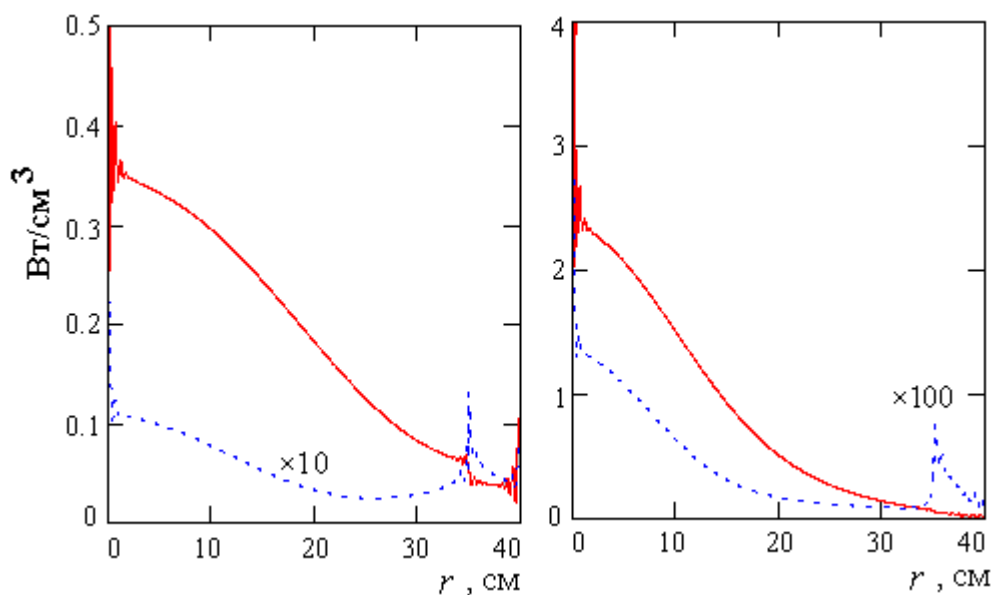


Рис.  $f=13.5\text{МГц}$ , камера  $L=200\text{см}$ ,  $R=40\text{см}$ .

Плотность мощности диссипации в зависимости от  $r$ .

Слева - плотность в камере постоянна

$n_e(0)=4.6$  (—),  $5.8 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-3}$  (---), мощность 118 и 3.2 кВт.

Справа – неоднородное распределение концентрации

$n_e(0)=5.6$  (—),  $7.2 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-3}$  (---), мощность 396 и 1.8 кВт.

### Литература

- [1]. Ahlfeld C. E., Wagoner J. D., Sevier D. L., Freeman R. L., Fusion Engineering 2005, Twenty-First IEEE/NPS Symposium on, pp.1-4, Sept. 2005, doi: 10.1109/FUSION.2005.252859

## О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ С ПОМОЩЬЮ РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

В.О. Герман, А.П. Глинов, А.П. Головин, П.В. Козлов, Г.А. Любимов

НИИ механики МГУ, Москва, РФ, [krestytroitsk@mail.ru](mailto:krestytroitsk@mail.ru)

Традиционно при исследовании быстропротекающих газо - и электродинамических процессов используется их видеорегистрация. Такой подход применяется и при исследовании процессов, возникающих при значительных токовых нагрузках (0,1-0,5 кА), больших межэлектродных расстояниях (~30-70 мм), а, следовательно, и значительных мощностях выделения энергии (~1-30 кВт) в разрядном промежутке. Это приводит к мощному излучению различных зон электродуговой плазмы, преимущественно в ультрафиолетовом и видимом диапазонах длин волн.

Ранее [1-3] с помощью высокоскоростной видеосъемки были получены изображения разряда как в зонах, примыкающих к электродам, так и в межэлектродном промежутке. Были отмечены характерные участки дугового разряда и изучены особенности их формы. Глубже проникнуть в понимание происходящих в нём процессов могут неразрушающие его структуру другие оптические методы. В частности, с этой целью съёмки разряда были проведены и в инфракрасных (ИК) диапазонах длин волн, что дополняет результаты [4].

Совместный просмотр изображений, полученных в видимом и ИК диапазонах длин волн, и анализ осциллограмм тока и напряжения позволил получить как общую картину разряда, так и зафиксировать изображение его внутренней структуры, в обычных условиях подвергнутое “засветке” излучением плазмы. Продемонстрированы возможности применения регистраторов изображений в ИК диапазоне длин волн и для анализа процессов непосредственно на графитовых электродах. Прослежены режимы теплообмена нагретых зон электродов с окружающим электродами пространством и их относительно холодными внутренними, далёкими от контакта с разрядной плазмой, областями. Показано, что из-за сильного и глубокого по телу графитового анода прогрева скорость остывания его поверхности может замедляться, как за счет подпитки теплом из глубинных нагретых областей, так и из-за тепловыделения при протекающих химических реакциях. ИК диагностика изображений может (по сравнению с видеорегистрацией) давать более подробную картину структуры не только межэлектродной плазмы, но и теплового поля самих электродов, в частности, заблаговременно отслеживать на электродах появление зон локального нагрева. Кроме того термодиагностика изображений остывающих электродов позволяет (при неизвестных или неполных теплофизических данных по ним) восполнять недостающие характеристики электродных материалов.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИПМех РАН: А.Ф. Колесникову – за предоставленное для проведения эксперимента тепловизионное оборудование и А.Н. Гордееву – за участие в эксперименте и за консультации по использованию прикладных программ. Мы признательны М.А. Мишуку (ОАО «Пергам-Инжиниринг») за консультации и техническое содействие в проведении экспериментов.

### Литература

- [1]. Герман В.О., Глинов А.П., Козлов П.В., Любимов Г.А. //Изв. РАН. МЖГ. 2011. №6. С. 136.
- [2]. Герман В.О., Ершов А.П., Козлов П.В., Любимов Г.А., Сурконт О.С. // Изв. РАН. МЖГ. 2009. №1. С. 142.
- [3]. Герман В.О., Глинов А.П., Козлов П.В., Любимов Г.А. // Теплофизика высоких температур. 2012. Т.50. №2. С.1.
- [4]. Герман В.О., Глинов А.П., Головин А.П., Козлов П.В., Любимов Г.А. // Прикладная физика. 2012. №6. С.1.

## ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАЗМОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ВОЛНОВОДЕ

Горячев И.А., \*Закиров А.В., Левченко В.Д., Перепёлкина А.Ю

ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, [kvant87@gmail.com](mailto:kvant87@gmail.com)

\*Московский физико-технический институт (ГУ), Москва, Россия

В основе многих исследований в области нанолитографии, микроскопии, оптических сенсоров и фильтров, интегральной оптики [1, 2] лежит принцип возбуждения плазмонов. Плазмонами являются моды колебаний плотности свободных электронов на поверхности раздела сред металл-диэлектрик. Подобный объект исследования получил широкую популярность в области фотоники и выделился в самостоятельный раздел.

При передаче направленных сигналов в волноводах важно получить "долгоживущие" электромагнитные импульсы, распространяющиеся на большое расстояние по сравнению с длиной волны. Для этого необходимо учитывать плазменные эффекты, которые существенно влияют на процесс диссипации энергии при распространении электромагнитной волны в электронном газе, таких как затухание Ландау.

Во многих случаях для постановки эксперимента прибегают к численному моделированию. В работе [3] проводится двумерное моделирование с периодическими граничными условиями вдоль распространения плазмон-поляритонов, что соответствует идеализированному случаю - бесконечной системе. Опираясь на результаты обозначенной работы, предлагается провести трехмерное численное моделирование данного физического процесса без идеализированных условий и сравнить общие и отличительные черты моделей различных размерностей.

В настоящей работе рассматривается диэлектрическая среда в форме параллелепипеда, в которую помещена узкая длинная металлическая (золото, серебро) пластинка. На торцевой границе помещен источник электромагнитных возбуждений, порождающие плазмон-поляритоны на поверхности раздела сред металл-диэлектрик. На остальных границах ставится полностью поглощающий слой PML.

Моделирование распространения импульса в волноводе производится в пространственно-временной счетной области с помощью метода FDTD. В качестве модели диэлектрика используются линейные материальные уравнения без частотной дисперсии, а металлическая пластинка описывается моделью Друде, позволяющей моделировать материалы с дисперсией.

Данный физический процесс описывается с помощью уравнений Максвелла, решаемых численным методом FDTD. Поскольку трехмерное моделирование слабо затухающих мод требует больших вычислительных затрат, то необходимо использовать эффективные алгоритмы. Такими алгоритмами являются локально-рекурсивные нелокально-асинхронные алгоритмы [4], на основе которых производится численное моделирование.

### Литература

- [1]. E. Ozbay // Science. 2006. V. 311. No 5758. P. 189
- [2]. D.K. Gramotnev, S.I. Bozhevolnyi // Nat. Photonics. 2010. V. 4. P. 83.
- [3]. Degiron A., Dellagiacoма C., McIlhargey J.G., Shvets G., Martin O.J.F, Smith D.R., Simulations of hybrid long-range plasmon modes with application to 90° bends, OPTICS LETTERS / Vol. 32, No. 16 / August 15, 2007.
- [4]. Левченко В.Д., Асинхронные параллельные алгоритмы как способ достижения эффективности вычисления, Информационные технологии и вычислительные системы, 1, 2005.

## О ГЕНЕРАЦИИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПЛАЗМУ

В.Е. Гришков, С.А. Урюпин

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [uryupin@sci.lebedev.ru](mailto:uryupin@sci.lebedev.ru)*

Вопросы теории генерации квазистационарных магнитных полей в плазме изучаются сравнительно давно (см., например, обзор [1]). Применительно к слабонеоднородной плазме, взаимодействующей со слабо локализованным высокочастотным полем, важным источником генерации магнитного поля является непотенциальная часть пондеромоторной силы. Обусловленная таким источником генерация магнитного поля описана в многих работах. В этих работах время действия высокочастотного поля считалось много большим  $\tau$  - времени свободного пробега электронов, что позволяло исследовать медленную эволюцию магнитного поля также на временах больших  $\tau = 1/\nu$ , где  $\nu$  - эффективная частота столкновений электронов. При этом рассматривались плазмы, в которых время свободного пробега электронов превосходило десятки пикосекунд. В современных экспериментах сравнительно просто реализуются условия, в которых длительность лазерного импульса  $t_p$  короче сотен фемтосекунд. При воздействии коротких импульсов на плазму возникает необходимость в рассмотрении физических явлений в условиях  $t_p \leq \tau$ . Необходимость в таком рассмотрении существует и применительно к проблеме генерации квазистационарного магнитного поля в плазме.

Соответствующее теоретическое описание дано в настоящем сообщении для случая генерации квазистационарного магнитного поля при воздействии на плазму слабосфокусированного короткого лазерного импульса небольшой мощности. Используя кинетическое уравнение для медленно изменяющейся во времени функции распределения электронов, найдена порождаемая лазерным импульсом малая добавка к исходному однородному и стационарному распределению Максвелла. Вычислена плотность вихревого тока, являющегося источником квазистационарного магнитного поля  $\vec{B}_0$ . Получено интегро-дифференциальное нелокальное во времени уравнение для  $\vec{B}_0$ . Следствия этого уравнения проанализированы в интервале времени от момента включения лазерного импульса до момента установления квазистационарного магнитного поля. На временах меньших времени свободного пробега тепловых электронов генерация магнитного поля происходит в направлении противоположном тому, которое имеет место по прошествии времени  $\sim 40/\nu$ . В промежуточном интервале времени, когда происходят столкновения электронов со скоростями от  $\nu \sim \nu_T$  до  $\nu \sim 3.5\nu_T$ , где  $\nu_T$  - тепловая скорость электронов, происходит изменение направления поля  $\vec{B}_0$ . Показано, что максимальное значение генерируемого поля пропорционально  $t_p \nu$  и описывается единой формулой, как для коротких, так и для длинных импульсов. Время генерации магнитного поля при воздействии длинного импульса ограничена длительностью последнего, а в случае короткого импульса генерация имеет место и после выключения импульса до тех пор, пока не произойдет релаксация вихревого тока из-за столкновений электронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-02-00744).

### Литература

- [1]. M.G. Haines, Canadian J. Phys., 1986, **64**, 912.

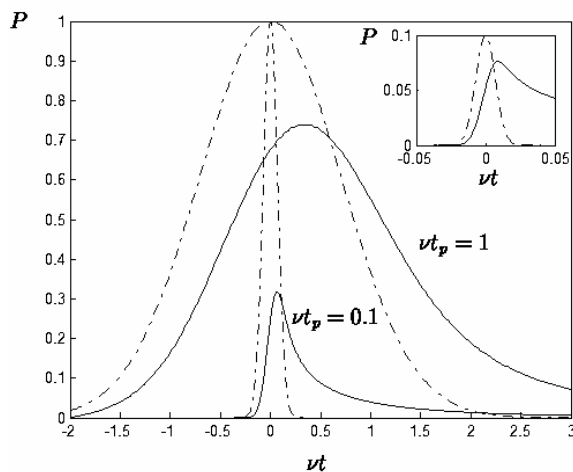
## ВЕЙБЕЛЕВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

В.Е. Гришков, С.А. Урюпин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [uryupin@sci.lebedev.ru](mailto:uryupin@sci.lebedev.ru)

При обратнотормозном поглощении высокочастотного поля формируется анизотропное распределение электронов по скоростям, которое может быть причиной развития вейбелевской неустойчивости [1], приводящей к генерации неоднородного квазистационарного магнитного поля. Рассмотрению такой неустойчивости в условиях, когда несущественно изменение амплитуды высокочастотного поля во времени, посвящено много работ. Вместе с тем, при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с плазмой возможны условия, когда длительность импульса  $t_p$  меньше или сравнима с  $1/\nu$ , где  $\nu$  - частота столкновений электронов, характеризующая время формирования анизотропного распределения электронов по скоростям. В таких условиях при описании неустойчивости Вейбеля необходимо учитывать изменение амплитуды высокочастотного поля во времени. Этому посвящено настоящее сообщение.

В предположении, что высокочастотное излучение приводит к малым отклонениям распределения электронов от равновесного, найдена анизотропная поправка к максвелловской функции распределения. Из совместного рассмотрения уравнений Максвелла для малых возмущений квазистационарного электромагнитного поля и уравнения для порождаемых полем возмущений функции распределения, получено новое выражение для инкремента вейбелевской неустойчивости. Выявлена возможность изменения конфигурации неустойчивых возмущений в процессе медленной эволюции анизотропной части функции распределения в поле лазерного импульса. Аналитические закономерности дополнены численными расчетами инкремента неустойчивости (см. рисунок), выполненными в предположении, что интенсивность излучения имеет вид  $\sim \exp(-t^2/t_p^2)$ . Из



рисунка видно в какой мере уменьшение длительности импульса ведет к уменьшению величины инкремента неустойчивости. На рисунке приведен график функции  $P = P(vt_p, vt)$ , которая определяет величину максимального инкремента неустойчивости в соответствии с зависимостью  $\gamma_{\max}(t) \sim (P(vt_p, vt))^{3/2}$ . Кривые отвечают разным значениям параметра  $vt_p$ . Пунктирные кривые отвечают функции  $\exp(-t^2/t_p^2)$ , которая определяет форму импульса. На вставке приведена кривая для  $vt_p = 0.01$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-02-00744).

### Литература

- [1]. E.S. Weibel, Phys. Rev. Lett., 1959, 2, 83.



## ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ МИКРОПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ТИТАНА ПО СПЕКТРУ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, А.М. Зимин\*, В.И. Тройнов\*, А.А. Летунов, Т.И. Камолова

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, [ivanov@fpl.gpi.ru](mailto:ivanov@fpl.gpi.ru)*

*\*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия*

При взаимодействии в вакууме импульсного потока плазмы с плотностью  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и длительностью импульса 10 мкс с титановыми образцами, покрытыми тонкой диэлектрической пленкой толщиной  $\sim 1$  мкм, на поверхности этих образцов возбуждаются микроплазменные разряды [1]. При амплитуде электрического тока 200 А и длительности импульса микроплазменного разряда 20 мс зарегистрированы и исследованы спектры оптического излучения. Проведенный анализ показал, что в интервале длин волн 350–800 нм в этих спектрах присутствуют в основном линии излучения атомов и однозарядных ионов титана. Линии ионов титана двух- и трехкратной ионизации не обнаружены.

На основе модели локального термодинамического равновесия по значениям относительных интенсивностей более ста спектральных линий излучения атомов и ионов титана путем статистического метода обработки [2] проведены расчеты температуры электронов в плазме микроплазменных разрядов: эта температура составляет 0.18 эВ (расчет по линиям возбужденных атомов титана), и 1.2 эВ (расчет по линиям однозарядных ионов титана).

Температура электронов, определенная из соотношения относительных интенсивностей линий нейтральных атомов, соответствует областям плазмы, наиболее близко расположенным к поверхности расплавленного в микроплазменном разряде титана, находящегося при температуре близкой к температуре плавления 2000 К, т.е. 0.18 эВ. Температура электронов при движении плазмы от поверхности титана возрастает до 1.2 эВ, что приводит к увеличению концентрации ионов титана и их возбуждению.

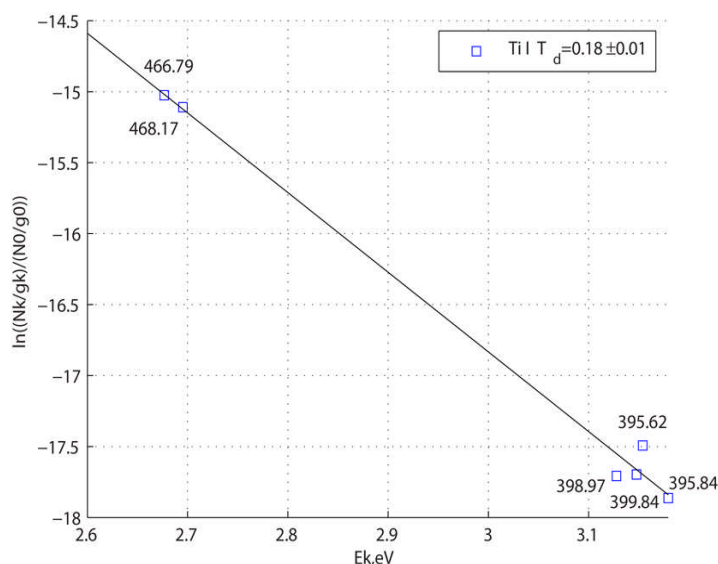


График относительных заселенностей уровней возбужденных атомов титана в полулогарифмическом масштабе в зависимости от энергии возбуждения  $E_k$  верхнего уровня линий атомов титана (Ti I) для диапазона длин волн 400 – 480 нм. Средняя расчетная температура электронов плазмы составляет  $T_d \approx 0.18 \pm 0.01$  эВ. Вблизи экспериментальных точек на графике цифры обозначают длины волн (в нм) линий излучения атомов титана, возбужденных в микроплазменном разряде.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 13-08-01174.

### Литература

- [1]. V.A.Ivanov, A.S.Sakharov, M.E.Konyzhev. Plasma Physics Reports, 2008, V.34. No.2. P.150.
- [2]. В.М. Градов, А.М. Зимин, С.Е. Кривицкий, А.В. Шумов. ВАНТ. Серия “Термоядерный синтез”. 2009. В.1. С. 64-71.

## ИСТОЧНИК МОЩНОГО ДЛИННОИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ ДЛЯ ИНЖЕКЦИИ В ЛИНЕЙНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ СИСТЕМЫ

И.В. Кандауров, А.П. Авроров, В.Т. Астрелин, В.И. Баткин, А.В. Бурдаков, П.В. Быков, Г.Е. Деревянкин, И.А. Иванов, И.Е. Карпов\*, В.В. Куркучев\*, К.И. Меклер, С.В. Полосаткин, А.Ф. Ровенских, Ю.А. Трунев, В.А. Яровой

*Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, [I.V.Kandaurov@inp.nsk.su](mailto:I.V.Kandaurov@inp.nsk.su)  
\*Новосибирский государственный университет, Новосибирск*

На протяжении длительного времени в ИЯФ СО РАН проводятся исследования по нагреву плазмы в открытых ловушках инжекцией мощного электронного пучка [1]. Нагрев является следствием коллективных процессов, возбуждаемых пучком в плазме.

В последние годы проявился интерес к применению линейных пучково-плазменных систем в исследованиях взаимодействия плазменно-тепловых потоков большой мощности с поверхностью материалов [2]. Комбинированное воздействие на мишень потоков электронов умеренной энергии и нагретой пучком плазмы позволит проводить физическое моделирование нагрузки на элементы первой стенки будущих токамаков-реакторов во время быстрых переходных процессов в плазме (типа ELM-событий). Плотность мощности падающего потока при таких событиях имеет величину порядка 1 ГВт/м<sup>2</sup> при миллисекундной длительности [3]. Отсюда вытекают требования к основным параметрам электронного пучка, с учетом того, что облучаться при испытаниях должна площадь порядка 10 см<sup>2</sup>. Для создания условий эффективной релаксации пучка в плазме (высокой локальной плотности тока) [4], пучок предполагается сделать модулированным – как пространственно (т.е. состоящим из многих отдельных «струй»), так и по времени.

Чтобы снизить до приемлемого уровня плотность энергии потока плазмы, приходящего из установки на источник пучка, последний должен быть размещен в концевом вакуумном баке линейной плазменной системы – расширителе потока, в области, где магнитное поле спадает как минимум на два порядка относительно поля в соленоиде установки (~ 5 Тл). При этом электронный пучок со сравнительно невысокой плотностью тока эмиссии при инжекции будет адиабатически сжиматься в нарастающем магнитном поле, достигая необходимой плотности в плазменной камере соленоида установки.

С учетом специфики экспериментальных условий, при создании источника пучка была выбрана концепция, заключающаяся в использовании газоразрядного дугового плазменного эмиттера электронов и многоапертурной электронно-оптической системы диодного типа. Экспериментальный прототип источника был изготовлен и установлен в концевой расширительный объем установки ГОЛ-3 для проведения испытаний. При работе источника в автономном режиме (без инжекции пучка в ГОЛ-3) были достигнуты следующие максимальные параметры: ток эмиссии более 100 А, ускоряющее напряжение до 110 кВ, длительность импульса до 1 мс. В последующих экспериментах пучок инжектировался в плазменную камеру ГОЛ-3 сквозь магнитную пробку с пробочным отношением  $R \geq 160$  и транспортировался в гофрированном магнитном поле  $\langle B \rangle = 1.4$  Тл на длину 12 м. Транспортировка и сжатие пучка регистрировались с помощью ряда диагностик, в том числе быстрых видеокамер и рентгеновской обскуры.

### Литература

- [1]. A.V. Burdakov et al., Fusion Sci. Technol. **59**, No. 1T (2011) p. 9.
- [2]. S. Polosatkin et al., “GDMT-T: Superconducting Linear Device For PMI Studies”, Fusion Sci. Technol. **63** (2013), в печати.
- [3]. ITER Physics Basis. Nucl. Fusion. **39** (1999), p. 2137.
- [4]. V.T. Astrelin et al., Fusion Sci. Technol. **59**, No. 1T (2011) p. 310.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА С ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕТАЛЛОВ И ОБРАЗОВАНИЯ МИКРО- И НАНОСТРУКТУРНЫХ ПОКРЫТИЙ

М.Н. Казеев, В.Ф. Козлов, В.С. Койдан, Ю.С. Толстов

*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия,  
[kazeev@nfi.kiae.ru](mailto:kazeev@nfi.kiae.ru)*

В работе изложены результаты экспериментов по взаимодействию потока плазмы с микро- и нанопорошками и металлическими образцами. Для создания плазменного потока использовался абляционный импульсный плазменный ускоритель (ИПУ), который был разработан в Курчатовском институте в рамках программы исследований космических плазменных двигателей. В абляционном ИПУ формируется поток плазмы, плотность энергии в котором может превышать  $108 \text{ Вт/см}^2$  при длительности импульса от микросекунд до единиц миллисекунд. Параметры потока плазмы, облучающей образец, могут меняться в довольно широком диапазоне с помощью изменения напряжения источника питания, длительности импульса и расстояния от источника плазмы до образца. Скорость истечения плазмы достигает  $107 \text{ см/с}$ , эффективность преобразования электрической энергии в кинетическую энергию потока плазмы до 40%, эффективность преобразования электрической энергии в тепловую превышает 60% [1]. Для введения примесей в поток плазмы используется схема, которая основана на столкновении плазменного потока с микрочастицами, распределенными в пространстве в виде пылевидной структуры [2].

Проведены эксперименты по взаимодействию потока плазмы с микро- и нанопорошками вольфрама и металлическими образцами. Выполнены металлографические исследования поверхностного слоя обработанных образцов и проведен их анализ. Получены наноструктурированные поверхности с характерным размером структуры 100 нм. Достигнута имплантация вольфрама с концентрацией около 1% в слое 1 мкм.

Приводится описание задачи о нагреве и испарении металла при поглощении импульсных потоков энергии с учетом кинетики испарения, которая является основой для разработки адекватной численной модели взаимодействия плазменного потока с металлами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: проект № 10-08-01250.

### Литература

- [1]. Казеев М.Н., Импульсные электродные ускорители плазмы, Энциклопедия низкотемпературной плазмы под ред. В.Е. Фортова, глава IX.8, Москва, «Наука» 2000, с. 488 – 504.
- [2]. Казеев М.Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С., Толстов Ю.С., Взаимодействие мощного импульсного плазменного потока с микро - и нанопорошками, Тезисы докладов XXXVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл., 14 – 18 февраля 2011 года, с. 365.

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ КОАКСИАЛЬНОГО ПЛАЗМЕННОГО АНИЗОТРОПНОГО ВОЛНОВОДА

Кузелев М.В., Хапаева Е.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ, [kuzelev@mail.ru](mailto:kuzelev@mail.ru), [ekhapaeva@mail.ru](mailto:ekhapaeva@mail.ru)

Дисперсионное уравнение для определения спектров частот  $\omega(k)$  коаксиального волновода с плазменным заполнением во внешнем магнитном поле имеет вид

$$\frac{\sigma_1 k_1 P_1(k_1 R_1) P_0(k_2 R_2) + \sigma_2 k_2 P_1(k_2 R_1) P_0(k_1 R_2)}{\sigma_1 k_1 P_1(k_1 R_2) P_0(k_2 R_2) + \sigma_2 k_2 P_1(k_2 R_2) P_0(k_1 R_2)} = \frac{\sigma_1 k_1 Q_1(k_1 R_1) Q_0(k_2 R_1) + \sigma_2 k_2 Q_1(k_2 R_1) Q_0(k_1 R_1)}{\sigma_1 k_1 Q_1(k_1 R_2) Q_0(k_2 R_1) + \sigma_2 k_2 Q_1(k_2 R_2) Q_0(k_1 R_1)}, \quad (1)$$

где

$$\sigma_{1,2} = \chi^2 \beta_{1,2} + k_z^2 \frac{\omega^2}{c^2} g^2, \quad \beta_{1,2} = \varepsilon_{||} \chi^2 + \varepsilon_{\perp} k_{1,2}^2, \quad \chi^2 = k_z^2 - \varepsilon_{\perp} \omega^2 / c^2, \quad \xi = \chi^4 - g^2 \omega^4 / c^4,$$

$$k_{1,2} = \sqrt{\frac{1}{2\varepsilon_{\perp}} \left\{ -(\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{||}) \chi^2 - g^2 \frac{\omega^2}{c^2} \pm \sqrt{[(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{||}) \chi^2 + g^2 \frac{\omega^2}{c^2}]^2 + 4\varepsilon_{||} g k_z^2 \frac{\omega^2}{c^2}} \right\}},$$

а компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы  $\varepsilon_{\perp}, \varepsilon_{||}$  и  $g$  общеизвестны [1-2]. Структура поля определяется формулами

$$E_z = \frac{1}{\chi^2} \xi \psi_E, \quad B_z = \frac{1}{\chi^2} \xi \psi_B, \quad (2)$$

$$\psi_E = A \left( P_0(k_1 r) - \frac{P_0(k_1 R_2)}{P_0(k_2 R_2)} P_0(k_2 r) \right) + A S \left( Q_0(k_1 r) - \frac{Q_0(k_1 R_1)}{Q_0(k_2 R_1)} Q_0(k_2 r) \right),$$

$$\psi_B = A \frac{ic}{\omega k_z g} \left( \beta_1 P_0(k_1 r) - \beta_2 \frac{P_0(k_1 R_2)}{P_0(k_2 R_2)} P_0(k_2 r) \right) + A S \frac{ic}{\omega k_z g} \left( \beta_1 Q_0(k_1 r) - \beta_2 \frac{Q_0(k_1 R_1)}{Q_0(k_2 R_1)} Q_0(k_2 r) \right),$$

$$S = \frac{\sigma_1 k_1 P_1(k_1 R_1) + \sigma_2 k_2 \frac{P_0(k_1 R_2)}{P_0(k_2 R_2)} \cdot P_1(k_2 R_1)}{\sigma_1 k_1 Q_1(k_1 R_1) + \sigma_2 k_2 \frac{Q_0(k_1 R_1)}{Q_0(k_2 R_1)} \cdot Q_1(k_2 R_1)},$$

где  $A$  - постоянная, а остальные компоненты поля вычисляются по обычным формулам плазменного волновода через  $E_z$  и  $B_z$ .

В работе обсуждаются решения дисперсионного уравнения (1) и соответствующие этим решениям структуры полей. Особый интерес представляет низкочастотная волна (в зависимости от параметров это – или геликон, или косая ленгмюровская волна)

### Литература

- [1]. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высш. школа. 1987.
- [2]. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002.

## СОЗДАНИЕ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ЗАРЯЖЕННЫХ МИКРОКАПЕЛЕК (ЭЗМ) (ВОЗМОЖНОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В ЭВОЛЮЦИИ АЭРОКОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ)

Г.С. Лукьянчиков, Т.Р. Хазиев

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,  
[genluk1@rambler.ru](mailto:genluk1@rambler.ru)*

В [1, 2, 3, 4] показана физическая возможность создания летательных аппаратов (ЛА), способных перемещаться и в вакууме и в атмосфере с энергетическими затратами, меньшими, чем у существующих ЛА. В обеих средах реактивная сила создаётся движением ЭЗМ в электрическом поле. При этом нет потерь энергии на высокотемпературный нагрев отбрасываемой массы. Источник воды для ЭЗМ и электрической энергии – топливные элементы. Реактивная сила ЛА в атмосфере создается формированием потока воздуха уходящего от ЛА. Цель данной работы - проверить возможность создания потока воздуха с помощью ЭЗМ движущихся в постоянном электрическом поле. В экспериментальной установке эмиттер ЭЗМ состоял из двух электродов. Первый электрод – это решетка из 10, отстоящих друг от друга на 1 см, металлических трубочек длиной 10 см, диаметром 4 мм, в каждую из них равномерно впаяно 20 капилляров длиной 4 мм, с внутренним и наружным диаметром 0,2 мм и 0,33 мм соответственно. Второй электрод – плоская металлическая решетка. Вышедшие из эмиттера ЭЗМ, собирались коллектором - третьим решетчатым электродом – через микроамперметр соединенным с землей. Второй электрод находился под потенциалом -8 кВ; Первый электрод (с капиллярами) под потенциалом  $U$  равным -12 или -14 кВ.

Из-за технологических проблем, проницаемыми для жидкости оказались 10% капилляров.

Ускоренный воздух поступал в размещенную за коллектором прямоугольную трубу размером 5x10x70 см. Поэтому в трубу попадала 0.5 генерируемого воздушного потока. На расстоянии 7 см от конца трубы, зажигался газовый факел. Скорость воздушного потока измерялась по углу отклонения от вертикали оси факела. Эксперимент проводился в трех режимах: 1) Жидкость в эмиттер не подавалась; 2) Подавалась вода; 3) Подавался спирт. В режиме 1 на кончиках капилляров возникал коронный разряд, при подаче воды и спирта ток возрастал. При потенциале первого электрода равного 12 кВ, значение тока  $I$  в микроамперах в каждом из режимов было следующим: 1) 0.75; 2) 1.3; 3) 1.1. При потенциале 14 кВ: 1) 1.4; 2) 2.1; 3) 2.0.

Потоки воздуха обладали следующими мощностями  $P$  (Вт) при потенциале первого электрода равного 12 кВ: 1)  $6.8 \cdot 10^{-6}$ ; 2)  $1.3 \cdot 10^{-6}$ ; 3)  $8.5 \cdot 10^{-6}$ . При потенциале 14 кВ: 1)  $3.3 \cdot 10^{-6}$ ; 2)  $1 \cdot 10^{-5}$ ; 3)  $2.7 \cdot 10^{-5}$ .

При  $U = 12$  кВ после подачи воды ток возрос на 0.55 мкА, спирта на 0.35 мкА, а мощность потока возросла на  $1.23 \cdot 10^{-6}$  Вт и  $8.47 \cdot 10^{-6}$  Вт. Отсюда видно, что на единицу затрачиваемой электрической мощности приходится в 25 раз больший прирост мощности потока в случае воды и в 267 раз при использовании спирта, если воздух увлекают микрокапельки, а не молекулярные ионы. Таким образом, экспериментально подтверждена мысль, изложенная в [3, 4], что использование ЭЗМ делает перспективным прямое преобразование электрической энергии в энергию воздушного потока без использования воздушных винтов.

### Литература

- [1]. Г.С. Лукьянчиков // Прикладная физика, 2004 № 2.С.59.
- [2]. G.S. Luk'yanchikov // Physics Letters A. 342 (2005) 1-11.
- [3]. G.S. Luk'yanchikov, T.R. Khaziev // Physics Letters A. 375 (2010) 73-79.
- [4]. Г.С. Лукьянчиков, Т.Р. Хазиев // Прикладная физика, 2012 № 1.С.116.



## МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНАЯ СВАРКА ПЛОСКИХ ОБРАЗЦОВ

М.Н. Казеев, В.Ф. Козлов, В.С. Койдан, Ю.С. Толстов

*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия,  
[koidan@nfi.kiae.ru](mailto:koidan@nfi.kiae.ru)*

Целью данной работы является исследование возможности получения сварных соединений плоских образцов из разнородных материалов методом магнитно-импульсной сварки (МИС). Ранее методом МИС были получены удовлетворительные сварные соединения плоских образцов из алюминия [1]. В качестве источника питания в экспериментах использовался генератор сильных импульсных токов ТРОБ-100 [2].

Индуктор состоял из двух массивных токоведущих шин толщиной 20 мм и шириной 70

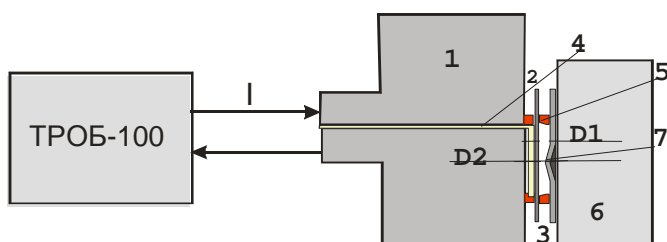


Рис. 1. Схема эксперимента. I- ток, 1- индуктор, 2- ускоряемая пластина, 3 – неподвижная пластина, 4- изоляция, 5- контакты, 6- упор, D1 и D2 – расстояние между свариваемыми пластинами на периферии и в центре.

мм. В области расположения образцов ширина шин уменьшалась до 40 мм. Шины подсоединялись к генератору ТРОБ-100. Один из образцов прижимался к краям шин, образуя электрические контакты и замыкание шин. К этой пластине прижималась вторая пластина. Затем располагался блок для упора и поддержки пластин.

В экспериментах варьировались электротехнические параметры (напряжение зарядки генератора, затухание), конфигурации пластин

и их взаимное расположение, материалы пластин и их толщина. Размеры образцов - 100 мм\*40мм\* 1 (1.2) мм. В нескольких экспериментах, было получено сварное соединение пары Al -Сталь. Средняя микротвердость алюминия в зоне сварного соединения составила 49 кГ/мм<sup>2</sup> а стали Ст.3 - 174 кГ/мм<sup>2</sup>. Прочность сварного соединения алюминий – сталь превысила 400 кГ.

Анализ проведенных экспериментов показал, что для устойчивого получения сварных соединений необходимо провести оптимизацию ускорения и столкновения пластин, на что влияют параметры сварочного узла, самих пластин и цепи электрического разряда установки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: проект № 11-08-01147.

### Литература

- [1]. Казеев М. Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С., Толстов Ю.С., Исследование образования сварных соединений при столкновении проводников, ускоренных сильным импульсным магнитным полем, Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл., 6 — 10 февраля 2012 года, с.263.
- [2]. Смирнов В.П., Алексеев Ю.А., Казеев М.Н., Койдан В.С., Ананьев С.П., Козлов В.Ф., Толстов Ю.С., О возможности получения нанопорошков при соударении металлических фольг, ускоренных давлением магнитного поля. *Прикладная физика*, №5, 2007, с. 54 – 58.



## ОПТИЧЕСКИЙ СПОСОБ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЧ РАЗРЯДА В ГАЗЕ Пониженного Давления

\*Коновалов В.Н., Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Тихоневич О.В.

\*МИРЭА Москва, Россия

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,

[kuzmin@kapella.gpi.ru](mailto:kuzmin@kapella.gpi.ru)

В работе на экспериментальном стенде проводились измерения оптического излучения плазмы в диэлектрической трубке (несимметричная вибраторная антенна), с целью получения закономерностей распределения концентрации плазмы и динамики развития плазменного канала. Возбуждение плазмы осуществлялось излучением высокочастотного передатчика в диапазонах частот 433МГц и 145МГц.

Выбор оптического метода обусловлено требованием отсутствия посторонних проводящих элементов в ближней зоне антенны. Внесение в ближнюю зону антенны посторонних проводящих предметов (зондов и п.р.) искажает её, а также искажаются токи протекающие в элементах антенны. Применение СВЧ методов диагностики плазмы не позволяет получить локальное распределение плотности плазмы (радиальное распределение плазмы).

В ходе исследования было измерено радиальное распределение светимости, характеризующие концентрацию носителей заряда в плазме рис.1, и скорость распространения фронта ионизации плазмы, получена зависимость распределения светимости от частоты.

(а)

(б)

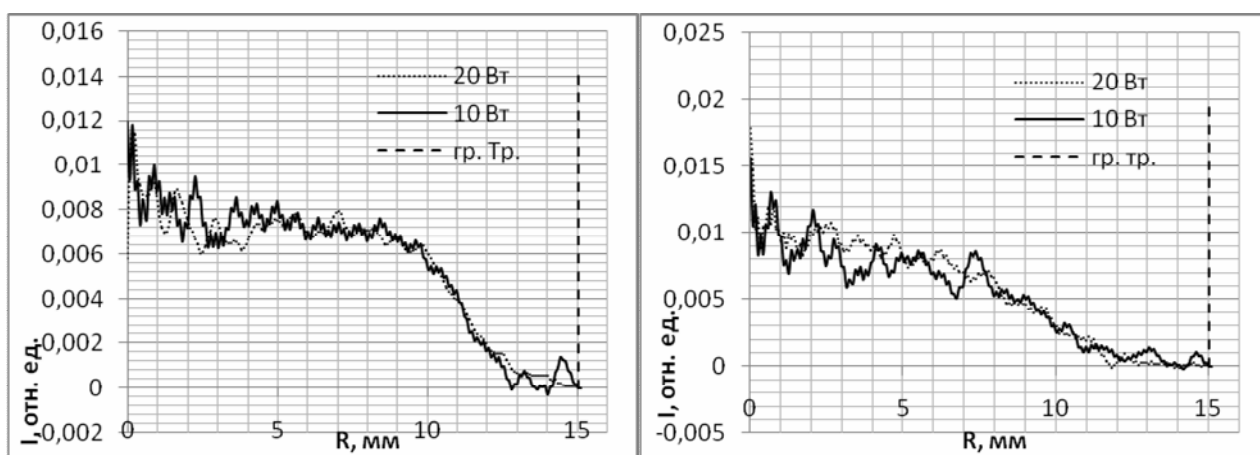


Рис. 1. Радиальные распределение светимости характеризующие концентрацию электронов, полученные от нормированных распределения светимости, при частоте генератора (а) 433МГц (б) 145 МГц

### Литература

- [1]. Четвертьволновая вибраторная плазменная приемная антенна / Н.Г. Гусейн-заде, И.М. Минаев, К.З. Рухадзе // XXXVII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. – 2010. – С. 305.
- [2]. Плазменная приёмная вибраторная антенна / Н.Г. Гусейн-заде, И.М. Минаев, К.З. Рухадзе // Краткие сообщения по физике ФИАН. -2010, №2. С.45-48.
- [3]. Приёмная плазменная вибраторная антенна / Н.Г. Гусейн-заде, И.М. Минаев, К.З. Рухадзе, В.К. Битюков // Материалы международной научно-практической конференции ИНФО. –МИЭМ. – 2010. – С. 435.

## РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ДИОДА И ТРИОДА

Е.Д. Вовченко, К.И. Козловский, Д.Д. Пономарев, А.Е. Шиканов, А.С. Цыбин

*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия,  
[parkoffic@rambler.ru](mailto:parkoffic@rambler.ru)*

В работе рассматриваются вопросы разработки и создания лазерного генератора нейтронных импульсов наносекундного диапазона. Для сокращения длительности нейтронных импульсов ( $10 \div 100$  нс) при сохранении высокой плотности потока ионов выбрана схема с лазерно-плазменным источником, в которой реализуется режим быстрого извлечения дейтронов из лазерной плазмы и ускорения наносекундными импульсами высокого напряжения ( $\geq 200$  кВ) с последующей бомбардировкой нейтронно-образующей мишени.

В диодной схеме с лазерным источником дейтронов применяется малогабаритный ИАГ: Nd+ лазер, работающий в режиме модулированной добротности ( $\sim 200$  мДж,  $\sim 10$  нс) с частотой следования до 100 Гц. Лазерная плазма образуется при фокусировке излучения на дейтерийсодержащую мишень в вакууме. Выбор лазерно-плазменного диода обусловлен рядом особенностей, выгодно отличающих его от вакуумно-дугового источника. К ним относятся: высокая плотность потока ионов, характерная направленность разлета сгустка плазмы, доступность варьирования интенсивностью лазерного излучения, простота и компактность эмитирующей части ионного источника, возможность получения высокой степени ионизации атомов практически любых элементов.

Как известно, к повышению выхода нейтронов приводит рост амплитуды ускоряющего импульсного напряжения. Помимо применения стандартной схемы ГИН с импульсным повышающим трансформатором, решалась задача разработки малогабаритного ГИН Аркадьева-Маркса с рабочим напряжением до 250 кВ и размещением его высоковольтных цепей в вакуумной камере нейтронного источника. В этом случае дейтерийсодержащая мишень закреплялась непосредственно на высоковольтном выходе последнего каскада ГИН. Первый разрядник ГИН запускался частью «греющего» лазерного импульса, что обеспечивало жесткую синхронизацию между запуском лазера и импульсом ускоряющего напряжения.

Эффективность работы нейтронного генератора на основе лазерно-плазменного диода ограничивает развития электронной проводимости, возникающей в результате эмиссионных процессов на нейтронообразующей мишени. Для подавления электронной эмиссии и увеличения плотности дейтонного сгустка в ускорительном зазоре выбрана схема магнитной изоляции, апробированная в макетных исследованиях [1].

Кроме того для повышения эффективности генерации рассматриваются особенности применение схемы с нейтронно-образующими мишенями на базе лазерно-плазменного триода.

### Литература

- [1]. Козловский К.И., Пономарев Д.Д., Рыжков В.И., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. Атомная энергия, 2012, том 112, №3, стр.182-184.

## ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ШЛАКА, ПОЛУЧЕННОГО ПРИ ВОЗДУШНО-ПЛАЗМЕННОЙ ГАЗИФИКАЦИИ ДРЕВЕСНЫХ ОТХОДОВ

А.Н. Братцев, В.А. Кузнецов, Ю.А. Кучина, А.С. Лернер, В.Е. Попов, Д.И. Субботин,  
А.А. Уфимцев, С.В. Штенгель

*Институт Электрофизики и Электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
[anjalerner@gmail.com](mailto:anjalerner@gmail.com)*

Технология термической переработки твердых отходов должна обеспечивать безопасность для здоровья человека и окружающей среды. Среди термических способов переработки твердых отходов обычно выделяют сжигание, пиролиз и газификацию. Газификация характеризуется низким уровнем выбросов загрязняющих веществ в отличие от сжигания [1]. При газификации органическая часть отходов превращается в синтез-газ (смесь CO+H<sub>2</sub>), а неорганическая их часть плавится под действием высоких температур, образуя шлак. Применение плазмы в качестве окислителя приводит к увеличению температуры процесса выше 1250 °С, что позволяет получать инертный шлак с высокой устойчивостью к выщелачиванию [2], который может быть использован для производства цемента, а также кровельного, изолирующего и асфальтного покрытия [3]. Это позволит существенно сократить применение натуральных материалов.

На экспериментальной установке ИЭЭ РАН [4] проведен эксперимент по воздушно-плазменной газификации отходов древесины в реакторе, работающем по обращенной схеме. Полученный шлак был проанализирован методом рентгеноструктурного анализа, используя Shimadzu XRD-7000 X-RAY дифрактометр ( $7 \leq 2\theta \leq 80$ , Cu K $\alpha$ ) для определения состава его кристаллической фазы.

Для определения эффективности применения воздушной плазмы в процессе газификации шлак был исследован на содержание органического углерода методом Walkley-Black Wet Combustion [5].

### Литература

- [1]. Arena U., Zaccariello L., Mastellone M.L., Waste Management, 2009, 29, p. 783–791
- [2]. Moustakas K., Xydis G., Malamis S., Haralambous K.-J., Loizidou M., J Hazard Mater, 2008, 151(2–3), p. 473–480
- [3]. Young G.C., Municipal solid waste to energy conversion processes economic, technical, and renewable comparisons, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey 2010, p. 384
- [4]. Rutberg P.G., et al. Biomass and Bioenergy, 2011, 35, p. 495-504
- [5]. Moustakas K., Mavropoulos Al., Katsou E., Haralambous K.-J., Loizidou M., J Hazard Mater, 2012, 207–208, p. 44–50

## РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ДРЕЙФА ИОНА В ГАЗЕ С ПОМОЩЬЮ *iDrift* КОДА

Р.И. Голятина, С.А. Майоров

Институт общей физики РАН, Москва, Россия, [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)

Представлено описание программы *iDrift*, которая рассчитывает характеристики дрейфа иона в газе при постоянном и однородном электрическом поле. Газ может быть собственным (того же сорта, что ион), несобственным и смесью различных газов разной концентрации. Рассматривается рой ионов, каждый из которых начинает движение из начальной точки и равномерно ускоряется под воздействием постоянного и однородного электрического поля. В некоторые моменты времени, происходит столкновение иона с атомом, вероятность такого события разыгрывается, исходя из известных сечений столкновений различных типов.

Рассматриваются столкновения с передачей заряда, поляризационное взаимодействие и расталкивание из-за взаимодействия электронных оболочек. Модель ион атомных столкновений, реализованная методом Монте Карло, позволяет правильно учитывать энергобаланс ионов при их дрейфе [1].

Такая постановка задачи позволяет рассчитывать все кинетические коэффициенты переноса, необходимые для моделирования пространственно-неоднородной плазмы и нестационарных процессов в ней:

- коэффициент подвижности ионов и диффузии в направлении вдоль и поперек поля,
- функции распределения ионов по скорости в направлении вдоль и поперек поля,
- угловое и энергетическое распределение ионов, бомбардирующих поверхность.

Две последние характеристики определяют, например, эффективность и качество процесса ионного травления полупроводниковых пластин в плазмохимических реакторах.

Данная программа использовалась в основном для моделирования процессов переноса в пылевой плазме, где ион-атомные столкновения, несмотря на их редкость, могут оказывать решающее влияние на характеристики пылевой подсистемы в плазме [2, 3].

Помимо экспериментов в нормальных условиях рассматривались также эксперименты при криогенных температурах газа [4] и смесях благородных газов [5, 6]. Выполненные по программе *iDrift* расчеты [7] позволили выявить глубокую аналогию между криогенным разрядом и разрядом в смеси легкого и тяжелого газа, позволили сделать существенные для теории выводы о применимости широко используемого БГК приближения [8].

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8392 от 24 августа 2012 г. «Образование структур и стохастизация в плазме».

### Литература

- [1]. Майоров С.А., Физика плазмы, 2009, Т. **35**, №9, с. 869-880.
- [2]. Майоров С.А., Физика плазмы, 2005, Т. **31**, №8, с.749.
- [3]. Майоров С.А., Физика плазмы, 2006, Т. **32**, №9, с. 802-815.
- [4]. Антипов С.Н., Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Майоров С.А., Марковец В.В., Петров О.Ф., Фортов В.Е., ЖЭТФ, 2008, **133**, вып. 4, 948.
- [5]. Maiorov S.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N. and Dosbolaev A.N., Physics of Plasmas, 2008, **15**, 093701.
- [6]. Антипов С.Н., Васильев М.М., Майоров С.А., Петров О.Ф., Фортов В.Е., ЖЭТФ, 2011, **139**, вып. 3, 554.
- [7]. Голятина Р.И., Майоров С.А., Краткие сообщения по физике ФИАН, 2012, № 9, 30.
- [8]. Майоров С.А., Цытович В.Н., Краткие сообщения по физике ФИАН, 2012, № 3, 14.

## ПОЛУЧЕНИЕ ПОТОКА ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В СВЧ РЕЗОНАТОРЕ

А.Э. Медведев, Г.Н. Грачёв

*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия, [medvedev@laser.nsc.ru](mailto:medvedev@laser.nsc.ru)*

Экспериментально исследуется возможность ускорения потока ионов лазерной плазмы на приграничную поверхность, путём пропускания через плазму электрического тока СВЧ диапазона.

Поскольку электрический ток приводит к перераспределению пространственного заряда и формированию приэлектродных областей, с падением напряжения существенно превышающего температуру плазмы, то, как и в газовом разряде, следует ожидать, что энергия идущих на поверхность ионов будет порядка величины приэлектродного падения напряжения. Однако, в случае с газоразрядной плазмой, с подъёмом частоты внешнего источника энергия ионов идущих на поверхность падает, так что в области СВЧ частот эффекта взаимодействия плазмы с поверхностью не наблюдается. При этом, с ростом частоты амплитуда колебаний электронов также падает и в области СВЧ становится меньше длины дебаевского экранирования. Напротив, в плотной лазерной плазме ( $10^{15}$ - $10^{17}$  см<sup>-3</sup>) для области нескольких ГГц ситуация обратная. Преодолевая слой экранирования, электронам удаётся покинуть объём, заряжая плазму и увеличивая слой положительного пространственного заряда, формирующего поток ионов к поверхности. Тем не менее, результаты таких исследований до настоящего времени не известны.

Для ввода СВЧ энергии в плазму используется тороидальный резонатор, где лазерная плазма инициируется в области укороченной ёмкости. Для создания СВЧ колебаний применяется магнетрон 2,47 ГГц включаемый синхронно с лазерным импульсом инициирующем плазму. Управление источником питания магнетрона позволяет регулировать задержку (относительно переднего фронта лазерного импульса начиная от 0,1 мкс) и длительность (от 0,5 мкс и выше) СВЧ импульсов. Частота работы импульсно-периодической лазерно-плазменной установки [1] лежит в диапазоне 1-100 кГц. Импульсная мощность СВЧ генератора - 5 кВт, средняя – до 1,5 кВт.

Для устойчивой работы магнетрона по отношению к отражённой волне в цепи СВЧ тракта используется циркулятор (0,3/26Дб). В эксперименте регистрируется прошедшая и отражённая волны, а также поле в резонаторе. Оценка величины создаваемого приповерхностного электрического поля проводится на основе измерений штарковского уширения линий ионов. Кроме того, оценивается «технологический эффект» лазерно-плазменной установки от влияния дополнительно наложенного СВЧ поля и расширение технологических возможностей лазерно-плазменного метода [2] модификации поверхности металлов.

### Литература

- [1]. G. Grachev, A. Myakushina, A. Smirnov, P. Statsenko. Multikiloherz CO<sub>2</sub> laser generator-amplifier system with high beam quality and average power of up to 2,5 kW. ICONO/LAT 2010. Kazan, Russia, August 23-27, 2010, **Lth09**.
- [2]. S.N. Bagayev, G.N. Grachev, A.G. Ponomarenko, A.L. Smirnov, V.N. Demin, A.V. Okotrub, A.M. Baklanov, A.A. Onischuk. A new method of laser-plasma synthesis of nanomaterials. First results and prospects. Proc. SPIE, 2007, **6732-673206**.

## ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА

Архипов Н.О., Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Наумов Д.С., Остапенко И.Ю.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет; 119991 Москва, Ленинские горы; [murs\\_i@physics.msu.ru](mailto:murs_i@physics.msu.ru)*

Использование сильноточных разрядов дает возможность применения неравновесной плазмы в задачах плазменной аэродинамики [1]. При исследовании электрических разрядов различных видов в потоках основным вопросом является энергетическая эффективность плазменного воздействия на газовый поток [2]. Перспективной является импульсная локализация разряда в потоке, когда область неравновесной плазмы формируется в заданном участке течения газа в течение десятков наносекунд. Исследование различных режимов пространственно-временной динамики энергоклада позволяет получить оценку эффективности его воздействия на поток.

Целью исследования был анализ пространственно-временных характеристик излучения плазмы объемного разряда с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов в потоке воздуха с высоким временным разрешением. Использовались высокоскоростные камеры “БИФО” К-008 в режиме развертки и однокадровом режиме и камера К-011 в 9-кадровом режиме регистрации (диапазон спектральной чувствительности ЭОП 400-800 нм). Одновременно регистрировались осциллограммы тока и спектры излучения разряда.

Эксперименты проводились на ударной трубе специальной конструкции с разрядной камерой. Объемный разряд инициировался в области  $100 \times 30 \times 24 \text{ мм}^3$  при приложении импульсного напряжения 20-30 кВ. Длительность тока разряда составляла  $\sim 150 \text{ нс}$  при давлениях воздуха 10-120 Торр. Исследовано свечение разряда в неподвижном воздухе и в потоке с ударной волной (числа Маха 2-3).

Показано, что свечение поверхностного разряда в исследованном комбинированном разряде имеет три стадии, разделенные во времени: стадия предыонизации, стадия плазменных электродов, стадия послесвечения. Время предыонизации объема УФ излучением поверхностного разряда составляет 20-60 нс и возрастает с увеличением давления воздуха. Время послесвечения (без протекания тока) может достигать 2 мкс.

Длительность излучения объемного разряда в исследованном оптическом диапазоне составляет 80-120 нс и находится в соответствии с длительностью импульса тока разряда. Показано, что с увеличением давления газа время свечения объемной фазы разряда уменьшается. Это может быть связано с ускорением процессов релаксации энергии внутренних степеней свободы молекул при увеличении плотности среды.

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета.

### Литература

- [1]. D. Caruana. Plasmas for aerodynamic control. Plasma Phys. Control. Fusion, 2010. V. 52, 124045 (12pp).
- [2]. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. Энерговклад в пристеночный слой газа при инициировании наносекундного скользящего поверхностного разряда. Письма в ЖТФ, 2010. Т. 36, вып. 17. С. 35-41.



## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНДУКТИВНОГО ВЧ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ KARAT

А.Ф. Александров, К.В. Вавилин, Е.А. Кралькина, П.А. Неклюдова, В.Б. Павлов, В.П. Тараканов\*

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119991 ГСП-1, Воробьевы горы, д.1., стр.2, [nekludova\\_pa@mail.ru](mailto:nekludova_pa@mail.ru)*

*\*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН*

Математической моделью, лежащей в основе кода, являются уравнения Максвелла с различными материальными уравнениями, в том числе в виде кинетического уравнения, решаемого методом частиц (PiC-метод). В данной работе использовалась двумерная осесимметричная версия, в которой учитываются все компоненты скорости частиц. Счетная область – цилиндр длиной 10 см и радиусом 5 см. Область, занятая плазмой, имеет длину 6 см и радиус 3.5 см. Плазма ограничена диэлектрическими стенками, толщиной 0.5 см. На внешней боковой поверхности цилиндра расположены три витка с током, осциллирующим с частотой 13.56 МГц. В модели учитываются упругие и неупругие столкновения электронов с атомами аргона (соответствующие сечения столкновений взяты из работы [1]). Для уменьшения времени счета масса ионов  $M$  взята равной 2000 массам электронов  $m$ . Расчеты выполнялись при концентрациях аргона  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В процессе счета регистрируются компоненты электромагнитного поля в объеме, пространственные распределения потенциала, концентрации электронов и ионов, кинетической энергии электронов, рассчитанной с учетом и без учета анизотропной части энергетического распределения электронов. Выбранные физические и счетные параметры обеспечивают выполнение условия: шаг сетки существенно меньше дебаевского радиуса плазмы. Только при выполнении этого условия результаты PiC моделирования физически обоснованы.

Расчеты показали, что при изменении плотности атомов аргона пространственные распределения плотности электронов, их кинетической энергии существенно изменяются. При наименьшей из рассмотренных плотности аргона распределение концентрации электронов в объеме источника плазмы наиболее равномерно. Однако кинетическая энергия электронов в области скин-слоя в среднем по времени выше, чем средняя энергия, рассчитанная с учетом только изотропной части энергетического распределения. Расчеты показали, что в области скин-слоя формируется пучок электронов, азимутальная скорость которого осциллирует со временем, достигая максимума дважды за период. Увеличение концентрации атомов аргона приводит к сближению величин кинетической энергии рассчитанных с учетом и без учета анизотропной части энергетического распределения электронов. Одновременно с ростом концентрации аргона примерно до  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  появляется пространственная неоднородность средней энергии электронов. Расчеты показывают, что в области скин-слоя средняя энергия электронов выше, чем в центральных областях разряда. Это связано с переходом к локальному режиму ввода ВЧ мощности. Концентрация электронов при плотностях  $10^{14} \text{ см}^{-3} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$  максимальна вблизи оси источника плазмы. Дальнейшее увеличение концентрации атомов аргона приводит к смещению максимума плотности электронов к стенкам источника плазмы.

### Литература.

- [1]. Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ВЧ ИНДУКТИВНОГО ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ ДИАМЕТРОМ 46СМ

А.Ф. Александров, К.В. Вавилин, Г.П. Козлов, Е.А. Кралькина, П.А. Неклюдова,  
А.М. Никонов, В.Б. Павлов

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119991 ГСП-1, Воробьевы горы, д.1., стр.2, [nekludova\\_pa@mail.ru](mailto:nekludova_pa@mail.ru)*

Исследуемый источник плазмы представляет собой кварцевый цилиндр диаметром 46см и высотой 30см. В нижнем металлическом фланце выполнены отверстия для откачки объема источника плазмы с помощью турбомолекулярного и форвакуумного насосов. На верхнем металлическом фланце расположено стеклянное окно диаметром 40см. На боковой поверхности источника плазмы расположена охлаждаемая спиральная антенна, соединенная через систему согласования с ВЧ генератором с рабочей частотой 2, 4 или 13.56МГц. Два электромагнита, расположенные вблизи верхнего и нижнего фланцев, создают в объеме источника магнитное поле с индукцией 0 – 6мТл. Диагностический стенд позволяет измерять мощность ВЧ генератора, отдаваемую во внешнюю цепь, ток, текущий через антенну, ВЧ напряжение на концах антенны, спектр свечения плазмы и пространственное распределение интенсивности свечения плазмы, концентрацию и энергетическое распределение электронов, потенциал пространства.

Эксперименты проводились с использованием гелия, неона и аргона в качестве рабочих газов в диапазоне давлений 0.1 – 500мТор, диапазоне ВЧ мощностей 100 – 500Вт.

Измерения показали, что наложение внешнего магнитного поля при давлениях менее 10мТор приводит к увеличению эффективности вложения ВЧ мощности в плазму, характеризуемую эквивалентным сопротивлением плазмы. Рост рабочей частоты сопровождается увеличением эквивалентного сопротивления.

Измерения эквивалентного сопротивления плазмы при отсутствии внешнего магнитного поля показали, что эффективность вложения ВЧ мощности в плазму гелия сначала растет с увеличением давления, проходит через максимум и медленно убывает. Рост рабочей частоты приводит к смещению положения максимума эквивалентного сопротивления в область больших давлений рабочего газа. Оценки показывают, что максимум эквивалентного сопротивления наблюдается при условии близости частоты столкновения и рабочей частоты поля, что соответствует максимуму мнимой части диэлектрической проницаемости. Предполагалось, что максимум эквивалентного сопротивления сместится в область меньших давлений при работе с более тяжелыми, чем гелий, инертными газами. Однако эксперименты показали, что максимум смещается в область больших давлений. Для объяснения наблюдаемого эффекта было измерено энергетическое распределение и концентрация электронов вблизи стенок источника плазмы в области скин-слоя.

Измерения показали, что в области давлений 0.1 – 50мТор наблюдается существенное падение эффективной температуры электронов. При этом рост давления и соответственное увеличение частоты столкновений может компенсироваться понижением частоты столкновений за счет уменьшения температуры электронов. При давлениях 100мТор и выше рост эквивалентного сопротивления, по-видимому, связан с увеличивающимся с давлением вкладом емкостной составляющей разряда.

Измерения интенсивности свечения плазмы, выполненные в гелии при давлении 0.1мТор, показали, что разряд неоднороден в радиальном направлении. Отношение интенсивностей двух линий гелия 5016 и 4713Å, чувствительное к присутствию быстрых электронов, продемонстрировало наличие более энергетичных электронов в области скин-слоя, чем в центральных областях источника плазмы.

## ФОТООКИСЛИТЕЛЬНАЯ ДЕСТРУКЦИЯ ЭДТА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ ИМПУЛЬСНЫМ УФ ИЗЛУЧЕНИЕМ СПЛОШНОГО СПЕКТРА

Камруков А.С., Козлов Н.П., Новиков Д.О., Яловик М.С.

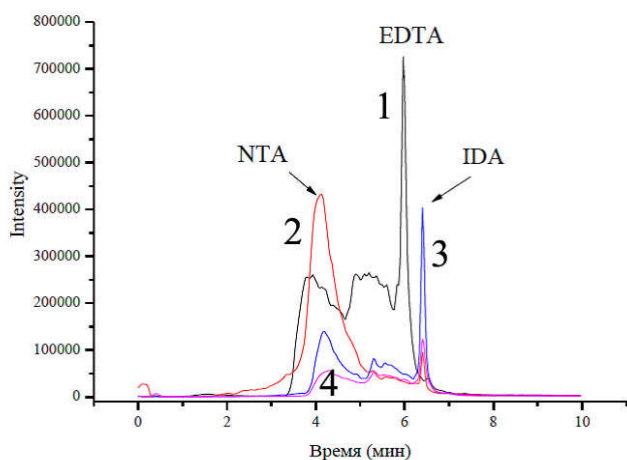
НИИ энергетического машиностроения МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия,  
[zero00@list.ru](mailto:zero00@list.ru)

При дезактивации оборудования АЭС образуются значительные объемы растворов, загрязненных радиоактивными элементами. Локализация, концентрирование и переработка жидких радиоактивных отходов (ЖРО) значительно упрощается после удаления или разрушения содержащихся в них комплексонов (этилендиаминтетраацетата натрия – ЭДТА), которые связывают радионуклиды и затрудняют их выделение традиционными физико-химическими методами. Одним из наиболее эффективных способов является их окислительное и фотоокислительное разложение.

В докладе приведены результаты экспериментов по фотоокислению комплексобразующих органических соединений с помощью облучения высокоинтенсивным импульсным УФ излучением сплошного спектра. На облученность раствора большое негативное влияние оказывает высокая концентрация соли  $\text{NaNO}_3$ , входящей в состав ЖРО, которая поглощает значительную долю УФ излучения в рабочей области спектра.

Водные растворы ЭДТА, содержащие  $\text{NaNO}_3$ , подвергались облучению импульсной ксеноновой лампой ИНП-7/120 в присутствии пероксида водорода с концентрацией 3 г/л.

Хроматограмма продуктов деструкции водного раствора, содержащего: - ЭДТА с начальной концентрацией 15 мг/л, -  $\text{H}_2\text{O}_2$  с концентрацией 3 г/л, -  $\text{NaNO}_3$  с концентрацией 4 г/л до и после облучения приведена на рисунке.



- 1 – водный раствор без облучения;
- 2 – водный раствор после объемной дозы УФ облучения  $0,3 \text{ Дж/см}^3$ ;
- 3 – водный раствор после объемной дозы УФ облучения  $0,6 \text{ Дж/см}^3$ ;
- 4 – водный раствор после объемной дозы УФ облучения  $3 \text{ Дж/см}^3$ .

Из рисунка видно, что при облучении раствора с объемной дозой УФ облучения  $0,3 \text{ Дж/см}^3$  происходит практически полная деструкция ЭДТА. При этой энергии облучения появляются продукты деструкции ЭДТА, а именно нитрилотриуксусная кислота (NTA) –

кривая 2 и небольшое количество иминодиуксусной кислоты (IDA). Дальнейшее воздействие УФ облучения увеличивает количество IDA и снижает NTA (кривая 3). При этом на масс-спектре появляется интенсивный пик молекулы  $\text{CO}_2$  – одного из продуктов частичной минерализации ЭДТА. При дальнейшем облучении продукты деструкции присутствуют в меньших количествах, но доза УФ излучения в приведенном эксперименте была недостаточна для полной минерализации ЭДТА (кривая 4).

Результаты данной работы показывают перспективность применения комбинации плазменно-оптических и окислительных методов для очистки стоков, содержащих ЖРО.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК

В.Г. Марков, А.А. Окулов, Д.Е. Прохорович, А.Г. Садилкин, Н.Н. Щитов

ФГУП «ВНИИА», Москва, РФ, [vnii4@vniia.ru](mailto:vnii4@vniia.ru)

В ядерно-геофизических исследованиях промысловых скважин в спектрометрической аппаратуре нашли применение нейтронные генераторы с запаянными ускорительными трубками [1 – 3]. Непрерывный поиск путей повышения рабочих характеристик нейтронных генераторов является актуальной задачей, стимулирующей разработчиков такой аппаратуры к оптимизации ее основных узлов, в частности, нейтронной трубки. Ограничивающими факторами повышения их рабочих характеристик являются низкая электрическая прочность и недостаточная стойкость мишени к ионному распылению при длительной работе нейтронного генератора. Как показал анализ, проведенный авторами, причины появления указанных проблем связаны с запылением поверхности ускоряющего электрода ионно-оптической системы продуктами эрозии ионного источника и, вместе с тем, с неоптимальной фокусировкой транспортируемого пучка на поверхности нейтрон-образующей мишени. Существуют расчетные программы, позволяющие проводить численное моделирование движения ускоряемых частиц при заданных электрических и геометрических параметрах ионно-оптической системы. Но достоверность этих расчетов будет определяться величиной энергий (разброса энергий) ионов при выходе из ионного источника, величиной их пространственного заряда, а также формой эмиссионного плазменного мениска в ионном источнике.

Авторы данной работы применили «метод задерживающего потенциала» для определения функций распределения частиц по осевым компонентам скоростей (энергий) при выходе из ионного источника пеннинговского типа в составе малогабаритных газонаполненных нейтронных трубок [4].

Создан экспериментальный стенд на базе вакуумного универсального поста (ВУП-5) для изучения эмиссионных характеристик ионных источников вне нейтронных трубок. В состав диагностического оборудования стенда входит, в частности, разработанный авторами многоэлектродный зонд [5], который сочетает в себе функциональные возможности зонда Ленгмюра, цилиндра Фарадея и, собственно, энергоанализатора.

### Литература

- [1]. Кирьянов Г.И. Генераторы быстрых нейтронов. – М.: Энергоатомиздат. 1990, 224 с.
- [2]. Ионно-вакуумные приборы для генерации нейтронов в электронной технике / В.М. Гулько и др. – К.: Техника, 1988. – 136 с.
- [3]. Материалы Международной научно-технической конференции «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе», 22-26 октября 2012 г., Москва, ВНИИА, [www.vniia.ru](http://www.vniia.ru)
- [4]. Губарев А.В. и др. Сборник материалов Всероссийского семинара «Физические и технические аспекты объемного источника нейтронов для материаловедческих, технологических исследований и решения задач ядерной энергетики», 2012, с. 24.
- [5]. В.Г. Марков и др. Сборник материалов VIII Российской конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение», 2012, с. 104.

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х.,  
Арсланбеков М.А.

*Дагестанский государственный университет, [vali\\_60@mail.ru](mailto:vali_60@mail.ru)*

В коротких перенапряженных промежутках в газах высокого давления канальная стадия искрового разряда, несмотря на значительные потери энергии на расширение канала, обладает наибольшей яркостью, где значительная часть энергии, вкладываемой в разряд, идет на излучение.

Спектр предискрового диффузного канала характеризуется в основном линиями атомарного аргона [1]. Наиболее интенсивно излучаются линии ArI: 442,3 нм, 436,3 нм, 433,5 нм, 355,6 нм. Уширение этих линий на этой стадии незначительное (0,05 – 0,1 нм), что соответствует концентрации электронов  $\sim 10^{16} \text{см}^{-3}$ . Интенсивно возбуждаются на ранних стадиях некоторые ионные линии ArII: 372,9 нм, 358,8 нм, 354,5 нм с потенциалами возбуждения соответственно 19,96 эВ, 22,94 эВ, 24,62 эВ, а также интенсивный континуум в области 350-360 нм. Через 150-200 нс яркость ионных линий возрастает и начинает регистрироваться непрерывный спектр в широком диапазоне длин волн. Максимальная яркость ионных линий и непрерывного спектра достигается через 300-400 нс с начала резкого роста тока. В магнитном поле интенсивность непрерывного излучения возрастает, возрастает также яркость ионных линий в ультрафиолетовой области: ArII – 280,6 нм, ArIV – 280,9 нм и линий материала электродов Al – 280,1 нм, 281,6 нм. Интенсивность же линий в видимом диапазоне спектра с ростом напряженности магнитного поля уменьшается. Таким образом, спектральный состав излучения искрового канала зависит от напряженности магнитного поля.

Степень влияния продольного магнитного поля определяется скоростью расширения искрового канала. А скорость расширения является функцией скорости ввода энергии. Следовательно, увеличение скорости энерговысвобождения приведет к росту влияния магнитного поля на характеристики искрового канала, в том числе и спектральные. Уменьшение в магнитном поле скорости поперечного переноса фронта ионизации обуславливает изменение в распределении энергии, соответственно изменение спектрального состава излучения плазмы [2]. Этот результат может быть использован для формирования импульсов излучения с крутым передним фронтом ( $\sim 10^{-7} \text{с}$ ) и регулируемым спектральным составом. Кроме того, доля энергии, идущей на излучение в магнитном поле возрастает, т.е. увеличивается к.п.д. излучения искрового канала.

### Литература

- [1]. Омаров О.А., Ахмедова Х.Г., Курбанисмаилов В.С. Влияние продольного магнитного поля на спектральный состав излучения искрового канала. // В сб.: Тез. докл. XXXVII Международной (Звенигородская) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Звенигород, 2010.
- [2]. Омаров О.А., Хачалов М.Б. Спектральные характеристики искрового канала в продольном магнитном поле. // Деп. в ВИНТИ. 06.03.89.№1484, В.89. 10с.



## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Аль-Харетхи Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А.

ДГУ, г. Махачкала, Россия, Гаджиева 43 «а», [omarovapatimat@lenta.ru](mailto:omarovapatimat@lenta.ru)

Для построения теории искрового разряда и ее применения в качестве источника излучения важно знать оптические параметры плазмы. Спектр излучения канала регистрируется при токах разряда 40-50 А в течении 60-80 нс после образования катодного пятна [1]. По прошествии 150-200 нс возрастает яркость ионных линий с регистрацией непрерывного спектра в широком диапазоне длин волн. Максимальная яркость ионных линий и континуума достигается через 300-400 нс с начала резкого роста тока.

Спектры излучения Ag были сняты при различных условиях инициирования искрового разряда, в условиях линейной зависимости оптической плотности почернения фотопленки от освещенности, при значениях напряженности магнитного поля от  $H=0$  - 250 кЭ,  $p=3$  атм.,  $d = 3$  мм [2]. По штарковскому контуру спектральных линий определялась концентрация электронов, а по методу относительных интенсивностей спектральных линий - температура электронов.

Выводы:

1. Продольное магнитное поле приводит к уменьшению скорости расширения канала.
2. Время установления единой температуры и равновесной ионизации в плазме искрового канала составляет  $\sim 10^{-8}$  с. Плазма характеризуется высокой ионизацией и концентрацией одно – и двукратно ионизированных атомов.
3. Продольное магнитное поле приводит к росту плотности плазмы канала, температуры, и удельного энерговклада в разряд, а также к смещению в коротковолновую область максимума интенсивности непрерывного спектра.
4. Температура плазмы искрового канала в Ag достигает 40000 К, а концентрация электронов  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

### Литература

- [1]. Омаров О.А. Электрический пробой газов высокого давления в сильных магнитных полях. Докторская диссертация. Махачкала, 1983, с. 89.
- [2]. Омаров О.А., Хачалов М.Б. Спектральные характеристики искрового канала в продольном магнитном поле. // Деп. в ВИНТИ. 06.03.89.№1484, В.89, с. 10.



## ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ИОНОВ ОТ ПАРАМЕТРОВ РАЗРЯДА В ВЧ «ГЕЛИКОННОМ» ДВИГАТЕЛЕ

А.Ф. Александров, Е.А. Кралькина, А.К. Петров, В.Б. Павлов

*Физический факультет МГУ им.М.В.Ломоносова, Москва, 119991, ГСП-1, Воробьевы горы, д.1., стр.2, [sunwise57@yahoo.com](mailto:sunwise57@yahoo.com)*

В настоящей работе рассматриваются основные закономерности, обнаруженные в ходе исследования геликонного разряда с целью разработки на его основе прототипа двигателя для космических приложений.

Модель геликонного двигателя состояла из газоразрядной камеры (ГРК), магнитной системы, состоящей из двух электромагнитов, спиральной антенны, расположенной на внешней поверхности ГРК, и плотно крепилась к вакуумной камере. ГРК представляла собой цилиндрическую стеклянную трубку диаметром 50мм и длиной 150мм. На верхней торцевой поверхности трубки вакуумно плотно крепился газовод, нижняя торцевая часть трубки завершалась соплом Лавалья. Магнитная система состояла из двух электромагнитов, один из них был расположен вблизи верхней, а второй - вблизи нижней торцевой поверхностей ГРК. Магнитная система позволяла получать однородное, расходящееся или сходящееся к нижнему торцу ГРК магнитное поле. Концы антенны через систему согласования подключались к ВЧ генератору, работающему на частоте 13.56МГц. Мощность ВЧ генератора могла плавно изменяться от 0 до 1000Вт. В качестве рабочего газа использовался аргон.

В процессе экспериментов определялась эффективность вложения ВЧ мощности в плазму на основании измерений тока, текущего через антенну в отсутствие и при наличии разряда. Параметры плазмы контролировались с помощью спектральных методов диагностики плазмы. Энергетическое распределение ионов на срезе ГРК измерялось с помощью электростатического энергоанализатора, расположенного на расстоянии 10см от выходного отверстия ГРК.

Результаты экспериментов показали, что для величин внешнего магнитного поля в районе 70-200Гс наблюдается заметное увеличение поглощения ВЧ мощности разрядом в связи с резонансным возбуждением геликонов и волн Травелпис-Голда. Это в свою очередь ведет к значительному увеличению интенсивности ионной линии аргона (Ar II) в связи с увеличением плотности плазмы. Насыщение атомарной линии аргона (Ar I) свидетельствует о достижении высокой степени ионизации при мощностях выше 200 Ватт. Плотность плазмы можно контролировать путем изменения величины подводимой ВЧ мощности.

Ускорение ионов происходит на срезе двигателя в связи с возникновением скачка потенциала и в связи с газодинамическим эффектом. Энергия ускоренных ионов может быть увеличена за счет увеличения радиальной составляющей магнитного поля на выходе из ГРК, уменьшения потока газа или же за счет увеличения магнитного поля в области резонансного возбуждения геликонов и волн Травелписа-Голда. При этом совместно радиальная составляющая магнитного поля и аксиальная составляющая электростатического поля ведут к электронному дрейфу в скрещенных Е-Н полях на срезе двигателя, что в свою очередь является необходимым условием стационарно-плазменного двигателя (СПД).

Таким образом, перспективным направлением также является использование геликонного разряда в качестве первой ступени ВЧ СПД.

## ОБРАЗОВАНИЕ АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ САМОСТОЯТЕЛЬНОМ ИСКРОВОМ РАЗРЯДЕ НА ВОЗДУХЕ

И.П. Иванова, \*И.М. Пискарев, С.В. Трофимова

*Нижегородская государственная медицинская академия, Нижний Новгород, Россия, [ivanova.ip@mail.ru](mailto:ivanova.ip@mail.ru)*

*\*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия, [i.m.piskarev@gmail.com](mailto:i.m.piskarev@gmail.com)*

Исследован самостоятельный искровой разряд между электродами из нержавеющей стали диаметром 2 мм, зазор между электродами 3 мм, параллельно электродам включена емкость 3.3 нФ. Емкость заряжалась через сопротивление 10 МОм от источника питания 11 кВ. В этих условиях устанавливался самостоятельный искровой разряд с частотой повторения импульсов 10 Гц. Параметры разряда были оптимизированы с целью получения максимального химического эффекта [1, 2].

Процессы, происходящие при искровом разряде на воздухе, можно разделить на два этапа. Первый этап – начальная стадия развития разряда – передний фронт импульса, длительность которого составляла 50 нсек. В этот момент напряженность поля в искровом промежутке максимальна, велика вероятность образования химически активных частиц – возбужденных молекул и радикалов. Далее ток разряда возрастает, напряжение на искровом промежутке падает до сотен вольт. На этой стадии активные частицы, образовавшиеся при прохождении переднего фронта импульса тока, взаимодействуют между собой, образуя нейтральные продукты. Канал искры ведет себя, как нагретый проводник. Максимум спектра излучения нагретого черного тела находится при длине волны 220 нм. По мере остывания искрового шнура максимум спектра смещается в сторону более длинных волн, проходя весь диапазон от УФ до ИК. Длительность импульса и длительность световой вспышки составляла ~ 100 мксек. Поток УФ-фотонов в диапазоне длин волн 200 – 300 нм на расстоянии 1 см от разрядника составлял  $1.26 \cdot 10^{-10}$  моль(см<sup>2</sup> с)<sup>-1</sup>, плотность потока энергии  $2 \cdot 10^{-3}$  Дж(см<sup>2</sup> с)<sup>-1</sup>. Методами ИК- и УФ-спектроскопии идентифицированы продукты, образующиеся в разряде, в числе которых нитрозамины, другие азотсодержащие соединения, углеводороды [2]. Среди этих продуктов есть окислители и восстановители.

Наибольшей химической активностью обладают продукты, образующиеся под действием УФ-излучения разряда: радикалы  $\text{HO}_2^\bullet$  (выход  $1.25 \cdot 10^{-6}$  моль(л с)<sup>-1</sup>, кислотные остатки  $\text{NO}_3^-$  и  $\text{NO}_2^-$  (выход  $5.8 \cdot 10^{-7}$  моль(л с)<sup>-1</sup>), ионы аммония (выход  $1.7 \cdot 10^{-10}$  моль(л с)<sup>-1</sup>). Образование озона, перекиси водорода и гидроксильных радикалов не обнаружено. Разработана кинетическая модель процесса, учитывающая 25 реакций между активными частицами, позволяющая описать экспериментальные данные.

Установлено, что разряд обладает бактерицидным действием, намного превышающим эффективность других устройств. Основным механизмом бактерицидного действия разряда является электрический пробой мембран клеток.

### Литература.

- [1]. И.М. Пискарев, И.П. Иванова, С.В. Трофимова, Н.А. Аристова//Химия высоких энергий. 2012. Т. 46. № 5. С. 406 – 411.
- [2]. И.П. Иванова, С.В. Трофимова, Н. Карпель Вель Лейтнер, Н.А. Аристова, Е.В. Архипова, О.Е. Бурхина, В.А. Сысоева, И.М. Пискарев// Современные технологии в медицине. 2012. №2. С. 20 – 30.

## МЕХАНИЗМ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГОРЮЧИХ СМЕСЕЙ ИМПУЛЬСНЫМИ СИЛЬНОТОЧНЫМИ РАЗРЯДАМИ

Н.А. Попов

*НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва*

В последнее время наблюдается повышенный интерес к исследованиям импульсных наносекундных разрядов, что связано с применением этих разрядов для воспламенения горючих смесей [1,2], стабилизации процессов горения [3] и др. Влияние газоразрядной плазмы на воспламенение связано с наработкой химически активных частиц и нагревом газа. Особый интерес представляют исследования процессов формирования и ускорения волн горения в бедных (с дефицитом топлива) горючих смесях. В бедных смесях волны горения являются очень медленными, поэтому для обеспечения воспламенения в областях, далеких от зон электроразрядного воздействия, необходимо существенное увеличение скорости распространения фронта пламени. Одним из способов ускорения волн горения является формирование системы ударно-волновых возмущений, которые, взаимодействуя с фронтом волны горения, приводят к значительному увеличению ее скорости. Таким образом, для эффективного воспламенения горючих смесей с использованием локализованных в пространстве разрядных каналов, необходима наработка в них химически активных частиц и быстрый нагрев газа, сопровождающийся образованием ударных волн.

В данной работе представлены результаты исследования кинетических процессов, инициируемых импульсным наносекундным разрядом в горячем воздухе атмосферного давления. Расчеты проведены для условий экспериментов [4], где исследован разряд, используемый как для воспламенения горючих смесей [2], так и для стабилизации горения [3]. Разряд зажигался между двумя острийными электродами ( $d \approx 5$  мм) и горел в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульсов  $f = 10 - 30$  кГц.

Результаты расчетов динамики приведенного электрического поля, плотности атомарного кислорода и температуры газа в приосевой области разряда согласуются с данными измерений [4]. Удельный энерговыдел вблизи оси разрядного канала достигал 1 эВ/молекулу, а степень диссоциации молекулярного кислорода - 50%. Большая часть энергии разряда вкладывается в газ при значениях поля  $E/N = 150 - 200$  Td. В рассматриваемых условиях основная диссоциация  $O_2$  происходит в процессе тушения электронно-возбужденных молекул  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ ,  $N_2(B^3\Pi_g)$ ,  $N_2(C^3\Pi_u)$  кислородом. При этом энергетическая цена образования атомов  $O(^3P)$  составляет 6.3 эВ/атом, а доля энергии разряда, поступающей в нагрев газа в течение 100 нс после импульса, достигает 25%. Все это делает данный разряд эффективным источником воспламенения горючих смесей, что подтверждается результатами экспериментальных исследований [2,3].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ № 11-02-91063 - НЦНИ-а.

### Литература

- [1]. *Starikovskaia S.M.* Plasma assisted ignition and combustion // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. R265-R299.
- [2]. *Pancheshnyi S.V., Lacoste D.A., Bourdon A., Laux C.O.* Ignition of propane-air mixture by a repetitively pulsed nanosecond discharge // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 2478.
- [3]. *Bak M. S, Do H., Mungal M. G., Cappelli M. A.* Plasma-assisted stabilization of laminar premixed methane/air flames around the lean flammability limit // Combust. Flame. 2012. V. 159. P. 3128.
- [4]. *Rusterholtz D. L., Pai D. Z., Stancu G. D., Lacoste D. A., Laux C. O.* // 50<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting (9-12 January, 2012, Nashville, USA). AIAA 2012-0509.

## PIC-МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ ИЗ ТОНКИХ ФОЛЬГ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ В РЕЖИМЕ ДАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

<sup>1,2</sup>Пугачев Л.П., <sup>1,2</sup>Левашов П.Р., <sup>1,2</sup>Андреев Н.Е., <sup>1</sup>Баранов В.Е.

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия,  
[pugachev@ihed.ras.ru](mailto:pugachev@ihed.ras.ru)

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия

В работе проводится одномерное и трехмерное PIC-моделирование ускорения ионов из тонких фольг под воздействием мощного фемтосекундного лазерного импульса в режиме давления излучения (RPDA) или режиме лазерного поршня [Ошибка! Источник ссылки не найден.]. Если интенсивность лазерного излучения чрезвычайно высока ( $a_0 = eE_0 / mc\omega_0 \gg 1$ , где  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света,  $\omega_0$  — лазерная частота), то давление излучения может являться очень эффективным механизмом ускорения. Требования к интенсивности лазерного импульса могут быть значительно снижены при использовании круговой поляризации (для значительного уменьшения нагрева электронов) [2, 3, 4].

Моделирование в работе проводится для импульсов с круговой поляризацией, длиной волны в диапазоне  $\lambda = 0.8 - 1$  мкм, интенсивностью  $I_0 = 5 \cdot 10^{19} - 2 \cdot 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $a_0 = 4 - 40$ ), длительностью  $\tau_{FWHM} = 50 - 100$  фс, и фольг с толщиной  $d = 5 - 150$  нм. Приводятся графики фазовых плоскостей и энергетических спектров ионов в процессе ускорения, определяются угловая расходимость пучка ионов и эффективность преобразования энергии. Результаты сравниваются с теоретическими оценками. Моделирование проводилось с помощью PIC-кода VLPL [5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-02-31688).

### Литература

- [1]. Esirkepov T., Borgeghi M., Bulanov S. et al. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92, N. 17. P. 175003.
- [2]. Klimo O., Psikal J., Limpouch J., Tikhonchuk V. T. Monoenergetic ion beams from ultrathin foils irradiated by ultrahigh-contrast circularly polarized laser pulses // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2008. V. 11. P. 031301.
- [3]. Robinson A. P. L., Zepf M., Kar S., Evans R. G., Bellei C. Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses // New J. Phys. 2008. V. 10. P. 013021.
- [4]. Henig A., Steinke S., Schnurer M. et al. Radiation-Pressure acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 245003.
- [5]. A. Pukhov, 3D electromagnetic relativistic particle-in-cell code vlpl (virtual laser plasma lab). // J. Plasma Phys. 1999. V. 61. P.425.

## АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ЛОКАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО ПОТОКА ЭНЕРГИИ В ПЛОТНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Р.Н. Ризаханов<sup>1</sup>, А.А. Бармин<sup>1</sup>, Р.И. Рудштейн<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Москва, Россия, [nanocentre@kerc.msk.ru](mailto:nanocentre@kerc.msk.ru)

<sup>2</sup>МИЭМ НИУ ВШЭ, Москва, Россия, [netronix2@yandex.ru](mailto:netronix2@yandex.ru)

В настоящей работе на основе феноменологической модели описания распространения электронного пучка в плотной газовой среде [1] проведено аналитическое определение локальных характеристик первичных и вторичных электронов пучка.

Поток мощности первичных электронов (рис., слева) можно выразить как  $P_{pr}(r, z) = E(z)(j_0/e)\exp\{-z/a - [r/b(z)]^2\}$ , где  $r$  – расстояние до центра симметрии пучка;  $z$  – осевое расстояние до окна вывода пучка;  $j_0$  – осевая плотность тока первичных электронов в исходном сечении;  $a$  – коэффициент поглощения;  $b(z) = r_0\sqrt{f(z)e^{z/a}}$  несет смысл огибающей пучка;  $f(z)$  определяет закон деградации полного тока пучка по мере удаления от окна вывода;  $E(z) = \left(E_0^{5/3} - \rho \cdot z/C\right)^{3/5}$  определяет среднюю энергию электронов в рассматриваемом сечении  $z$ , где  $E_0$  – средняя энергия электронов в исходном сечении,  $\rho$  – плотность среды,  $C$  – константа, индивидуальная для вещества среды.

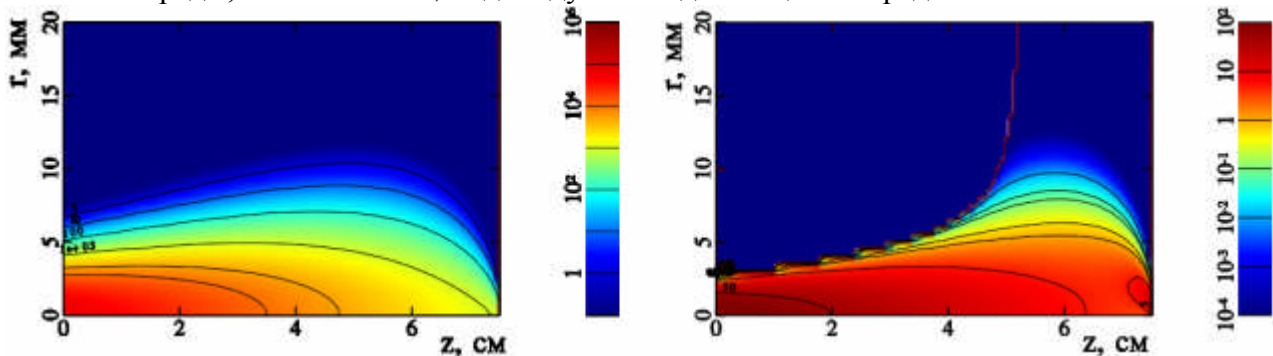


Рис. Поток мощности первичных (слева) и вторичных электронов (справа). Значения получены для атмосферного воздуха при нормальных условиях,  $E_0 = 80$  кэВ,  $r_0 = 2$  мм.

Временная зависимость концентрации вторичных электронов для прямоугольного импульса ускорителя электронов длительностью  $\tau_p$  имеет вид

$$N(t) = 1/(eE_e) \cdot d[J(r, z)E(z)]/dz \cdot \tau(\exp\{-t/\tau\} - 1), \quad 0 \leq t \leq \tau_p,$$

где  $\tau$  – время жизни электрона,

$E_e$  – энергия, которую тратит первичный электрон с энергией выше 4 кэВ на образование одного свободного электрона. Поток мощности вторичных электронов (рис., справа) оценивается следующим образом  $P_{sec} = (N_{sec}v_{therm}E_{therm})/6$ , где  $E_{therm}$  и  $v_{therm}$  – средняя энергия и скорость их движения соответственно.

Проверка полученных распределений с результатами [2] моделирования распространения электронов в среде методом Монте-Карло показала качественное совпадение соответствующих распределений.

### Литература

- [1]. Ризаханов Р.Н., Бармин А.А. Феноменологическая модель описания распространения электронного пучка в плотной газовой среде. Прикладная физика №6, 2007, с. 115-118.
- [2]. Yong-Feng D., Xian-Wei H., Chang T. Monte Carlo simulation of electron beam air plasma characteristics // Chinese Physics B. 2009. Vol. 18, no. 9. P. 3870–3876.

## РОЛЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ПРИ ВЧ ПРОБОЕ ГАЗА В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ

И.М. Минаев, А.А. Рухадзе, Г.П. Кузьмин, В.Н. Коновалов

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, [rukh@fpl.gpi.ru](mailto:rukh@fpl.gpi.ru)*

Рассматриваются условия ВЧ-пробоя протяженного газового канала при индуктивном (емкостном) способе возбуждения. Процесс развития разряда можно разделить на две стадии. Начальный пробой газового промежутка происходит в области сочленения коаксиального кабеля, идущего от генератора, и диэлектрической трубки. Линейный размер разрядного промежутка порядка диаметра трубки. В ближней зоне поле  $E$  разрядного промежутка спадает при удалении от центра и лежит между значениями  $E_z \sim 1/z^3$  (поле

$$E_z \sim 1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + d^2}}$$

диполя) или  $\sqrt{z^2 + d^2}$ -поле заряженного диска. Поле объемной волны не приводит к пробоем газа на всю длину канала. Для пробоя канала на всю длину необходимо возбуждение поверхностной волны. На второй стадии, пробой газа осуществляется и поддерживается поверхностной волной. Поверхностная волна, развивается на границе раздела плазма-диэлектрик при выполнении условия

$$\omega_{Le}^2 \gg \omega^2 \gg v_e^2, \quad (1)$$

где  $\omega_{Le} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}$ ,  $e$  - заряд,  $m$  - масса электрона,  $n_e$  - концентрация электронов,  $v_e$  - частота столкновений электронов с нейтральными частицами,  $\omega$  - частота возбуждения газового канала. Показано, если не выполняется условие (1) и  $\omega < v_e$  возбуждения канала на длину  $\sim \lambda$  не происходит в данной схеме возбуждения.

### Литература

- [1]. Коновалов.В.Н., Минаев И.М., РухадзеА.А. Плазменные вибраторные антенны, возбуждаемые собственным излучением передатчика. Радиотехника. №10 2012г.



## ПРИМЕНЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ ДЛЯ ИНАКТИВАЦИИ *STAPHYLOCOCCUS AUREUS*

Н.В. Дудчик\*, А.А. Кириллов, А.В. Павлова, Е.А. Сафронов, Л.В. Симончик

Институт физики НАН Беларуси, Минск, РБ, [y.safronau@ifanbel.bas-net.by](mailto:y.safronau@ifanbel.bas-net.by)

\*РНПЦ гигиены, Минск, Беларусь, [n.dudchik@tut.by](mailto:n.dudchik@tut.by)

К настоящему времени созданы различные источники неравновесной плазмы атмосферного давления, перспективные для биомедицинских приложений: поверхностные и объемные диэлектрические барьерные разряды [1], плазменные струи атмосферного давления [2] и др. Во многих случаях для таких приложений, как плазменная медицина, требуется генерация холодной плазмы в открытом пространстве, а не в замкнутом разрядном объеме. Применение плазменных струй позволяет проводить обработку объектов различной формы и размеров. В работе приводятся результаты исследования холодных плазменных струй на основе тлеющего разряда атмосферного давления (ТРАД) на постоянном токе [3] и их применение для инактивации бактерий.

Плазменные струи ТРАД, истекающие в воздух, были получены для различных плазмообразующих газов и их смесей, таких как  $N_2$ , воздух,  $He/O_2$ ,  $Ar/O_2$ . Рабочий газ, пройдя через область разряда, выходил из кварцевой трубки с внутренним диаметром 1,5 мм. Ток разряда варьировался от нескольких миллиампер до сотен миллиампер. Генерируемая в ТРАД плазма распространяется в окружающем воздухе на расстоянии до нескольких сантиметров от края трубки. Увеличение скорости потока газа сопровождается увеличением длины струи с последующим переходом к турбулентному режиму течения и уменьшению длины струи плазмы.

В спектре азотной струи в основном преобладают интенсивные полосы NO, CN, NH в синей и ультрафиолетовой частях спектра, в том числе в бактерицидном диапазоне 200-300 нм. Напротив, спектр воздушной струи сосредоточен в диапазоне длин волн свыше 400 нм, где наблюдается интенсивное излучение  $NO_2$ . В спектрах излучения струй воздуха,  $Ar/O_2$  и  $He/O_2$  присутствует полоса OH(A-X), но она незаметна в струе  $N_2$ .

Бактерицидная эффективность разработанных плазменных струй была исследована на грам-положительных *Staphylococcus aureus*. Суспензия микроорганизмов с исходной концентрацией  $10^7$  КОЕ/мл помещались на поверхность недифференцированной плотной питательной среды в чашках Петри. После приготовления образцов центральная зона каждого из 4-х секторов 90 мм чашки Петри обрабатывалась плазменной струей ТРАД с различным временем экспозиции. Температура струи в точке воздействия на бактерии не превышала  $40^\circ C$ .

Наименьший инактивационный эффект наблюдался при использовании азотной струи, наибольший был получен для воздушной струи, обработка которой поверхности питательной среды площадью  $15\text{ см}^2$ , засеянной свежей культурой золотистого стафилококка с поверхностной плотностью  $10^5\text{--}10^6$  КОЕ/ $\text{см}^2$  приводит к биодеконтаминации за время 10 мин. Полученный результат показывает, что созданная плазменная струя ТРАД является перспективной для биомедицинских приложений.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (грант Ф11СРБ-002).

### Литература

- [1]. Kogelschatz U., J. Phys.: Conf. Ser., 2010, 257, 012015.
- [2]. Lu X. et al., Plasma Sources Sci. Technol., 2012, 21, 034005.
- [3]. Arkhipenko V.I. et al., Eur. Phys. J. D, 2010, 60, 455-463.

## МУЛЬТИПАКТОР НА ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УГЛАХ НАКЛОНА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СВЧ-ПОЛЯ

А.С. Сахаров, В.А. Иванов, М.Е. Коньжев

ИОФ РАН, Москва, Россия, [sakh@fpl.gpi.ru](mailto:sakh@fpl.gpi.ru)

Проведено численное и аналитическое исследование вторично-эмиссионного электронного разряда (мультипактора) на диэлектрике в вакууме при различных углах наклона  $\alpha$  вектора напряженности электрического СВЧ-поля относительно поверхности диэлектрика с самосогласованным учетом электрического поля объемного заряда эмитированных электронов [1]. Рассчитана мощность, поглощаемая в разряде, и получены аналитические оценки для средней плотности тока вторичных электронов и средней энергии электронов, бомбардирующих поверхность диэлектрика, в зависимости от угла  $\alpha$  и осцилляционной энергии электронов в СВЧ-поле. Показано, что зависимость поглощаемой мощности от угла наклона внешнего СВЧ-поля имеет минимум при  $\alpha \sim 20^\circ\text{--}30^\circ$  (Рис. 1).

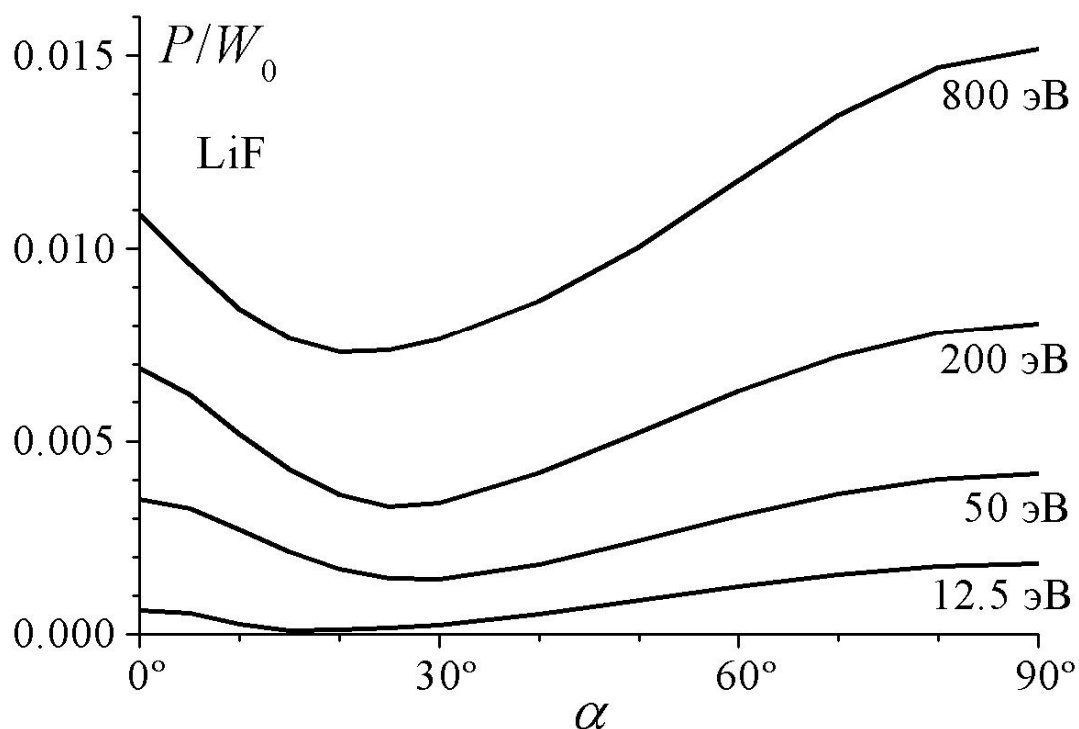


Рис. 1. Зависимости мощности  $P$ , поглощаемой на единицу площади поверхности диэлектрика в одностороннем мультипакторе, от угла  $\alpha$  для мультипактора на поверхности кристалла LiF при различных осцилляционных энергиях электронов в СВЧ-поле. Поглощаемая мощность нормирована на  $W_0 = cE_0^2/8\pi$ , где  $E_0$  – амплитуда электрического СВЧ-поля.

Исследования выполнены при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ), проект № 13-08-01174.

### Литература

- [1]. Сахаров А.С., Иванов В.А., Коньжев М.Е., Прикладная физика, 2012, Вып. 6.

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОДНОЙ СИСТЕМЫ НА ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ

М.А. Алхимова, О.А. Башутин, Е.Д. Вовченко, Э.И. Додулад, А.С. Савелов

*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия,  
[savjlov@plasma.mephi.ru](mailto:savjlov@plasma.mephi.ru)*

При разработке источников рентгеновского излучения на основе пинчевых разрядов немаловажную роль играет понимание влияния электродной системы на параметры и состав образующейся плазмы. Особенно актуально это для вакуумных разрядов, где материал электродов является основным поставщиком рабочего вещества разряда. Представляемая работа является продолжением ранее начатых нами исследований [1] влияния электродной системы на излучательные характеристики сильнооточного вакуумного искрового разряда.

Исследования проводились для различной геометрии рабочих электродов и разной полярности приложенного к ним напряжения. Помимо стандартной конфигурации с внутренним острым и плоским внешним электродами исследованы конфигурации с плоским внутренним и внешним острым электродами, а также с обоими острыми электродами одинакового размера. Оценка влияния электродов на излучательные характеристики плазмы производилась по  $K\alpha$ -излучению соответствующих материалов из области развития разряда. Для этого электроды в каждой из пар изготавливались из различных материалов. Регистрации излучения из разряда осуществлялась двумя фокусирующими спектрографами, настроенными на соответствующие спектральные диапазоны.

Показано влияние на развитие вакуумного искрового разряда не только геометрии отдельных электродов, но и их взаимного соотношения, определяющего электрическое поле в разрядном промежутке. Установлено, что при использовании острого электрода в качестве катода в электродной конфигурации “острие-плоскость”, широко применяемой для генерации пучков электронов, наблюдается излучение материала обоих электродов, причем их вклад в излучающую плазму сравним по величине. Вместе с тем, при положительной полярности острого электрода основным излучающим элементом является материал анода. Отсутствие следов материала плоского катода в излучении связано, по-видимому, с ослаблением взрывной эмиссии на катоде из-за снижения плотности тока и низкой напряженности электрического поля у поверхности плоского катода. Образование микропинчей наблюдается преимущественно в парах электрода, обеспечивающего наибольшую напряженность электрического поля, независимо от его полярности. При этом наибольшая эффективность пинчевания с образованием ионов высших кратностей ионизации достигается при положительной полярности острого электрода в конфигурации “острие-плоскость”.

### Литература

- [1]. Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И. и др., Физика плазмы, 2012, том 38, №3, стр.1-9.

## ГЕНЕРАЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ 100 КЭВ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

<sup>1</sup>Скляр В.Ф., <sup>1,2</sup>Аржанников А.В., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>1,2</sup>Бурмасов В.С.,  
<sup>1</sup>Вячеславов Л.Н., <sup>1</sup>Иванов И.А., <sup>1</sup>Кандауров И.В., <sup>2</sup>Кузнецов С.А., <sup>1</sup>Куркучиков В.В.,  
<sup>1</sup>Меклер К.И., <sup>1</sup>Полосаткин С.В., <sup>1</sup>Попов С.С., <sup>1,2</sup>Поступаев В.В., <sup>1</sup>Ровенских А.Ф.,  
<sup>1</sup>Трунев Ю.А., <sup>2,4</sup>Тумм М.К.А.

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

<sup>4</sup>Karlsruhe Institute of Technology, 76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany,

[SklyarovVF@ngs.ru](mailto:SklyarovVF@ngs.ru)

Одной из новых задач на установке ГОЛ-3 в 2012 г. явилось проведение экспериментов по инъекции в плазму слабoreлятивистского электронного пучка увеличенной длительности. Параметры электронного пучка в данном режиме работы установки были следующими: энергия электронов 50-100 кэВ, ток пучка 15-80 А, длительность инъекции 0,1-0,3 мс. Основными целями данной работы были: переход на квазистационарный режим работы по инъекции электронных пучков в систему с гофрированным магнитным полем, а также проверка возможности генерации электромагнитного излучения в такой системе.

В докладе представлены материалы, содержащие первые результаты по регистрации электромагнитного излучения из плазмы в диапазоне 75-200 ГГц в режиме взаимодействия 100-мкс электронного пучка с дейтериевой плазмой с плотностью  $10^{19}$ - $10^{20}$  м<sup>-3</sup>. Регистрация электромагнитного излучения из плазмы осуществлялась при помощи расширенной радиометрической диагностики на квазиоптических элементах, подробно описанной в [1]. Были получены зависимости усреднённой мощности эмиссии электромагнитного излучения от величин среднего ведущего магнитного поля в ловушке и тока пучка. Измерена спектральная плотность усреднённой мощности излучения в приведенном спектральном интервале в режиме с максимальной мощностью излучения.

По сравнению с экспериментами по релаксации в плазме микросекундного сильноточного релятивистского электронного пучка [2], в работе с пучками увеличенной длительности была получена эффективная генерация излучения в течение 100-150 мкс. Была обнаружена резкая немонотонная зависимость мощности излучения от тока электронного пучка. В максимуме излучения мощность излучения с единицы длины плазменного столба достигает значений ~100 Вт/см в окрестности 94 ГГц в предположении изотропной диаграммы направленности при токе пучка ~25 А и среднем магнитном поле 1,24 Тл. Данное значение соответствует величине ~1% от полной мощности электронного пучка.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в форме гранта No. 11.G34.31.0033 Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования от 24 ноября 2010г., грантов РФФИ 10-02-01317а, 10-08-00707а, 11-01-00249а, 12-02-31359, программы 104 СО РАН, программы 12 РАН.

### Литература

- [1]. А.В. Аржанников и др., “Диагностический комплекс для исследований генерации субтерагерцового излучения при пучково-плазменном взаимодействии на установке ГОЛ-3” // Физика плазмы, 2012, т.38, № 6, с.496-505.
- [2]. A.V. Arzhannikov, et al., “Subterahertz Emission at Strong REB-plasma Interaction in Multimirror Trap GOL-3”, Fusion Science and Technology, 59 (No. 1T), 74 (2011).

## СТРУКТУРА И НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Смоланов Н.А., Панькин Н.А., Батин В.В., Павкин Е.П.

Мордовский государственный университет имени Н.П.Огарева, 430005 г. Саранск,  
ул.Большевикская, 68, [smolanovna@yandex.ru](mailto:smolanovna@yandex.ru)

Плазма дугового разряда представляет интерес как один из источников наноструктурированных пленок и углеродных наноструктур, в том числе фуллеренов. В основе их образования лежат процессы в катодном пятне, приводящие к эмиссии атомов, ионов, электронов и других частиц, в том числе мелкодисперсной капельной фракции. Исследования структур и свойств материалов после их конденсации дают понимание механизмов взаимодействия частиц в плазменном потоке и образования самих структур при движении плазмы от катодного пятна до подложки и стенок вакуумной камеры.

В данной работе плазма дугового разряда рассматривается как суперпозиция обычной газоразрядной плазмы и металлической плазмы. По этим признакам ее можно отнести к пылевой плазме. Нами обращено внимание на одинаковый характер процессов, протекающих в катодном пятне [1-4] и пылевой плазме при наложении внешнего магнитного поля [5,6]. Приведен обзор известных механизмов обратного (ретроградного) движения катодного пятна и пылевой плазмы. Оно возникает при определенном значении внешнего магнитного поля, когда катодное пятно вакуумной дуги перемещается в противоположном направлении, а пылевая плазма изменяет направление вращения.

Многослойные пленки и порошки в виде сажи с мелкодисперсной структурой на основе карбонитрида титана синтезировали из плазмы дугового разряда на установке ННВ-6.6И4. Подложка, на которую наносилась пленка в технологическом цикле - сталь 12Х18Н10Т. Плазмообразующие газы - азот и ацетилен, подавались в область распыляемого титанового катода в соотношении примерно 4:1. Проведено исследование элементного, гранулометрического и фазового состава частиц в виде сажевых структур, а также пленок, осажденных на стенках вакуумной камеры и вблизи распыляемого титанового катода из низкотемпературной плазмы дугового разряда. Описана морфология их поверхности, микроструктура, результаты ТГА, ДТА и ЭПР – спектрометрии.

Установлено, что пленки и порошки, полученные при осаждении из низкотемпературной металлической плазмы (НТП) по большинству признаков обладают свойствами, присущими нанокристаллическим материалам. На основании исследования структур и свойств осажденных вдоль плазменного потока материалов (конденсата около катода, тонких пленок на подложке, пылевых структур на стенках вакуумной камеры), в работе рассмотрены возможные механизмы эволюции плазмы от катодного пятна до ее рекомбинации на подложке и стенках вакуумной камеры в условиях одновременного наложения электрического и магнитного полей.

Работа выполнена при поддержке г/б НИР 2.5849.2011.

### Литература

- [1]. Любимов Г.А., Раховский В.И., УФН, 1978, том. 125, вып. 4, стр. 665-706
- [2]. Андреев А.А., Изв. Харьков. университета, 2007, №763, стр. 32-39.
- [3]. Баренгольц С.А., Литвинов Е.А., и др., ЖТФ, 1998, **68**, вып. 6, стр. 60-41.
- [4]. Бобров Ю.К., Быстров В.П., Рухадзе А.А., ЖТФ, 2006, том 76, вып. 5, стр. 35-41
- [5]. Дьячков Л.Г., ФНТП-2011, 140-146 (2011).
- [6]. Карасев В.Ю., Дзлиева Е.С., и др. ФНТП-2011, 140-146 (2011).



## КИНЕТИКА ДЕСТРУКЦИИ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОДВОДНЫХ РАЗРЯДОВ

А.В. Хлюстова, И.Н. Субботкина

ГБУН Институт химии растворов РАН им. Г.А. Крестова, Иваново, Россия, [is@pusk.by](mailto:is@pusk.by)

Удаление органических загрязнителей из сточных вод занимает важное место в исследованиях посвященных защите окружающей среды. Большой интерес представляют собой, так называемые, улучшенные окислительные процессы, целью которых является минерализация исследуемых органических соединений без использования дополнительных химических агентов. В улучшенных окислительных процессах происходит генерация сильных кислородосодержащих окислителей таких как радикалы ОН, озон, синглетный кислород, пероксид водорода, радикалы  $\text{HO}_2$ , причем наибольший интерес вызывают радикалы ОН, поскольку они являются сильнейшими окислительными агентами. К улучшенным окислительным процессам можно с уверенностью отнести электрические разряды. В данной работе изучалось действие подводных электрических разрядов (диафрагменного, торцевого) и озона на водные растворы органических красителей.

Объектами исследований были выбраны красители: монохлортриазинный ярко-красный 6С с максимумом поглощения при  $\lambda=530$  нм, ксантовый родамин 6Ж с  $\lambda_{\text{max}}=525$  нм и дисазокраситель прямой чисто-голубой с  $\lambda_{\text{max}}=598$  нм. Общий объем раствора составлял 500 мл. Параметры подводных разрядов были следующими:  $I=80$  мА,  $U_{\text{раб}}=500$  В, время экспериментов составляло 30 минут. Для создания необходимой проводимости использовались добавочные электролиты  $\text{HCl}$ ,  $\text{NaCl}$  и  $\text{NaOH}$ , с концентрацией 0,01 моль/л. Озон генерировался в отдельной ячейке коронного разряда и барботировался через раствор. Изменение оптической плотности в процессе горения разряда регистрировалось спектрофотометрическими датчиками «Лаборатория L-микро» на длине волны 530 нм. Также, регистрировался полный спектр поглощения раствора в процессе газоразрядной обработки с интервалом в 10 минут. Регистрация полного спектра проводилась с использованием спектрофотометра СФ 104 Аквилон в диапазоне 190-1100 нм.

По полученным спектральным данным можно сделать вывод о том, что обесцвечивание растворов органических красителей под действием подводных разрядов происходит за счет разрушения исходных молекул, причем в разных средах механизм деструкции различен. Эффективнее всего этот процесс протекает в кислой среде. Поведение кинетических кривых деколоризации раствора органического красителя под действием диафрагменного и торцевого разряда в разных средах схоже, однако эффективность торцевого разряда несколько выше. Предполагалось, что барботирование озона, как дополнительного окислителя, через обрабатываемый разрядом раствор приведет к повышению скорости деструкции красителей. Если для торцевого разряда подобное предположение в некоторых случаях имело место, то для диафрагменного оно оказалось не верно.

Также были сняты спектры поглощения раствора красителя спустя 5 часов после воздействия, которые показали наличие пост-эффекта. В случае  $\text{NaCl}$  и  $\text{HCl}$  действие пост-эффекта сводится к дополнительному снижению значений оптической плотности во всем регистрируемом диапазоне на 12 и 35% соответственно. В случае щелочной среды происходит уменьшение оптической плотности раствора по сравнению с исходным на 20%.

Представленная работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ проект № 12-03-31297



## ВЛИЯНИЕ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЫ В ПРОЦЕССЕ ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДЫХ ОТХОДОВ НА СОДЕРЖАНИЯ КОНДЕНСИРУЮЩИХСЯ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ В СИНТЕЗ-ГАЗЕ

В.А. Кузнецов, Ю.А. Кучина, А.С. Лернер, В.Е. Попов, Д.И. Субботин,  
А.А. Уфимцев, С.В. Штенгель

*Институт Электрофизики и Электроэнергетики Российской Академии Наук (ИЭЭ РАН), [subbotin1987@mail.ru](mailto:subbotin1987@mail.ru)*

В результате термической переработки органосодержащих веществ обязательно образуются конденсирующиеся при нормальных условиях органические вещества. И если при пиролизе они являются целевым продуктом, то при газификации целевыми являются водород и монооксид углерода (синтез-газ). Для его применения, например, в энергетических целях он должен содержать не более  $10 \text{ мг/м}^3$  (для дизельных двигателей) конденсирующихся органических веществ (смол) [1].

При использовании воздушной плазмы в качестве окислителя процесса газификации температура поднимается выше  $1250 \text{ }^\circ\text{C}$ . Это вызывает разложение практически всех смол [2]. Однако для эффективного их удаления необходимо максимально увеличить время пребывания газа в реакторе. Для этого лучше использовать обращенную схему газификации, при которой образующиеся из топлива летучие вещества проходят через высокотемпературную зону, а затем и зону восстановления [3]. Это позволяет использовать тепло реактора для разложения сложных органических веществ с получением из них дополнительного количества синтез-газа.

С целью определения параметров реактора, работающего по обращенной схеме, требующихся для удаления смол до нормируемого уровня, составлена кинетическая модель их образования и разложения на примере нафталина, в которой рассмотрены следующие стадии:

1. Нагрев топлива до температуры разложения
2. Пиролиз топлива с образованием летучих веществ
3. Неполное окисление и пиролиз летучих веществ в зоне пиролиза
4. Окисление летучих веществ, а также их производных с образованием  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  в зоне окисления.
5. Крекинг смол в восстановительной зоне

### Литература

- [1]. Milne T.A., Evans R.J. Biomass Gasifier “Tars”: Their Nature, Formation, and Conversion. – Colorado.: National Renewable Energy Laboratory, 1998. – 204 p.
- [2]. Rabou L.P.L.M., Fuel, 2005, Vol. 84, pp. 577– 581.
- [3]. Popov V.E., Bratsev A.N., Kuznetsov V.A., Shtengel S.V. and Ufimtsev A.A., J. Phys.: Conf. Ser., 2011, Vol. 275, 012015

## СПЕКТРЫ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ КСЕНОНА В МИКРОПЛАЗМЕННОМ ДЕТЕКТОРЕ CES С ГЕЛИЕВЫМ БУФЕРОМ

Мустафаев А.С., Цыганов А.Б.

Национальный минерально-сырьевой университет «Горный», Санкт-Петербург, РФ,  
[alexbt@mail.ru](mailto:alexbt@mail.ru)

Исследования плазменных методов для анализа молекулярного и атомарного состава вещества имеют важное значение как в фундаментальном, так и в прикладном отношении в связи с их широким применением в научных исследованиях по физике, химии, биологии, медицине, материаловедению, а также в промышленности.

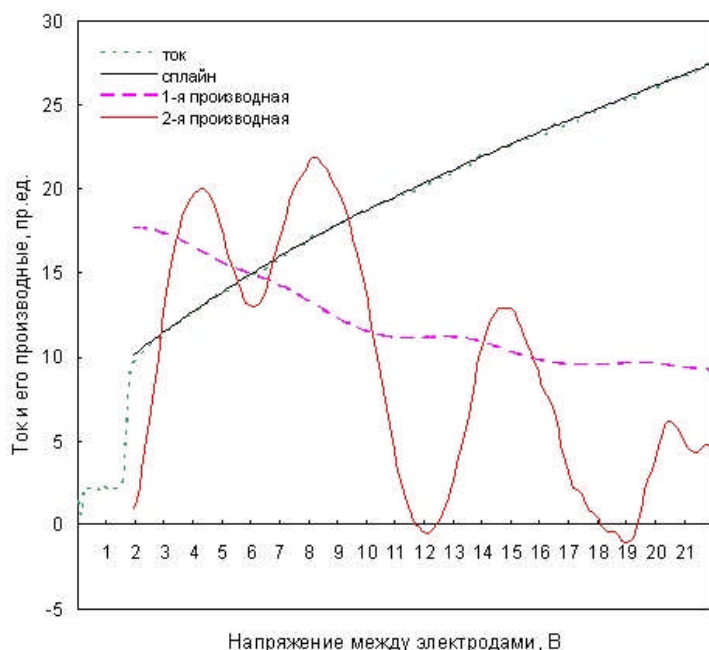
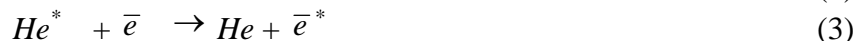
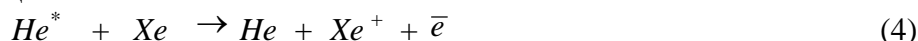


Рис.1 Спектры электронов в смеси He + 0,3% Xe при давлении 10 Торр

ионизации (1,2) при парных столкновениях метастабильных атомов He (пик 14,5-15 эВ) и ударами 2-го рода (3) метастабильных атомов He с тепловыми электронами (пик 20 эВ):



В данной работе (Рис.1) получены спектры энергии электронов в смеси He + 0,3% Xe при давлении 10 Торр, расстояние между электродами - 5 мм, время задержки измерения ВАХ после обрыва разряда -150 мкс. Пик в области 4 эВ вызван ионизацией водорода и углеводородов, выделяющихся из электродов под действием плазмы, пик в области 8 эВ соответствует ионизации атомов ксенона метастабильными атомами гелия:



что позволяет детектировать ксенон в буферном газе и показать возможность применения детектора CES для газовой хроматографии.

### Литература

- [1]. Кудрявцев А.А., Цыганов А.Б. Патент РФ № 2217739. опубл. 27.11.2003г.  
 [2]. Кудрявцев А.А., Мустафаев А.С., Цыганов А.Б., Чирцов А.С., Яковлева В.И.. Журнал технической физики, 2012, т.82, вып.10, с.1-6.

## КОМПЕНСАЦИЯ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ИОННОГО СГУСТКА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ПЛАЗМЕННЫЙ СЛОЙ

В.Б. Красовицкий, В.А. Туриков\*

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия,  
[krasovit@mail.ru](mailto:krasovit@mail.ru)*

*\*Российский университет дружбы народов, Москва, Россия, [vturikov@yandex.ru](mailto:vturikov@yandex.ru)*

Проблема компенсации заряда интенсивных ионных пучков является весьма важной для многих приложений [1-3]. Существуют различные методы нейтрализации объемных зарядов пучков. Одним из наиболее эффективных способов является пропускание пучка через слой плазмы [4]. В работе [3] рассматривался процесс прохождения ограниченного ионного импульса (сгустка) через плазму. При этом заряд сгустка считался полностью компенсированным после пересечения ее границы. Далее сгусток распространялся в плазме вместе с захваченными электронами, что приводило к развитию пучковой неустойчивости.

В данной работе с целью более детального изучения процесса захвата электронов ионным сгустком было проведено одномерное численное моделирование по методу частиц в ячейке. Координата отсчитывается вдоль направления распространения сгустка. Такая упрощенная постановка задачи соответствует случаю пучка, у которого радиус сравним (или превышает) с продольной длиной. При этом учитывается только электростатическое поле разделения заряда. Сгусток до входа в плазменный слой имеет гауссовский профиль распределения плотности. Его полный заряд  $Q_0$  определяет граничные значения поля в вакуумных областях вне слоя. Для оценки степени компенсации заряда вычислялась величина  $f = 1 - Q_f/Q_0$ , где  $Q_f$  - полный заряд в области локализации сгустка после прохождения плазменного слоя. Скорость сгустка варьировалась в пределах  $0.1 \div 0.7$  скорости света  $c$ . Начальная плотность  $n_b$  в центре сгустка составляла  $0.1 \div 1.0$  начальной плотности плазмы  $n_p$ .

Из результатов проведенных численных экспериментов следует, что степень компенсации заряда  $f$  слабо зависит от толщины плазменного слоя. При этом основная часть электронов захватывается сгустком на начальном этапе при его полном вхождении в слой. Для начальной скорости сгустка  $v_b = 0.5c$  и  $n_b = 0.1n_p$  степень компенсации заряда составляла  $f \approx 0.5$ . При таких параметрах в работе [3] предполагалась полная нейтрализация ионного сгустка. С ростом скорости сгустка происходит уменьшение степени компенсации заряда. Процесс захвата электронов сопровождается образованием пучков ускоренных электронов, часть из которых начинает совершать колебания внутри сгустка. При малых отношениях  $n_b/n_p$  наблюдалось образование стоячей электростатической волны внутри плазменного слоя.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 10-02-01302.

### Литература

- [1]. Габович М.Д. УФН, 1977, **121**, 259.
- [2]. Красовицкий В.Б. ЖЭТФ, 1970, **59**, 176; Нелинейные регулярные колебания в неравно-  
весных плазменных и газовых средах, т.2. Харьков, «Фолио», 2000, с.180.
- [3]. Kaganovich I.D., Davidson R.S. et al. Phys. Plasmas, 2010, **17**, 056703.
- [4]. Roy P.K., Yu S.S. et al. Phys. Plasmas, 2004, **11**, 2890.

## УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ПЛАЗМЕННОГО СВЧ-ГЕНЕРАТОРА В ЧАСТОТНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Д.К. Ульянов, О.Т. Лоза, Р.В. Баранов\*, С.Е. Андреев\*\*

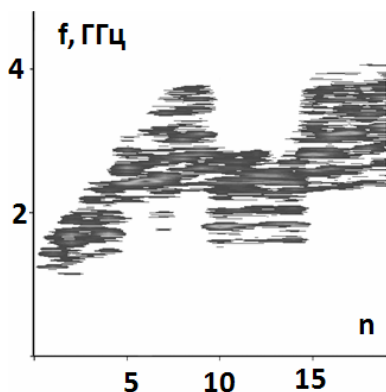
Учреждение Российской Академии наук Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова, Москва, Россия, [ulyanov@fpl.gpi.ru](mailto:ulyanov@fpl.gpi.ru)

\*Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

\*\*Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

Проведены экспериментальные исследования плазменного релятивистского СВЧ-генератора в частотно-периодическом режиме. Ранее была продемонстрирована возможность генерации одиночных импульсов излучения с изменяемой частотой от импульса к импульсу [1], генерация последовательности импульсов с частотой до 50 Гц [2], а также возможность изменения частоты излучения в течении одного импульса [3].

В настоящей работе решалась задача управления спектром излучения в импульсно-периодическом режиме генерации СВЧ-излучения. Электронный пучок формировался ускорителем Sinus 550-80, который генерировал последовательность импульсов напряжения 500 кВ и длительностью 80 нс с частотой следования до 50 Гц в течении пачки длительностью 1 сек. Исследования проводились на плазменном релятивистском генераторе, работающем в диапазоне частот 1,5–6 ГГц с уровнем мощности 50 МВт и длительностью импульса до 70 нс. Выбранный режим работы позволял в каждом импульсе генерировать колебания на нескольких частотах, соответствующих разным продольным модам плазменно-пучкового резонатора [4]. Спектр излучения измерялся штыревой антенной, подключенной к осциллографу с достаточно широкой полосой частот.



На рисунке приведены спектры последовательности из 20 СВЧ-импульсов. В первых импульсах частота излучения равномерно растет приблизительно на 1 ГГц, затем следуют 5 импульсов с меньшей частотой, после чего в следующих 5 импульсах частота вновь увеличивается на 0.5 ГГц. В других пачках СВЧ-импульсов были получены различные последовательности снижения и увеличения частоты от импульса к импульсу, последовательности импульсов с различными ширинами спектров, а также генерация импульсов с неизменным спектром во всех импульсах пачки.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8392 от 24 августа 2012 г. «Образование структур и стохастизация в плазме» и гранта РФФИ № 12-08-00638-а.

### Литература

- [1]. П.С.Стрелков, Д.К.Ульянов //ФП, 2000, №4, с. 329.
- [2]. И. Л. Богданкевич, Д. М. Гришин, А. В. Гунин и др. // Физика плазмы, 2008, т.34, №10, с.926
- [3]. О. Т. Лоза, Д. К. Ульянов, Р. В. Баранов //ЖТФ, 2011, т.81, вып.3, с. 98
- [4]. И. Л. Богданкевич, О. Т.Лоза, Д. А. Павлов // Физика плазмы, 2009, т.35, № 3, с. 211.

## ОБРАБОТКА ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ СВЧ-СИГНАЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ПЛАЗМЕННОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ СВЧ-ГЕНЕРАТОРЕ

Д.К. Ульянов, С.Е. Андреев\*

*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, [ulyanov@fpl.gpi.ru](mailto:ulyanov@fpl.gpi.ru)*

*\*Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия*

При проведении исследований по генерации мощного СВЧ-излучения в плазменных релятивистских СВЧ-генераторах в частотно-периодическом режиме (энергия электронов 500 кэВ, частота следования импульсов 50 Гц, длительность пачки 1 сек, мощность СВЧ-излучения 50 МВт) [1] остро стоит вопрос обработки пачки из 50 временных рядов. Необходимо обработать сигнал СВЧ-излучения, полученный с антенны типа несимметричный вибратор с помощью осциллографа (полоса пропускания 4 ГГц). Основной задачей эксперимента является возможность управления спектром в каждом из 50-ти импульсов пачки. Задача решается подбором концентрации плазмы в каждом импульсе. К сожалению, концентрация в каждом последующем импульсе зависит от значений в предыдущих импульсах. Для подбора значения параметров, определяющих концентрацию, требуется возможность оперативной обработки временных рядов: получения информации о спектре, форме, амплитуде, длительности СВЧ-сигнала, а также некоторых дополнительных характеристиках. Кроме этого, необходима более тщательная обработка временных рядов после проведения серии экспериментов, требующая больших затрат времени.

Для решения этой задачи была разработана методика обработки подобных временных рядов. Был создан набор программ

- для оперативной обработки данных эксперимента (за время между пачками выстрелов),
- для тщательной обработки серий экспериментов

Быстрая обработка позволяла получить информацию о спектре каждого импульса (БПФ), амплитуде и форме сигнала СВЧ-излучения, длительности импульса. Также была предусмотрена возможность быстрого просмотра любого выстрела из последовательности. Информация предоставлялась в графическом (это дает возможность быстро принять решение об изменении параметров следующего эксперимента) и цифровом виде. Программа полной обработки включает также возможность получить спектры от автокорреляционной функции, вейвлет преобразование, оконное преобразование Фурье.

В результате работы с программами впервые были получены возможность управления частотой по заранее заданному закону в каждом импульсе пачки. Также планируется использовать полученные результаты для оценки плотности плазмы в момент генерации СВЧ-излучения по излучаемому спектру.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8392 от 24 августа 2012 г. «Образование структур и стохастизация в плазме».

### Литература

- [1]. И. Л. Богданкевич, Д. М. Гришин, А. В. Гунин и др. //ФП, 2008, т.34, №10, с.926-930



## ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВОЙ ПЛАЗМОЙ

К.Ю. Вагин, С.А. Урюпин

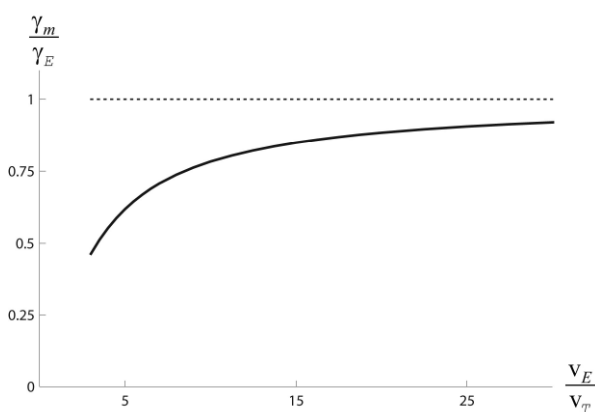
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [vagin@sci.lebedev.ru](mailto:vagin@sci.lebedev.ru)

При ионизации газов в поле мощного фемтосекундного импульса лазерного излучения образуется плазма с анизотропным распределением электронов по скоростям. Такая плазма обладает необычными оптическими свойствами. Появление новых закономерностей отражения и поглощения излучения плазмой с анизотропной функцией распределения электронов обусловлено влиянием переменного магнитного поля на кинетику электронов. Другой причиной изменения оптических свойств анизотропной плазмы является неустойчивость Вейбеля, которая может приводить к значительному усилению электромагнитного поля воздействующего на плазму излучения. В [1] показано, что при отражении пробного электромагнитного импульса неравновесной плазмой, в которой развивается неустойчивость Вейбеля, возникает аномальное усиление отраженного поля. В [1] эффект усиления поля отраженного импульса описан с использованием приближенного рассмотрения динамики электронов, базирующегося на гидродинамических уравнениях для средней скорости и компонент тензора плотности потока импульса электронов.

В настоящем сообщении в рамках более точного описания, основанного на кинетическом уравнении для функции распределения электронов, изучено отражение пробного импульса занимающей полупространство  $z > 0$  плазмой, предварительно образованной при туннельной ионизации атомов вещества в поле фемтосекундного импульса циркулярно поляризованного излучения. Показано, что эффект аномального усиления отраженного сигнала имеет место и при кинетическом описании отклика электронов. На временах  $t$  больших обратного максимального инкремента неустойчивости  $\gamma_m^{-1}$  и вдали от фронта отраженного импульса получено сравнительно простое аналитическое выражение для напряженности электрического поля

$$E_R\left(t+\frac{z}{c}\right) \approx \frac{E_S}{\sqrt{2\pi}} \left(1+\omega_0^2/\gamma_m^2\right)^{-1} \frac{\exp\left[\gamma_m\left(t+z/c\right)\right]}{\sqrt{\gamma_m\left(t+z/c\right)}}, \quad z < 0,$$

где  $E_S = (2\omega_0/\omega_L)E_L$  - напряженность электрического поля в плазме около ее поверхности в



условиях высокочастотного скин-эффекта,  $E_L$  и  $\omega_0$  - напряженность и частота пробного поля.

Инкремент неустойчивости  $\gamma_m$  зависит (см. рисунок) от величины отношения  $v_E/v_T \ll 1$ , определяющего степень анизотропии распределения электронов, где  $v_T$  и  $v_E$  - характерные скорости вдоль и поперек направления анизотропии. Наиболее существенное отличие выражения для  $E_R$  от полученного в [1] состоит в том, что инкремент  $\gamma_m$  меньше инкремента

$\gamma_E = \omega_L v_E / \sqrt{2} c$ , полученного ранее при приближенном рассмотрении динамики электронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-02-00744).

### Литература

- [1]. Vagin K.Yu., Uryupin S.A., Phys. Lett. A 2012, v.376, p.2306.



## ВОЛЬТ- АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯЧЕЙКИ ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА С ЭЛЕКТРОДАМИ В ВИДЕ ОДНОРОДНОЙ СЕТКИ

В.В. Андреев, Л.А. Васильева

ФГБОУ ВПО «ЧГУ им. И.Н. Ульянова», Чебоксары, Россия, [andreev\\_vsevolod@mail.ru](mailto:andreev_vsevolod@mail.ru)

В работе получены вольт- амперные характеристики разрядной ячейки поверхностного барьерного разряда (см. рис. 1). Металлические электроды на поверхности диэлектрика представляют собой параллельный ряд одноимённо заряженных полос. На другой поверхности диэлектрика электрод является сплошным. Проведён анализ вольт- амперных характеристик совместно с полученными аналитическими формулами для вычисления пространственного распределения потенциала и электрического поля в разрядной ячейке. Показано, что для генерации оптимальной конфигурации электрического поля в разрядной

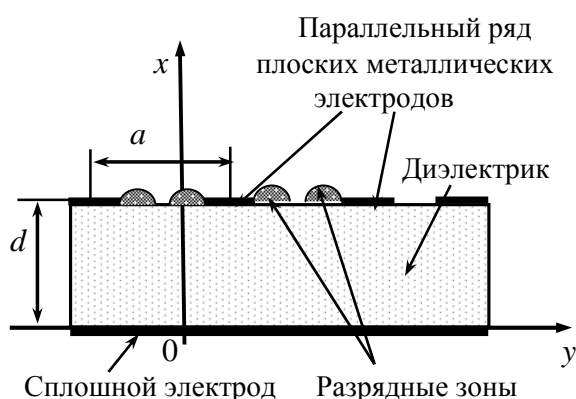


Рис. 1. Разрядная ячейка поверхностного барьерного разряда. Ось  $z$  направлена к нам.

исследованию поверхностного барьерного разряда. Это вызвано не только необходимостью совершенствования плазмохимических реакторов, но и дальнейшим развитием различных плазменных и плазмохимических технологий, в том числе, в связи с возможностью использования приповерхностной плазмы для управления высокоскоростными потоками воздуха путём воздействия на характеристики пограничного слоя с помощью электрических разрядов [2, 3].

### Литература.

- [1]. Андреев В.В., Васильева Л.А. Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2012. М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2012, С.189.
- [2]. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П. и др. Физика плазмы, 2005, т.31, №9. С.857- 864.
- [3]. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П. и др. Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2004, № 5, С. 67- 73.

## ДИФфуЗИОННЫЙ ИСТОЧНИК ИОНОВ НАТРИЯ

В.К. Свешников, В.Г. Васильченко

ФГБОУ ВПО Мордовский государственный педагогический институт  
им. М.Е. Евсевьева, г. Саранск, Россия, [WWG\\_962@mail.ru](mailto:WWG_962@mail.ru)

Известные источники ионов натрия основаны на использовании высокочастотного разряда в парах натрия [1]. Они сложны в изготовлении, имеют низкую эффективность и предназначены для использования в вакуумных устройствах, не допускающих развакуумирование системы.

Нами предлагается конструкция источника ионов натрия на основе использования разрядной трубки (РТ) натриевой лампы высокого давления ДнаТ-400 (рис.).

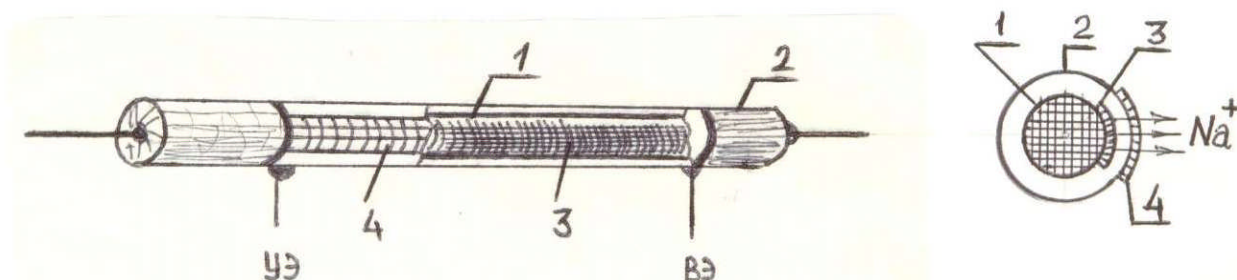


Рисунок. Конструкция источника ионов натрия.

Источник ионов натрия состоит из разрядной трубки 1, расположенной внутри теплового цилиндрической формы экрана 2, изготовленного из поликристаллической окиси алюминия.

Для выхода ионов на тепловом экране сделан долеговой вырез, под которым на поверхности РТ размещен сетчатый электрод, вытягивающий ионы 3. Ускоряющим электродом 4 является сетка, расположенная в окне теплового экрана.

Работа источника ионов основана на диффузии ионов натрия из разрядного канала трубки через её керамическую оболочку под действием ускоряющего электрического поля создаваемого вытягивающим и ускоряющим электродами.

Показано, что эмиссия ионов натрия возможна при температуре РТ, не меньшей 900<sup>0</sup>С.

В таблице приведены сравнительные показатели известного источника [1] с предложенным нами.

Таблица

| Тип источника ионов                | Расходуемая мощность, Вт | Ионный ток, мА | Эффективность, мА/Вт | Размеры активного элемента, мм |
|------------------------------------|--------------------------|----------------|----------------------|--------------------------------|
| ВЧ с разрядом в парах солей натрия | 1000                     | 0,1            | 10 <sup>-4</sup>     | 30×200                         |
| РТ ДнаТ-400                        | 150                      | 0,5            | 3·10 <sup>-3</sup>   | 9×100                          |

Из таблицы следует, что эффективность созданного источника ионов равна 3·10<sup>-3</sup> мА/Вт, тогда как известного - всего лишь 10<sup>-4</sup> мА/Вт, т.е. на порядок выше.

Установлено, что эффективный источник ионов натрия можно получить в РТ, керамическая оболочка, которой имеет развитую поверхность стеклофазы.

### Литература.

[1]. Габович М. Д.//М.:Атомиздат, 1972, 304с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАЗРЯДА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ОЧИСТКЕ СТОЧНЫХ ВОД

Великодный В.Ю., Дыренков А.В., Сон Э.Е.

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, [son@ihed.ras.ru](mailto:son@ihed.ras.ru)

Были проведены исследования разряда в пузырьковой жидкости для одного электрода [1]. В процессе исследования выяснилось, что эффективность плазменной очистки снижается при уменьшении концентрации органических загрязнений. Добиться высокой глубины переработки при этих условиях можно только при снижении расхода жидкой фазы. Однако при этом растет энергопотребление и снижается производительность реактора. Для того, чтобы ее увеличить была предложена конструкция 9-электродного реактора с резонансным контуром. Это позволило решить две задачи: увеличить расход жидкой фазы и перейти от дугового разряда к квазиобъемному импульсно-периодическому, что сдвинуло процесс в неравновесную сторону. Высокая удельная поверхность контакта при высоком газосодержании обеспечивается засыпкой в рабочую часть колец Рашига.

Для того, чтобы запитать каждый разряд требуется 9 балластных сопротивлений. В качестве балластного сопротивления используются конденсаторы. Они имеют приемлемые габариты при отсутствии активных потерь в отличие от катушки индуктивности и резистора. Питание каждого разряда осуществляется с отдельного конденсатора. Это обеспечивает одновременное зажигание всех 9 разрядов. Производительность ячейки возрастает в 9 раз.



Рис.1 Реактор в работе

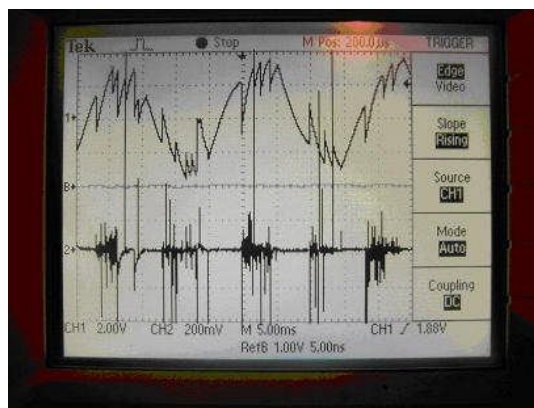


Рис.2 Осциллограмма разряда

Средняя частота вспышек разряда составляет  $\sim 400$  Гц. Осциллограмма этого разряда представлена на рис. 2 (верхняя кривая – напряжение, нижняя – ток). Есть основание полагать, что эффекты поступательной неравновесности в 9 –электродной ячейке будут проявляться более ярко. Эффекты поступательной неравновесности состоят в отрыве температуры электронов и ионов и реализации ударных волн в пузырьковой среде.

### Литература

- [1]. 1. Великодный В.Ю., Беркова М.Д., Воротилин В.П., Гришин В.Г., Крыченко О.В., Попов В.В., Полотнюк О.Я., Рычагов Е.Н., Быков А.А., Добрынец Ю.В., Толкунов Б.Н. **Плазменные технологии очистки сточных вод.** //Прикладная физика. 2008. №6. С. 105-110.

## К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОНА

Жура Н.А.

*Физический ин-т им. П.Н.Лебедева, РАН, [nzhura@sci.lebedev.ru](mailto:nzhura@sci.lebedev.ru)*

Как хорошо известно, для описания свободного электрона, применяют ставшую к настоящему времени классической, систему уравнений Дирака. Ее использование позволило решить ряд проблем, стоявших в то время перед физикой элементарных частиц, но почти сразу же возникли и трудности, преодолеть которые не удалось и к настоящему времени. Эта система была получена Дираком как одно из решений системы коммутационных соотношений, также носящих его имя. В настоящем докладе найдены все решения этих соотношений. В параметрической форме множество их решений может быть представлено как дизъюнктивное объединение двух экземпляров ортогональной группы матриц третьего порядка. Поскольку каждая из них имеет две связанные компоненты, то всё это множество состоит из четырёх связанных компонент.

Каноническая гиперболическая система дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка, соответствующая выбору единицы в одной из связанных компонент, совпадает с системой Дирака, с массой электрона, равной нулю, т.е. с системой Вейля, описывающей нейтрино. Выбору минус единицы, лежащей в соответствующем смежном классе, соответствует система уравнений, описывающая антинейтрино. Само же уравнение Дирака получается стандартной процедурой присоединения младших членов.

Совершенно аналогично, каноническую гиперболическую систему дифференциальных уравнений, соответствующую выбору единицы из второго экземпляра ортогональной группы, называемую далее нестационарной системой Моисила-Теодореску, поскольку соответствующая ей стационарная система известна под этим именем, следует считать системой, описывающей фотон. Эта система почти совпадает с системой Максвелла, используемой в настоящее время для описания фотона. Система уравнений свободного электрона получается добавлением младших членов. Отметим, что почти успешная попытка пройти по этому пути была предпринята Дарвином, в его известной работе, где он нашел спектр оператора Дирака.

В докладе будут обоснованы все приведенные выше утверждения, а также дана новая теория атома водорода, показывающая, что все известные результаты сохраняются. К новым здесь относятся возможность физической интерпретации компонент решения новой системы уравнений электрона, а также выявленная связь с известными скалярными уравнениями квантовой механики. Этот доклад, в некоторой степени, является дальнейшим развитием доклада автора на 37-ой Звенигородской конференции по термоядерному синтезу. В следующем докладе на этой конференции «К теории атома гелия» будет дано распространение теории на случай многих тел.

### Литература

- [1]. P.A.M. Dirac, The Quantum theory of the Electron. Proc. Royal Soc. of London, Series A, vol.117, No. 778, pp. 610-624, 1928.
- [2]. P.A.M. Dirac, Directions in Physics. John Wiley & Sons, New York, 1978.
- [3]. C.G. Darwin, The Wave Equations of the Electron. Proc. Royal Soc. of London, Series A, vol.118, pp. 624-680, 1928.

## К ТЕОРИИ АТОМА ГЕЛИЯ

Жура Н.А.

*Физический институт им. П.Н. Лебедева, РАН, [nzhura@sci.lebedev.ru](mailto:nzhura@sci.lebedev.ru)*

В докладе излагаются результаты, полученные в развитие теории электрона, предложенной автором. В отличие от теории электрона Дирака, являющейся, как хорошо известно, принципиально одночастичной теорией, в предложенной автором теории удастся преодолеть этот недостаток. В частности, для спектра атома гелия удастся получить явные формулы того же типа, что и для атома водорода. Это оказывается возможным сделать, если получить для каждого из электронов «свое» уравнение. Последнее же возможно, если получить решение классической задачи трех тел в явном виде. Известные, так называемые, гомографические решения Лагранжа и Эйлера здесь не применимы, поскольку взаимодействия имеют более сложный вид. Тем не менее, удалось получить их обобщения, названные квазигомографическими. Этот факт, дополненный принципом Шредингера, и позволил расцепить исходную систему уравнений для двух электронов и, как следствие, найти спектр атома гелия.

### Литература

- [1]. P.A.M. Dirac, The Quantum theory of the Electron. Proc. Royal Soc. of London, Series A, vol.117, No. 778, pp. 610-624, 1928.
- [2]. P.A.M. Dirac, Directions in Physics. John Wiley & Sons, New York, 1978.
- [3]. C.G. Darwin, The Wave Equations of the Electron. Proc. Royal Soc. of London, Series A, vol.118, pp. 624-680, 1928.
- [4]. J. Lagrange, Essais sur le problem des trois corps. Paris, 1772.
- [5]. L. Euler, Nova Acta Petrop. T.3, pp. 126-141, 1776. (See also : L. Euler, Theorie de la Lune. Paris, 1972)
- [6]. Bethe H.A., Salpeter E.E. Quantum Mechanics of One-and-Two Electron Atoms, Berlin, Springer, 1957, 368 p.
- [7]. W. Heisenberg, Die Physik der Atomkerne- Brunschwieg Vieweg & Sohn, 1943.
- [8]. The Feynman Lectures on physics, vol. 3, Quantum Mechanics, 1963.



## ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ БИСЛОЯ «SiC/МЕТАЛЛ» В ПОТОКЕ $\text{Xe}^{++}$

Г.И. Змиевская, А.Л. Бондарева

*ФГБУН Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия,*  
[zmig@mail.ru](mailto:zmig@mail.ru), [bal310775@yandex.ru](mailto:bal310775@yandex.ru)

При воздействии потоков  $\text{Xe}^{++}$  на материалы возникают радиационно-стимулированные дефекты, в том числе вакансионно-газовые поры (блистеры), образуются структуры (периодические цепочки блистеров, предтрещины и трещины и др.), происходит изменение свойств слоев. Исследование механизмов неравновесных процессов радиационно-стимулированного фазового перехода может быть востребовано в задачах плазмохимии и нанофизики: для контроля радиационного воздействия на материалы защитных покрытий разного назначения (стенок сопла плазменного двигателя, в тонкопленочных покрытиях карбидом кремния и др.) Присутствие в многослойных структурах слоя карбида кремния перспективно для создания различных полупроводниковых устройств, микроэлектромеханических систем, устройств высокотемпературной электроники, микроволновых устройств высокой мощности, различных защитных покрытий, в том числе противопожарных и антикоррозионных. Изучение механических свойств сверхтонких многослойных покрытий, включающих в себя наряду со слоями металлов и слои карбида кремния, развитие пористости и изменение прочности, связано с моделированием вакансионно-газовых дефектов (пор) на начальной (флуктуационной) стадии фазового перехода методами стохастической молекулярной динамики (методом стохастического аналога кинетических уравнений в частных производных). Новые результаты нестационарной кластеризации зародышей конденсации паров карбида кремния в плазме разряда [1] (с учетом существенно изменяющейся энергии Гиббса формирования зародыша и свойств флуктуационной неустойчивости фазового перехода) расширили теорию и приближенные аналитические оценки образования зародышей кластеров (известные в теории фазового перехода в приближении постоянной энергии Гиббса). Кинетическая теория фазового перехода [2,3] для образования зародышей пузырьков газа в кристаллической решетке твердого тела позволили получить важные результаты по самоорганизации дефектов в результате броуновского движения зародышей в решетке под действием дальнедействующих потенциалов коллективного самосогласованного косвенного упругого взаимодействия дефектов между собой и границами бислоя через возмущение как акустических фононов так и с учетом возмущения фриделевских осцилляций электронной плотности. Расчет кинетических функций распределения вакансионно-газовых дефектов (блистеров или пор) по размерам и глубине от поверхности в кристаллических решетках слоев позволяет анализировать изменение их механических свойств. Получены результаты формирования шероховатостей поверхностей, включая межслойные, и микронапряжений в материалах слоев при радиационном воздействии на бислои «карбид кремния/металл». Работа частично поддержана РФФИ грантами 11-01-00282-а, 12-01-00490-а, 12-01-00708-а.

### Литература.

- [1]. Змиевская Г.И., Бондарева А.Л.// Физика плазмы, 2011, том 37, № 1, с. 93–102
- [2]. Zmievskaia G.I., Bondareva A.L., Savchenko V.V., Levchenko T.V. // Defect and Diffusion Forum Vols. 326-328 (2012) pp 243-248
- [3]. “Физические и математические модели плазмы и плазмоподобных сред”, - Избранные научные труды под ред. Д.Майно и Г.Змиевской-М.:ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2012. -104

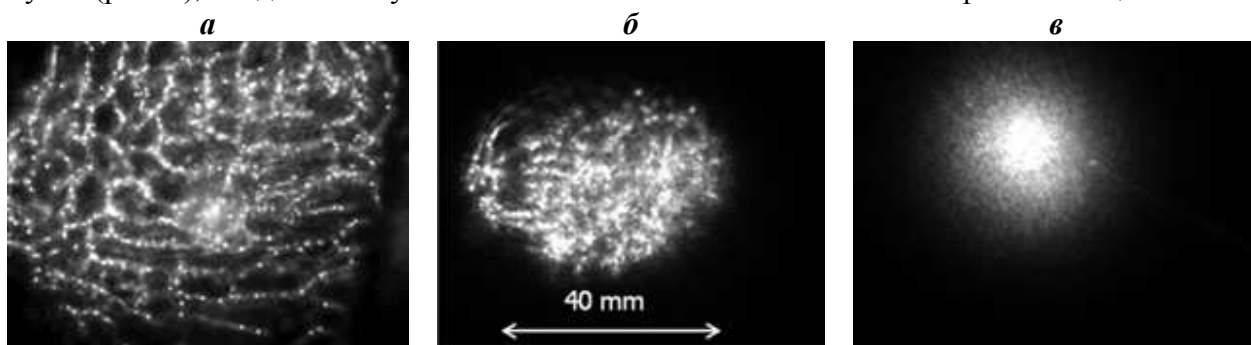


## ФИЛАМЕНТАЦИЯ СУБПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАВАТТНОЙ МОЩНОСТИ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ Ti:SAPPHIRE/KRF ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМОЙ ГАРПУН-МТВ

В.Д. Зворыкин, А.А. Ионин, А.О. Левченко, Л.В. Селезнев, Д.В. Сеницын,  
И.В. Сметанин, Н.Н. Устиновский, А.В. Шутов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [zvorykin@sci.lebedev.ru](mailto:zvorykin@sci.lebedev.ru)

Разработана методика и исследована множественная филаментация УФ субпикосекундных импульсов, усиливаемых в гибридной Ti:Sapphire/KrF лазерной системе ГАРПУН-МТВ [1], при их распространении вдоль протяженной воздушной трассы длиной ~100 м. Пиковая импульсная мощность излучения в этих экспериментах достигала 0,5 ТВт, что в 5000 раз превышает критическую мощность филаментации ( $\sim 10^8$  Вт) на длине волны  $\lambda=248$  нм. Лазерный пучок фокусировался длиннофокусной зеркальной системой с числовой апертурой  $3 \cdot 10^{-4}$  на расстоянии ~60 м от оконечного усилителя. Для регистрации УФ излучения использовалась люминесценция тонкой плоскопараллельной пластины из стекла К8, которая отображалась на CCD-камеру «Видеоскан-285» с временем накопления 100 мс. Многочисленные яркие точки с характерным диаметром ~ 0,1 мм, заполняющие все сечение пучка (рис. 1), свидетельствуют о множественной мелкомасштабной филаментации.



**Рис. 1.** Распределение плотности энергии УФ излучения по сечению лазерного пучка на различных расстояниях от фокуса 40 м (*а*); 30 м (*б*) и в фокусе (*в*).

Филаментация пучка возникала непосредственно на выходе оконечного усилителя, причем филаменты группировались около неоднородностей, обусловленных блочной структурой окон из фтористого кальция (*а*). Плотность филаментов возрастала по мере фокусировки пучка (*б*), и вблизи фокуса они были неразличимы из-за перекрытия (*в*). За фокусом в расходящемся пучке филаменты вновь проявлялись, хотя и не столь отчетливо. Несмотря на мелкомасштабную множественную филаментацию, УФ пучок в целом подчинялся обычной геометрии фокусировки. Подобная картина наблюдалась и для фокусировки пучка зеркалом с  $F=8$  м, при которой ранее было получено эффективное управление электрическими разрядами [2]. Напротив, для ИК излучения с  $\lambda \sim 800$  нм существует протяженная область распространения пучка, где керровская самофокусировка компенсирует расходимость [3].

Работа выполнялась при поддержке Проектов РФФИ №№ 11-02-01414, 11-02-01524 и 11-02-12061-офи-м, а также Проект EOARD №067007 (Проект МНТЦ №4073 Р).

### Литература

- [1]. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н., *Квантовая электроника*, 2010, **40**, 381.
- [2]. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Levchenko A.O., *et al.*, 2012, **100**, 104105.
- [3]. Couairon A. and Mysyrowicz A., 2007, *Physics Reports*, **441**, 47.

## **РАЗРАБОТКА ДИАГНОСТИКИ «СПЕКТРОСКОПИЯ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ» ДЛЯ ИТЭР - СТАТУС И ДОСТИЖЕНИЯ**

**А.Г. Алексеев**, Е.Н. Андреев, С.В. Ахтырский, А.А. Борисов, И.С. Бельбас,  
Д.К. Вуколов, К.Ю. Вуколов, А.В. Горшков, А.Б. Кукушкин, А.В. Рогов,  
А.А. Медведев, Т.Р. Мухаммедзянов, И.И. Орловский, А.И. Панов, А.М. Тобенгауз,  
С.С. Чупахин

*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт",  
123182, Москва, пл. Курчатова, 1, [aleks.ag@nfi.kiae.ru](mailto:aleks.ag@nfi.kiae.ru)*

Доклад посвящен современному статусу и достижениям в развитии диагностики «спектроскопия водородных линий» для ИТЭР.

Центральной задачей в 2012 г. являлось проведение НИОКР в обеспечение подготовки технического приложения к соглашению о поставке, в рамках международных обязательств РФ по вкладу в натуральной форме в ИТЭР. В докладе приведены основные результаты по наиболее важным направлениям исследований и инженерно-конструкторских работ, математических и инженерных расчетов, выполнявшихся в 2012 г.:

- Интеграция подсистем диагностик в зонах Port Plug, Interspace, Port Cell
- Оптические расчеты с целью оптимизации геометрии обзора, пространственного разрешения, влияния рассеянного излучения
- Разработка технологии изготовления молибденовых зеркал
- Макетирование и тестирование макетных оптических элементов диагностики
- Радиационные испытания оптических стекол
- Нейтронные расчеты в экваториальных портах
- Расчеты в обоснование методики измерений параметров пристеночной плазмы по форме спектральной линии водорода бальмеровской серии (H-alpha)
- Разработка элементов и конструкции узла входного зеркала в экваториальных каналах
- Разработка методик защиты и очистки поверхности первого зеркала
- Оценка влияния тепловых и электромеханических нагрузок на узел входного зеркала

Работа выполнена в рамках договора при поддержке государственной корпорации Росатом, контракт № Н.4к.52.90.11.1151 от 28.04.2011 г.

## **НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ КОМПОНЕНТ ИТЭР**

**А.С. Беляев, Д.В. Лянзберг, М.А. Пантелеев, Т.М. Гурьева**

*НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С. Петербург, 196641, Россия, [belyaev@sintez.niiefa.spb.su](mailto:belyaev@sintez.niiefa.spb.su)*

В рамках международного проекта ИТЭР одной из основных задач ФГУП НИИЭФА им. Д.В.Ефремова является изготовление панелей первой стенки (ПС) и центральной сборки дивертора (ЦСД). Учитывая множество деструктивных факторов, влияющих на работу компонентов ИТЭР, неразрушающий контроль является обязательной процедурой при их изготовлении.

Для обеспечения процедур контроля компонент ИТЭР разработаны специализированные системы ультразвуковой, визуально-измерительной и рентгеновской дефектоскопии.

При ультразвуковом контроле сложных многослойных изделий возникает необходимость применения акустической голографии - интерференционного способа получения изображения объектов с помощью акустических волн. С использованием данного метода были исследованы различные типы соединений, применяемые для изготовления компонент ИТЭР. Уникальность таких объектов связана с многослойностью их конструкции, в состав которой входят вольфрам (бериллий), медь, бронза, аустенитная сталь. В данном докладе описывается возможность обработки и анализа результатов ультразвукового контроля, и влияния полученных результатов на технологию изготовления многослойных элементов компонент ИТЭР.

Надежный и производительный контроль габаритных сложных компонент ИТЭР достигается использованием автоматизированной ультразвуковой установки в составе прецизионного сканера и многоканального интерференционного сканирующего дефектоскопа «ФАЗУС».

Для выбора метода контроля криволинейных соединений были проанализированы стандартные методы ультразвукового контроля и методы с использованием антенных решеток. По результатам сравнения было отдано предпочтение методу с применением антенных решеток, который показал явные преимущества при выявлении несплошностей.

Показана возможность визуально-измерительного контроля труднодоступных мест лазерных и аргонно-дуговых сварных соединений в конструкциях ЦСД и ПС.

Внедрение современных средств и методов неразрушающего контроля позволяет эффективно оценивать качество изготовления многослойных изделий и оперативно использовать полученные результаты для совершенствования технологии изготовления элементов компонентов ИТЭР на любой стадии технологического процесса.

## **ERO PREDICTIVE MODELLING FOR ITER COMPONENT LIFETIME AND BENCHMARKING EXPERIMENTS FOR BE EROSION AT JET**

1Borodin D., 1Kirschner A., 1Brezinsek S., 1,2Björkas C., 3Stamp M.F., 4Groth M.,  
5Carpentier-Chouchana S., 5Pitts R.A., 5Lisgo S. and \*JET EFDA Contributors

<sup>1</sup>*Institute of Energy and Climate Research - Plasma Physics, Forschungszentrum Jülich GmbH, Association EURATOM-FZJ, Trilateral Euregio Cluster, Jülich, Germany, [d.borodin@fz-juelich.de](mailto:d.borodin@fz-juelich.de)*

<sup>2</sup>*EURATOM-Tekes, Physics Dep., P.O. Box 43, FI-00014 University of Helsinki, Finland*

<sup>3</sup>*EURATOM/CCFE Fusion Association, Culham Science Centre, Abingdon, OX14 3DB, UK*

<sup>4</sup>*Aalto University, EURATOM-Tekes, Espoo, Finland*

<sup>5</sup>*ITER Organization, CEA Cadarache Centre, 13108 Saint-Paul-Lez-Durance, France, JET-EFDA, Culham Science Centre, OX14 3DB, Abingdon, UK*

\**See the Appendix of F. Romanelli et al., Proceedings of the 24th IAEA Fusion Energy Conference 2012, San Diego, US*

The 3D Monte-Carlo impurity transport and plasma-surface interaction code ERO was applied to simulate the life time of ITER first wall components (blanket modules – BM) with beryllium (Be) cladding [1]. These simulations include detailed BM geometry and plasma shadowing by other BMs. The predictions are subject to uncertainties in the underlying erosion data and the assumed Be plasma impurity concentration. The retention of radioactive tritium, which must be kept within a safety limit of ~700 g, taking place at the BMs is mostly due to Be co-deposition. Both erosion life time (estimated to 1100-4200 discharges [1]) and retention (2100 discharges) are the main factors determining the ITER duty cycle.

ERO contains up-to-date data for Be physical sputtering in the form of the fit formulae [W.Eckstein, 2007] describing the yields as a function of impact energy and angle. The fits are based on data simulated in binary collision approximation (SDTrimSP) and molecular dynamics. A possible surface contamination with D is taken into account and is shown to be a major uncertainty factor (about 4). A multiscale model for Be-D molecule release (e.g. BeD contributes ~20% to the total erosion in PISCES-B[2] for the considered conditions), transport and decay in the plasma is introduced. Moreover, for improved Be spectroscopy simulations, the tracing of metastable populations is implemented.

The ERO code is applied to existing experiments for benchmarking the relevant models and underlying data. In particular, ERO has been used to model Be light emission resulting from erosion of the solid shaped Be limiters in the ITER-like wall recently installed at JET. The observed dependence of light emission intensity on the plasma parameter is reproduced.

### **References**

- [1]. D.Borodin et al., Phys. Scr. T145 (2011) 01400
- [2]. C Björkas et. al, PSI-2012, Aachen, J. Nucl. Mat., in press

## ФИЗИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ВОЛЬФРАМОМ В ИТЭР

Будаев В.П., \*Химченко Л.Н., \*\*Житлухин А.М., Мартыненко Ю.В., \*Сафронов В.М.,  
Карпов А.В., \*\*Климов Н.С., \*\*Подковыров В.Л., \*\*\*Питтс Р.А.

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [budaev@nfi.kiae.ru](mailto:budaev@nfi.kiae.ru)

\*Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия

\*\*ФГУП ГНЦ ТРИНИТИ, Троицк, Россия

\*\*\*ITER Organization, Route de Vinon sur Verdon, 13115 Saint Paul Lez Durance, France

Использование в первой фазе работы ИТЭР дивертора, изготовленного полностью из вольфрама (W-дивертор), требует дополнительных испытаний и изучения стойкости вольфрама. Существуют ключевые вопросы, которые ранее предполагалось исследовать во время первой фазы работы ИТЭР с CFC/W дивертором. Необходимо рассмотреть вопросы использования металла (W) в зонах наибольшей нагрузки, где ранее на первой стадии предполагалось использовать углеродный композит CFC. К таким вопросам относятся растрескивание поверхности и макроэрозия (капельная эрозия при плавлении металла), микроэрозия - распыление материала и деструкция поверхности вольфрамовых пластин на микроуровне, влияние на эрозию и стойкость пересаженных слоев, в том числе с пересаживанием бериллия, эродированного с поверхности облицовочных пластин камеры. Такие испытания проводятся на установке КСПУ (коаксиальный сильноточный плазменный ускоритель). Испытания вольфрамовых образцов в плазменных разрядах КСПУ имеют преимущество в сравнении с испытаниями электронным или ионным пучком (при равных тепловых нагрузках), поскольку физические процессы взаимодействия материала с высокотемпературной плазмой отличаются от взаимодействия с пучками (электронными и ионными), а также от параметров испытания в устройствах с низкотемпературной плазмой. В докладе рассматриваются вопросы взаимодействия высокотемпературной плазмы со стенкой, которые следует учитывать при испытаниях вольфрамовых пластин дивертора ИТЭР. Приводятся результаты проводимых в КСПУ испытаний и исследований микроструктуры вольфрама и композитных материалов (вольфрама с бериллий подобными) при плазменных нагрузках 0,5- 2,5 МДж/м<sup>2</sup>, идентичных воздействию ЭЛМов и срывов в ИТЭР. Рассматриваются механизмы образования волнообразных неоднородностей в результате неустойчивости течения расплавленного слоя поверхности, а также формирование статистически неоднородного рельефа и шероховатой кластеризации при осаждении перепыленных слоев из плазмы. Рекристаллизация (отверждение) расплавленного слоя металла в циклическом процессе плавление-отверждение в серии экспериментов с воздействием на поверхность большого количества ЭЛМов или срывов может приводить к формированию повышенного уровня шероховатости (кластеризации) и образованию поверхностных слоев с измененной структурой (например, столбчатой или дендритной структурой) и повышенной пористостью.

## РАЗРАБОТКА В РОССИИ МЕГАВАТТНЫХ ГИРОТРОНОВ ДЛЯ ПЛАЗМЕННЫХ УСТАНОВОК УТС

Денисов Г.Г., Литвак А.Г., \*Мясников В.Е., \*Тай Е.М., \*Соколов Е.В., \*\*Ильин В.И.

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, [den@appl.sci-nnov.ru](mailto:den@appl.sci-nnov.ru)*

*\*ЗАО НПП ГИКОМ, Нижний Новгород*

*\*\*Институт физики токамаков, Курчатовский институт, Москва*

Системы электронно-циклотронных волн плазменных установок УТС базируются на мощных источниках миллиметровых волн – гиротронах, обеспечивающих излучение с мегаваттным уровнем мощности. В последние годы несколько новых гиротронов были разработаны кооперацией ИПФ/ГИКОМ. Основные усилия в разработки были направлены на разработку 170ГГц/1МВт/50% непрерывного гиротрона для ИТЭР и многочастотного гиротрона.

В прототипе промышленного гиротрона для ИТЭР используется рабочая мода  $TE_{25,10}$ , позволяющая эффективное охлаждение стенок резонатора в мегаваттном режиме работы. В гиротроне используется рекуперация остаточной энергии электронов и выходное окно на основе искусственного алмазного диска. Испытательный стенд в ИФТ КИ был модернизирован с целью демонстрации основных параметров гиротрона для ИТЭР. В частности основными высоковольтными источниками питания обеспечивают электронный пучок с энергией до 80 кэВ и током до 50 А. Используются вакуумированные линия передачи и нагрузка. В два последних года изготовлены и испытаны в импульсах до 1000 секунд два промышленных гиротрона. Для мегаваттного режима работы КПД гиротрона составил 53%. Последняя версия гиротрона работает в сверхпроводящем магните без жидкого азота и жидкого гелия.

Использование перестраиваемого по частоте гиротрона может существенно повысить эффективность и функциональность систем электронно-циклотронных волн из-за большего диапазона радиусов, возможного исключения сканирующих антенн, большей эффективности для стабилизации неустойчивостей. Основные проблемы в реализации многочастотных гиротронов это: обеспечить эффективную генерацию прибора на всех рабочих частотах, превратить с малыми потерями рабочие моды в гауссов волновой пучок, разработать надежное выходное окно. Первые две проблемы успешно решены, однако реализация выходного окна гиротрона на базе искусственного алмазного диска (для длинно-импульсных гиротронов) встретила реальные трудности. В настоящее время предложена и разрабатывается новая концепция такого окна. Многочастотный гиротрон с новым окном изготовлен и поставлен на установку ASDEX-Upgrade (Germany). Работа на четырех частотах – 105 ГГц, 117 ГГц, 127 ГГц, 140 ГГц была продемонстрирована в коротких (0.1 с) импульсах. Содержание гауссовой моды превышает 97% для всех волновых пучков. Длинно-импульсные тесты гиротрона запланированы на весну 2013 года.

### Литература

- [1]. Litvak A.G. et al., Development in Russia of High-Power Gyrotrons for Fusion. Special Issue: High-Power gyrotrons and their Applications. Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. V.32, Issue 3, March 2011, pp.337-342.
- [2]. Litvak A.G. et al. Recent Development Results in Russia of Megawatt Power Gyrotrons for Plasma Fusion Installations. EPJ Web of Conferences 32, 04003 (2012), DOI: 10.1051/epjconf/20123204003.



## ГАММА СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА В СОСТАВЕ АНАЛИЗАТОРОВ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ДЛЯ ИТЕР

Д.Б. Гин, И.Н. Чугунов, А.Е. Шевелев, Д.Н. Дойников, В.О. Найденов,  
И.А. Полуновский, Е.М. Хилькевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф.  
Иоффе РАН, Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26, [pipha@mail.ru](mailto:pipha@mail.ru)

Доклад посвящен разработке системы гамма спектрометров в составе диагностического комплекса анализаторов атомов перезарядки ИТЭР. Два гамма детектора устанавливаются в нейтронной ловушке за анализатором LENRA один за другим. Первый детектор высокого разрешения из сверхчистого германия, а второй сцинтилляционный на основе бромида лантана ( $\text{LaBr}_3$ ). Гамма спектрометрические детекторы позволяют диагностировать быстрые альфа частицы и другие энергичные ионы, а также убегающие электроны. Быстрые ионы диагностируются по гамма излучению разрядки дискретных состояний возбужденных в ядерных реакциях. Убегающие электроны — по жесткому рентгеновскому излучению, индуцированного торможением энергичных электронов.

Использование детектора высокого разрешения позволяет не только измерять интенсивности отдельных гамма-линий, но также и регистрировать их формы. Дальнейший анализ формы гамма-линии может дать информацию о функциях распределения быстрых ионов в пространстве скоростей. Кроме того, измерения с высоким разрешением могут обеспечить существенно лучшее разделение гамма-линий и, соответственно, более лучшее отношение пик-фон. Возможности использования гамма-спектрометрии высокого разрешения для получения параметров функции распределения быстрых ионов были успешно продемонстрированы на JET с реакциями  ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$ ,  $\text{Be}({}^3\text{He}, p\gamma){}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, p\gamma){}^{14}\text{N}$  и другими [1, 2].

Спектрометр с  $\text{LaBr}_3$  не позволит осуществлять анализ формы гамма-линии, но обладает существенно (в разы) большей эффективностью регистрации и может работать при скоростях счета приближающихся к  $10^7$  имп/с, в то время, как предельная скорость регистрации HPGe детектора не превышает  $5 \cdot 10^5$  имп/с.

В докладе обсуждаются результаты разработки конструкции системы и ее возможности.

Работа поддержана средствами из Государственных контрактов Н.4к.52.90.11.1094 и Н.4к.52.90.11.1151

### Литература

- [1]. Gin, D.B., et al., Study of the  ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$  reaction for the high temperature plasma diagnostics. Fusion Science and Technology, 2011. **61**(1t): p. 16-21.\
- [2]. Kiptily, V.G., et al., Doppler broadening of gamma ray lines and fast ion distribution in JET plasmas. Nuclear Fusion, 2010. **50**(8).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ В ПОДДЕРЖКУ РАЗРАБОТКИ КОНСТРУКЦИИ ПАНЕЛЕЙ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ИТЭР

А.А. Герваш, Д.А. Глазунов, Д.В. Лянзберг, И.В. Мазуль, Р.В. Рулёв, В.М. Давыдов

*НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, 196641, Россия,*

[gervash@sintez.niefa.spb.su](mailto:gervash@sintez.niefa.spb.su), [glazunov@sintez.niefa.spb.su](mailto:glazunov@sintez.niefa.spb.su), [lyanzberg@sintez.niefa.spb.su](mailto:lyanzberg@sintez.niefa.spb.su),  
[mazuliv@sintez.niefa.spb.su](mailto:mazuliv@sintez.niefa.spb.su), [rulev@sintez.niefa.spb.su](mailto:rulev@sintez.niefa.spb.su).

В рамках государственных обязательств по международному проекту ИТЭР, в период с 2015 по 2020 г. г, «НИИЭФА» должен изготовить и поставить 176 высоконагруженных панелей первой стенки для этого термоядерного реактора (что соответствует 40% от всего количества панелей).

В настоящий момент ещё не закончены работы по разработке конструкции и математическим расчётам нагрузок на панели первой стенки, однако, уже давно стало ясно, что не все параметры панелей могут быть определены расчётным путём, некоторые параметры необходимо определять экспериментально. Одним из таких параметров является размер бериллиевой облицовки панелей и способность облицовки выдерживать проектные тепловые потоки, не теряя теплового контакта с теплоотводящим бронзовым слоем.

В данном докладе описывается экспериментальная кампания по выбору размера облицовки для панелей первой стенки ИТЭР, включающая процесс изготовления и испытания макетов, результаты испытаний.

Процесс изготовления макетов включает в себя облицовку бериллиевыми плитками, которые, в данном случае присоединяются к макету методом быстрой пайки.

После серии опытов, направленных на выбор размеров бериллиевой облицовки, определены 4 наиболее подходящих размера плиток, способных выдерживать рабочие тепловые нагрузки  $4.7 \text{ МВт/м}^2$ , а также повышенные нагрузки  $5.9 \text{ МВт/м}^2$ .

Изготовлено четыре малых водоохлаждаемых макета, со структурой водяного канала типа гипервапотрон. Каждый из макетов облицован одним из четырёх видов облицовки.

Эти четыре макета подверглись тепловым испытаниям, для определения способности макета снимать падающий на облицовку тепловой поток в течение 16000 тепловых циклов при плотности поглощённой мощности  $4.7 \text{ МВт/м}^2$ . Цикл состоит из фазы нагрева – 15 секунд и паузы – 15 секунд. Данное количество циклов превышает количество циклов, планируемых в ИТЭР на тысячу.

Второй целью данного эксперимента являлось исследование бронзовой структуры водяного канала на предмет образования усталостных трещин после проведения испытаний.

Результат – потери теплового соединения в течение эксперимента не наблюдалось. После эксперимента макеты были разрезаны и исследованы на наличие трещин в бронзовой структуре. В результате исследования трещин не обнаружено.

Проведена серия экспериментов по определению критериев отбраковки паяных соединений бронза-бериллий с помощью неразрушающего ультразвукового контроля. С этой целью изготовлены макеты с калиброванными искусственными дефектами, идентифицированные впоследствии методами ультразвукового контроля. На двух макетах проведены термоциклические испытания. В процессе эксперимента бериллиевая облицовка не потеряла теплового контакта с бронзовой водоохлаждаемой поверхностью, однако, в местах расположения больших дефектов наблюдалось повышение температуры на поверхности облицовки.

В результате работы экспериментально определён размер бериллиевой облицовки для панелей первой стенки ИТЭР.

Работы по определению критериев неразрушающего контроля продолжаются.

## СТЕНД ТЕПЛОВЫХ ИСПЫТАНИЙ «IDTF»

В.Е. Кузнецов, А.О. Комаров, Н.Б. Степанов, А.В. Володин, А.С. Горбенко,  
В.М. Давыдов, Р.В. Рулёв, А.И. Рогов, А.И. Кокоулин, В.В. Пряников,  
И.Б. Овчинников

*НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, 196641, Россия,*  
[kuznetc@sintez.niiefa.spb.su](mailto:kuznetc@sintez.niiefa.spb.su), [akomarov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:akomarov@sintez.niiefa.spb.su),  
[nstepanov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:nstepanov@sintez.niiefa.spb.su), [volodin@sintez.niiefa.spb.su](mailto:volodin@sintez.niiefa.spb.su), [gorbenko@sintez.niiefa.spb.su](mailto:gorbenko@sintez.niiefa.spb.su),  
[davydov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:davydov@sintez.niiefa.spb.su), [rulev@sintez.niiefa.spb.su](mailto:rulev@sintez.niiefa.spb.su), [rogov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:rogov@sintez.niiefa.spb.su),  
[kokoulin@sintez.niiefa.spb.su](mailto:kokoulin@sintez.niiefa.spb.su), [pryanikov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:pryanikov@sintez.niiefa.spb.su), [ibov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:ibov@sintez.niiefa.spb.su)

В «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова» создан уникальный стенд «IDTF» (ITER Divertor Test Facility), предназначенный для тепловых испытаний компонентов обращённых к плазме (КОП) дивертора реактора ИТЭР. На данном стенде планируется проведение квалификационных тепловых испытаний КОП дивертора с целью определения надёжности конструкторских и технологических решений, принятых в процессе разработки КОП. После выполнения квалификационных испытаний на стенде планируется проводить испытания КОП, изготовленных серийно. Это необходимо для выявления производственного брака. В настоящее время стенд аттестован и сдан в эксплуатацию, Осенью 2012 года на стенде были выполнены квалификационные испытания КОП полномасштабного прототипа внешней вертикальной мишени дивертора, полученного из Японии.

Стенд «IDTF» является комплексом сложных технических устройств, в состав которого входит: вакуумная камера, подвижные модули, ускоритель электронов, система вакуумной откачки, нескольких контуров системы водяного охлаждения, диагностическое и другое вспомогательное оборудование. Один из фланцев вакуумной камеры выполнен откатным, и на нем смонтирован манипулятор с электроприводом, предназначенный для точного позиционирования испытываемых изделий. В докладе описывается стенд в целом и его отдельные подсистемы (электронно-лучевая, вакуумная, водяного охлаждения, диагностики и т.д.).

Тепловая нагрузка на поверхности испытываемых изделий создается высоковольтным ускорителем электронов мощностью 800 кВт с максимальным ускоряющим напряжением 60 кВ. В докладе рассмотрен принцип работы электронной пушки и системы управления пучком. Взаимодействие испытываемого КОП и пучка электронов происходит в вакуумной камере, размеры которой позволяют облучать поверхность площадью до 2.25 м<sup>2</sup>. Плотность поглощенной мощности может достигать до 20 МВт/м<sup>2</sup>. В докладе приводится сравнение основных характеристик отечественных и зарубежных электронно-лучевых испытательных установок, так же рассматриваются возможные варианты модернизации и дальнейшего развития стенда «IDTF» с целью расширения круга выполняемых им задач.

## **ХАРАКТЕРИСТИКИ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНОК, ОСАЖДЕННЫХ В УСЛОВИЯХ, МОДЕЛИРУЮЩИХ УСЛОВИЯ ИТЭР**

Грашин С.А., Архипов И.И., Вуколов К.Ю., \*Климов Н.С., Станкевич В.Г.,  
Свечников Н.Ю.

*НИЦ "Курчатовский институт", площадь Курчатова 1, Москва 123182, Россия*  
*\*ТРИНИТИ, улица Пушкиновых 12, г. Троицк, Москва 142190, Россия.*

Элементы конструкции современных токамаков, изготовленные из конструкционных материалов, подвергаются интенсивной эрозии во время рабочих и чистящих плазменных разрядов. Осаждение продуктов эрозии (углерода, углеводородных радикалов, металлов) и водорода приводит к образованию аморфных углеводородных и металлических пленок, которые могут влиять на многие важные аспекты работы токамака. В данной работе проведен сравнительный анализ морфологии поверхности, электронной структуры и состава таких пленок.

Углеводородные пленки были осаждены в плазменной установке КСПУ-Т и токамаке Т-10 в условиях, моделирующих условия пристеночной области ИТЭР. Длительность импульса КСПУ-Т составляет примерно 0,5 мс, что соответствует условиям переходных процессов в ИТЭР, таких как ЭЛМы и срывы. В токамаке Т-10 пленки были получены в режиме стабильных рабочих импульсов с длительностью 1 секунда, при срывах, а также в тренировочном индуктивном разряде Тейлоровского типа в дейтерии.

Электронная структура углеводородных пленок была исследована методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и Оже электронной спектроскопии (РОЭС). Был разработан новый метод характеристики пленок на основе анализа спектров валентной зоны РФЭС совместно с оценкой ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ). Значение ширины запрещенной зоны может быть использовано для оценки содержания водорода в углеводородной пленке. Применение такого подхода позволяет определить содержание водорода не только в углеводородных пленках, но так же в смешанных металлических (Ве, Мо, W) осадках.

Морфология поверхности и оптические свойства (толщина и показатель преломления) углеводородных пленок на зеркалах из нержавеющей стали, Мо и Si исследовали с помощью СЭМ и эллипсометрии. Экспериментально измеренный коэффициент преломления был использован для оценки содержания водорода в углеводородных пленках.

Проведена оценка скорости осаждения различных типов пленок. Анализ твердых углеводородных пленок в двух диагностических сечениях Т-10 (вблизи и вдали от графитового лимитера) во время рабочих импульсов показал, что скорость осаждения существенно падает с увеличением расстояния от источника углерода. Чистка зеркал индукционным разрядом в дейтерии изучалась во время режима кондиционирования. Было обнаружено, что при температурах ниже 120°C, вместо эрозии, происходит осаждение мягких аморфных углеводородных пленок, причем с одинаковой скоростью в обоих сечениях.

Результаты, полученные с помощью эллипсометрии, РФЭС и РОЭС проанализированы с помощью тройной ( $H$ ,  $Csp^2$ ,  $Csp^3$ ) фазовой диаграммы. На этой диаграмме, Т-10 и КСПУ-Т пленки были расположены в довольно компактной области между алмазо- и полимероподобными а-С:Н пленками.

## **КИНЕТИКА ВЫСВЕЧИВАНИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ИТЭР**

**М.Б. Кадомцев, В.С. Лисица, В.С. Неверов, В.А. Шурыгин**

*ИФТ НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия*

Рассмотрено заселение возбужденных состояний атомарного водорода, ответственных за высвечивание бальмеровских линий в пристеночной плазме ИТЭР. Проникновение нейтралов в плазму со стенки рассчитывается в рамках баллистической модели, в которой убыль плотности нейтралов обусловлена двумя основными процессами: ионизацией при столкновениях с электронами и перезарядкой на ионах плазмы. При этом перезарядка происходит из основного состояния, так что баллистическая модель дает концентрацию нейтралов в основном состоянии. Для расчетов светимости необходимо определить заселенности возбужденных состояний нейтралов, т.е. для бальмеровских линий – заселенности водородных уровней  $n=3$  (бальмер-альфа) и  $n=4$  (бальмер-бета). Расчеты заселенностей возбужденных атомных состояний в рамках стандартной радиационно-столкновительной модели не учитывают возможности изменения заселенностей вследствие перезарядки атома в возбужденном состоянии на окружающих ионах плазмы. Перезарядка из возбужденных состояний резко (пропорционально  $n^4$ ) возрастает с увеличением главного квантового числа возбужденного уровня. Таким образом, возбужденный атом может высвечивать кванты по двум каналам: из состояний исходного атома, с функцией распределения по скоростям, определяемой результатами баллистической модели, и из состояний, перезарядившихся на ионах плазмы с функцией распределения, отвечающей локальной максвелловской температурой ионов в данной точке. Заселение состояний исходных атомов определяется электронным возбуждением, тогда как заселение состояний перезарядившихся атомов – скоростями перезарядки исходных возбужденных атомов в возбужденном состоянии на ионах плазмы. Таким образом, кинетическая модель высвечивания возбужденных атомов включает в себя расчеты заселения первичных атомов электронным возбуждением и расчеты заселения вторичных (перезарядившихся) атомов перезарядкой на первичных нейтралах. Такие расчеты проведены в различных приближениях: в рамках корональной модели, в рамках аналитической радиационно-столкновительной модели и численной радиационно-столкновительной модели. Приведены спектры излучения бальмеровских линий с учетом двух указанных каналов высвечивания атомных состояний.

Работа поддержана Госкорпорацией Росатом.

## ПРИМЕНЕНИЕ ГАММА СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ИТЭР

Е.М. Хилькевич, И.Н. Чугунов, А.Е. Шевелев, Д.Б. Гин, Д.Н. Дойников,  
В.О. Найденов, И.А. Полуновский

*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26,  
[e.khilkevitch@mail.ioffe.ru](mailto:e.khilkevitch@mail.ioffe.ru)*

Гамма спектрометрические методы позволяют решать одну из важнейших задач больших токамаков, а именно диагностику высокоэнергичных ионов и, особенно, альфа-частиц [1]. Гамма спектрометрия детектирует излучение, возникающее из реакций синтеза, а так же из ядерных реакций между быстрыми ионами и основными плазменными примесями типа бериллия и углерода, или примесей, введенных в плазму токамака. Эта задача важна для международного термоядерного реактора ИТЭР, в частности, для оптимизации сценариев нагрева. Кроме того применение гамма спектрометров позволяет решить одну из самых важных проблем безопасной эксплуатации токамаков – диагностику убегающих электронов.

Код DEGAS [2], разработанный для деконволюции спектров гамма-излучения, испускаемого из плазмы, применен для восстановления энергетического распределения убегающих электронов и быстрых ионов. Использование кода DEGAS для обработки спектров излучения быстрых ионов позволяет разрешать пики, невидимые на исходном спектре. Применение метода деконволюции к гамма спектрам и спектрам жесткого рентгеновского излучения, индуцированного убегающими электронами, позволяет идентифицировать ядерные реакции, которые имеют место во время плазменного разряда и вычислить интенсивность линий гамма-излучения, а так же определять функцию распределения убегающих электронов, ток и максимальную энергию с точностью, удовлетворяющей требованиям ИТЭР.

Работа поддержана Государственными контрактами Н.4к.52.90.11.1094 и Н.4к.52.90.11.1151.

### Литература

- [1]. V.G. Kiptily, F.E. Cecil, O.N. Jarvis, M.J. Mantsinen, S.E. Sharapov, L. Bertalot, S. Conroy, L.C. Ingesson, T. Johnson, K.D. Lawson, S. Popovichev and contributors to the EFDA-JET Workprogramme Nucl. Fusion, 2002, **42** 999
- [2]. Е.М. Хилькевич, А.Е. Шевелев, И.Н. Чугунов, В.О. Найденов, Д.Б. Гин, Д.Н. Дойников, ПЖТФ, 2013, т.39, в.1, 19-27



## ЭРОЗИЯ БЕРИЛЛИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, МОДЕЛИРУЮЩИХ ELM В ИТЕР

Химченко Л.Н., \*Жетлухин А.М., \*Климов Н.С., \*Подковыров В.Л., \*\*Куприянов И.Б.,  
\*\*Николаев Г.Н., \*\*Базалеев Е.Н., Красильников А.В., Сафронов В.М., \*\*\*Будаев В.П.,  
\*\*\*\*Мазуль И.В., \*\*\*\*Гиниатулин Р.Н.

*Частное учреждение ГК Росатом «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия,*

*[khimchenko@iterrf.ru](mailto:khimchenko@iterrf.ru)*

*\*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицкий гор. округ, Москва, Россия*

*\*\*ВНИИНМ им. А.А. Бочвара, Москва, Россия*

*\*\*\*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

*\*\*\*\*НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С-Петербург, Россия*

Первая стенка ИТЭР – одна из самых напряженных частей в термоядерном реакторе. Она должна соответствовать не только требованиям низкого содержания примесей в плазме, но и требованиям стойкости к мощным тепловым потокам плазмы и излучения. Расчетная плотность энергии на поверхность первой стенки при т.н. «контролируемых ELM» составляет 0.5 – 3.0 МДж/м<sup>2</sup>, но «неконтролируемые ELM» могут достигать 20 МДж/м<sup>2</sup> [1]. Но в существующих токамаках пока нельзя достичь таких энергий ELM. Поэтому испытания бериллия на плазменных ускорителях КСПУ – единственная возможность смоделировать эрозию бериллия в ИТЭР-подобных условиях.

В докладе представлены экспериментальные результаты воздействия плазменных сгустков с удельной энергией 0.5 – 2.5 МДж/м<sup>2</sup> и длительностью 0.5 мсек плазменной пушки КСПУ. Среднее число разрядов для одной энергии составляло ~ 100. Испытывался российский бериллий ТПП-56ПС, планируемый для первой стенки ИТЭР. Было показано, что основные механизмы эрозии такие же, как у другого кандидатного материала ИТЭР – вольфрама. Начиная с 0.5 МДж/м<sup>2</sup> на поверхности появляются потоки металла с отрывом капель, которые перекрывают прорези в бериллии, необходимые для уменьшения термомеханических напряжений. При 2.5 МДж/м<sup>2</sup> жидкий металл вытекает за пределы плазменного пятна. Трещины на поверхности бериллия возникают при энергиях выше 0.2 МДж/м<sup>2</sup>. Было обнаружено, что чистота поверхности (тип обработки) влияет на образование трещин. В пятне контакта плазменного сгустка при энергиях 0.5 МДж/м<sup>2</sup> поверхность бериллия становится губчатой с характерным размером пор 0.1 – 100 мкм. Поверхность бериллия покрывается частицами (т.н. «пылью») со средним размером около 1 мкм. В свою очередь эти частицы являются агломератами наночастиц с размером 10 – 50 нм. Приведены данные профилометрии и потери массы в зависимости от числа разрядов.

### Литература

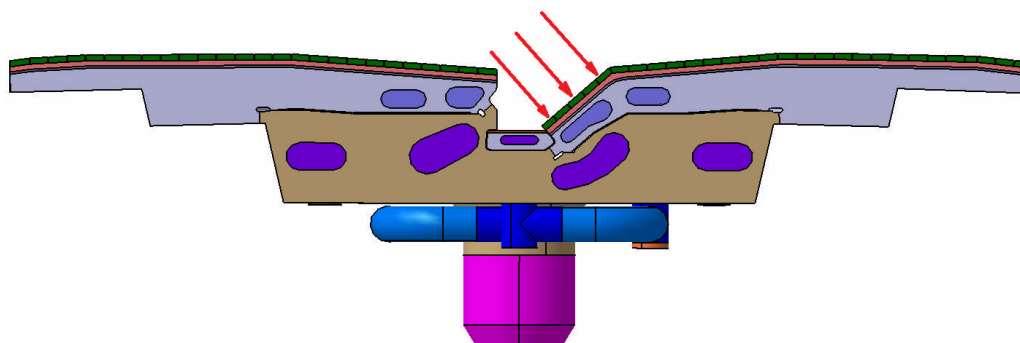
[1]. R.A. Pitts et al., 19th PSI Conference, I-17, 24 - 28 May 2010, San Diego, USA

## ОПТИМИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ НЕСУЩЕЙ КОНСТРУКЦИИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ОСОБОЙ ФОРМЫ НА ПРИМЕРЕ МОДУЛЯ 16ST

А.А. Герваш, А.Н. Лабусов, М.В. Хохлов

ФГУП «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», Санкт-Петербург, РФ, [hohlov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:hohlov@sintez.niiefa.spb.su)

Вакуумная камера термоядерного реактора-токамака ИТЭР облицована со стороны плазмы панелями первой стенки. Панель состоит из несущей конструкции первой стенки (НКПС) и защитных элементов называемых пальцами (fingers). Закрывающие НКПС пальцы первой стенки непосредственно обращены к плазме, являются на ряду с НКПС охлаждаемыми, а их поверхность облицована защитными бериллиевыми плитками. НКПС специальной конструкции устанавливаются с целью защиты вакуумной камеры токамака от разогревающего воздействия нейтронного пучка. Их отличительной особенностью является повернутая под прямым углом к нейтронному пучку часть поверхности бериллиевых шашек, заглубленная в НКПС как показано на рисунке ниже.



В процессе работы реактора-токамака НКПС подвержена различным видам нагрузок. Действующие нагрузки можно разделить на статические (собственный вес конструкции, внутреннее давление охладителя и предварительный затяг болтов крепления) и циклические (тепловые и электромагнитные).

При проектировании НКПС специальной конструкции обоснование прочности, включая предсказание ресурса его элементов, является необходимым требованием. Согласно опыту проектирования «обычных» НКПС наибольший вклад в проблему удовлетворения критериев прочности вносит тепловая нагрузка. Для обоснования прочности НКПС модуля 16ST на стадии проектирования был использован метод конечных элементов.

В настоящей работе выполнены расчеты температурных полей и напряженно-деформированного состояния НКПС и проведены оценки прочности в соответствии с Нормами ИТЭР. Для решения задачи был использован итерационный метод. Первой решалась нестационарная температурная задача для всего модуля предусматривающая циклическую нагрузку состоящую из 400 секунд нейтронного нагрева и 1400 секунд остывания. Моделировалась последовательность циклов нагрева/остывания до достижения установившегося поля температур. После для двух временных точек соответствующих наибольшей и наименьшей температурам решалась задача термомеханики и находился размах напряжений между этими двумя точками. В соответствии с результатами расчетов модифицировалось расположение и геометрия каналов охлаждения.

По результатам работы было выбрано расположение каналов охлаждения, а также добавлены дополнительные охлаждающие полости и каналы в НКПС. Температура НКПС модуля 16ST снизилась с 502 °С до 375 °С, а конструкция НКПС удовлетворяет критериям циклической прочности при действии тепловых нагрузок.

## СТАТУС ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАБОТ ПО Н- $\alpha$ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ В ИТЭР

А.Б. Кукушкин, В.С. Лисица, М.Б. Кадомцев, М.Г. Левашова, В.С. Неверов,  
В.А. Шурыгин, В. Котов\*, А.С. Кукушкин\*\*, С.В. Лисго\*\*, А.Г. Алексеев,  
А.В. Горшков, Д.К. Вуколов, К.Ю. Вуколов, Е. Вещев\*\*

ИФТ НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, [kuka@nfi.kiae.ru](mailto:kuka@nfi.kiae.ru)

\*Forschungszentrum Jülich GmbH, IEK-4-Plasma Physics, Jülich, Germany

\*\*ITER Organization, Saint Paul Lez Durance, France

Дан краткий обзор теоретических работ по Н- $\alpha$  спектроскопии высокого разрешения в ИТЭР. Это включает следующее:

- сводка результатов [1] для точности измерений отношения концентраций трития и дейтерия в SOL при условии значительного превышения спектральной интенсивности бальмеровского рассеянного диверторного света (РДС) над таковой для излучения бальмеровской альфа-линии в SOL в случае обычной схемы измерения (ориентация хорды наблюдения в оптическую ловушку);
- сравнение результатов расчетов (интегральной по длине волны) интенсивности бальмеровского РДС полуаналитической моделью и коммерческим траекторным кодом LightTools, показывающее возможность использования полуаналитической модели расчета фона в задачах оптимизации параметров Н- $\alpha$  диагностики в ИТЭР;
- расчеты вклада процессов перезарядки в возбужденных состояниях нейтральных атомов изотопов водорода в светимость бальмеровских линий в пристеночной плазме ИТЭР, в том числе доминирования указанного механизма в крыльях спектральных линий [2];
- оценка возможности уменьшения роли фона в далеких крыльях спектральных линий полезного сигнала при учете вышеуказанного механизма светимости;
- основные принципы новой схемы регистрации бальмеровских линий, основанной на использовании раздвоенных хорд наблюдения и позволяющей провести вычитание фонового сигнала; формулировка обратной задачи восстановления изотопного отношения в SOL для таких измерений [3];
- оценка возможности измерения потоков изотопов водорода со стенки с использованием одномерной аналитической модели [4] для проникновения водорода со стенки в плазму;
- обсуждение роли возмущения рециклинга водорода оптической ловушкой для двух предыдущих задач;
- анализ возможности проверки предложенных алгоритмов по данным Н- $\alpha$  спектроскопии высокого разрешения на существующих установках.

Работа поддержана Госкорпорацией Росатом.

### Литература

- [1]. A.V. Kukushkin, V.S. Lisitsa, M.B. Kadomtsev, M.G. Levashova, V.S. Neverov, V.A. Shurygin, V. Kotov, A.S. Kukushkin, S. Lisgo, A.G. Alekseev, A.V. Gorshkov, D.K. Vukolov, K.Yu. Vukolov, E. Veshchev. Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conference, San Diego, USA, 8-13 October 2012, ITR/P5-44.
- [2]. М.Б. Кадомцев, В.С. Лисица, В.С. Неверов, В.А. Шурыгин (эта конференция).
- [3]. В.С. Неверов, А.Б. Кукушкин (эта конференция).
- [4]. M.B. Kadomtsev, V. Kotov, V.S. Lisitsa, V.A. Shurygin. Proc. 39th EPS Conference & 16th Int. Congress on Plasma Physics, Stockholm, Sweden, 2-6 July 2012, P4.093, <http://ocs.ciemat.es/epsicpp2012pap/pdf/P4.093.pdf>

**«РАЗРАБОТКА, ОПЫТНОЕ ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИСПЫТАНИЕ ОПЫТНЫХ  
ОБРАЗЦОВ НЕСУЩИХ КОНСТРУКЦИЙ ПЕРВОЙ СТЕНКИ И СОЕДИНИТЕЛЕЙ  
МОДУЛЕЙ БЛАНКЕТА ИТЭР В 2012-2013 ГОДУ. ИТОГИ 2012 ГОДА.  
СОСТОЯНИЕ РАБОТ НА НАСТОЯЩИЙ МОМЕНТ»**

А.Ю. Лешуков, И.В. Данилов, М.Н. Свириденко, А.В. Размеров, С.Э. Хомяков,  
В.Ю. Колганов, А.В. Жмакин, И.И. Поддубный, К.С. Складнов, Д.А. Митин,  
А.В. Марачев, С.В. Макаров, Е.В. Прашутин, Г.М. Калинин, В.М. Иванов,  
В.А. Максимов

*НИКИЭТ им Н.А. Доллежала, Москва, Россия, [leshu@nikiet.ru](mailto:leshu@nikiet.ru)*

Доклад обобщает результаты работ, выполненных в 2012 г. по разработке, изготовлению и испытанию опытных образцов несущих конструкций первой стенки (НКПС) и соединителей модулей бланкета ИТЭР (СМ), а также перспективы на период до подписания соответствующих Соглашений о Поставке разрабатываемых устройств.

К наиболее значимым результатам работ, представленным в докладе, следует отнести:

- создание конструкции опытных образцов НКПС модулей и результаты их расчетного обоснования;
- конструкции опытных образцов СМ и результаты их расчетного обоснования;
- результаты испытаний работоспособности электроизоляционных покрытий на элементах системы крепления НКПС, а также результаты отработки процессов нанесения и шлифования указанных покрытий на опытных образцах СМ;
- результаты испытаний опытного образца НКПС модуля (полномасштабный макет);
- изготовленные макеты полупрототипа секций НКПС;
- отработанный цикл изготовления опытных образцов СМ с нанесением электроизолирующих покрытий;
- результаты испытаний (на ударостойкость, износ трением, адгезионную прочность, напряжения пробоя) опытных образцов элементов СМ;
- результаты входного контроля качества приобретенных материалов на соответствие сертификатам качества;

## АЛГОРИТМ САМОСОГЛАСОВАННОГО РАСЧЕТА СОБСТВЕННЫХ ЭЦ ПОТЕРЬ И КИНЕТИКИ ЭЦ НАГРЕВА И ПОДДЕРЖАНИЯ ТОКА В ТОКАМАКАХ-РЕАКТОРАХ

А.Б. Кукушкин, П.В. Минашин

ИФТ НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, [t32amephi@gmail.com](mailto:t32amephi@gmail.com)

В переходных процессах в разрядах большой длительности в ИТЭР [1], как показано путем самосогласованного 1.5D транспортного моделирования с использованием транспортного кода ASTRA [2], возможно достижение температуры  $T_e(0) \sim 30$  кэВ, при которой плотность мощности потерь на собственное электронное циклотронное (ЭЦ) излучение плазмы в центре шнура,  $P_{EC}(0)$ , сравнивается с аналогичной величиной для дополнительного нагрева плазмы нейтральным пучком. В этих условиях потери на собственное ЭЦ излучение, которые в токамаках принято описывать функцией одномерного, по магнитным поверхностям, распределения плотности мощности результирующих потерь,  $P_{EC}(\rho)$ , могут оказывать существенное влияние на развитие разряда [3-5].

При таких высоких температурах в ИТЭР мощность собственного ЭЦ излучения, падающего в плазму после отражения от первой стенки, достигает  $\sim 20$  МВт [3-4], что будет близко к планируемой мощности вводимых ЭМ волн для ЭЦ нагрева (ECRH) и ЭЦ поддержания тока (ECCD) в ИТЭР (напр., с целью подавления неоклассических тиринг мод и пилообразных колебаний).

Указанные выше обстоятельства требуют разработки более точных методов расчета всех процессов в ИТЭР с участием собственного ЭЦ излучения. В рамках выполнения такой программы нами разработан алгоритм самосогласованного расчета собственных ЭЦ потерь и кинетики ЭЦ нагрева и поддержания тока в токамаках-реакторах. Предложенный алгоритм основан на итерационном самосогласованном расчете двух базовых компонент задачи: (а) расчет кинетическим ECRH/ECCD кодом (код OGRAY [6] или его аналог, см. бенчмаркинг таких кодов в [7]) функции распределения электронов по пространственным координатам и импульсам для заданного внешнего ЭЦ излучения на малых гармониках фундаментальной ЭЦ частоты ( $n=1, 2$ ) и для интенсивности собственного излучения плазмы на больших частотах (гармоники  $n \geq 3$ ), рассчитанной кодом CYNEQ [8], (б) расчеты кодом CYNEQ и кинетическим ECRH/ECCD кодом, соответственно, плотности мощности потерь на собственное ЭЦ излучение плазмы и плотности мощности ЭЦ нагрева, используя в обоих расчетах неравновесную (немаксвелловскую) функцию распределения электронов, рассчитанную кинетическим кодом. Работа поддержана Госкорпорацией «Росатом».

### Литература

- [1] Polevoi A.R., Medvedev S.Y., Casper T., Gribov Y.V., Ivanov A.A., Snipes J.A., Campbell D.J., Chuyanov V.A., Proc. 37<sup>th</sup> EPS Conference on Plasma Physics, Dublin, Ireland, 2010, ECA, 34A, P2.187.
- [2] Pereverzev G.V., Yushmanov P.N., Report IPP 5/98, Garching, 2002.
- [3] Kukushkin A.B., Minashin P.V., Polevoi A.R., Proc. 23<sup>rd</sup> IAEA Fusion Energy Conference, Daejeon, South Korea, 2010, ITR/P1-34.
- [4] Kukushkin A.B., Minashin P.V., Polevoi A.R., Proc. 38<sup>th</sup> EPS Conference on Plasma Physics, Strasbourg, France, 2011, ECA, 35G, P4.072.
- [5] Кукушкин А.Б., Минашин П.В., Полевой А.Р., Физика плазмы, 2012, 38, 211-220.
- [6] Звонков А.В., Куянов А.Ю., Сковорода А.А., Тимофеев А.В., Физика плазмы, 1998, 5, 424-435.
- [7] Prater R., Farina D., Gribov Y., Harvey R.W., Ram A.K., Lin-Liu Y.-R., Poli E., Smirnov A.P., Volpe F., Westerhof E., Zvonkov A., Nuclear Fusion, 2008, 48, 035006.
- [8] Kukushkin A.B., Minashin P.V., Proc. 36<sup>th</sup> EPS Conference on Plasma Physics, Sofia, Bulgaria, 2009, ECA, 33E, P-4.136.

## РАЗВИТИЕ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ИТЭР В 2012 ГОДУ

Миронова Е.Ю., Марусов Н.Л., Портоне С.С., Семенов И.Б.

*"Проектный центр ИТЭР", Москва, Россия*

АСУ ТП установки ИТЭР включает в себя систему управления и сбора данных CODAC (**CODAC** - **C**ontrol, **D**ata **A**cquisition and **C**ommunication), систему блокировок и защит CIS (**CIS** - **C**entral **I**nterlock **S**ystem) и систему безопасности людей и окружающей среды CSS (**CSS** - **C**entral **S**afety **S**ystem). Основная цель АСУ — обеспечение полностью интегрированного, целостного управления установкой ИТЭР.

Использование всех аппаратных и программных средств для реализации функций управления строго регламентированы Организацией ИТЭР. В качестве связующего программного обеспечения используется SCADA-система EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System). EPICS является набором программных средств с открытым исходным кодом и используется для построения распределённых систем управления различными физическими установками. Специализированная версия EPICS для ИТЭР - CODAC Core System. Данная система позволяет разработчику системы управления создать целостный проект – от описания физических составляющих системы до представления ее оператору в виде человеко-машинных интерфейсов.

В настоящее время система CODAC является относительно проработанной и интегрированной с EPICS. Также планируется схожая реализация для CIS и CSS.

В данный момент перед разработчиками СУ стоят задачи создания средств синхронизации подсистем и оптимизации потоков первичных данных.

Другая важная задача – высокоскоростной сбор, передача и хранение экспериментальных данных. В этом направлении ведется международная разработка аппаратных средств для регистрации больших потоков данных, а также выбор параметров работы сетей установки ИТЭР для синхронной передачи информации. Разработки проводятся с учетом требований поставщиков подсистем.

В Российском Домашнем Агентстве ИТЭР при содействии Организации ИТЭР создан стенд с сертифицированным оборудованием, на котором апробируются аппаратные и программные решения систем управления организаций-субподрядчиков и проводятся приёмо-сдаточные испытания. Стенд позволяет тестировать опытные решения в контакте с разработчиками совершенствовать программные средства и получать практический опыт.

В докладе приводится обзор развития CODAC Core System за 2011-2012 годы (включая систему построения HMI, систему архивации, и систему предупреждений) с учётом особенностей его применения на установке ИТЭР и результатов тестирования некоторых решений на стенде CODAC.



## ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРИМЕНЕНИЯ ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЙЯНИЯ ПЛАЗМЫ В ДИВЕРТОРЕ ИТЭР

Е.Е. Мухин, С.Ю. Толстяков, В.В. Семенов, М.М. Кочергин, Г.С. Курскиев, А.Г. Раздобарин, А.А. Березуцкий, С.В. Масюкевич, П.В. Чернаков, И.М. Букреев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия, [E.Mukhin@mail.ioffe.ru](mailto:E.Mukhin@mail.ioffe.ru)

В докладе рассматриваются физические аспекты применения диагностики томсоновского рассеяния (ДТР) в диверторе токамака ИТЭР. Описан метод интерпретации данных ДТР в диверторе, позволяющий разделить влияние сдвига магнитной конфигурации и изменения степени контакта плазмы с диверторными пластинами (см. Рис.1.).

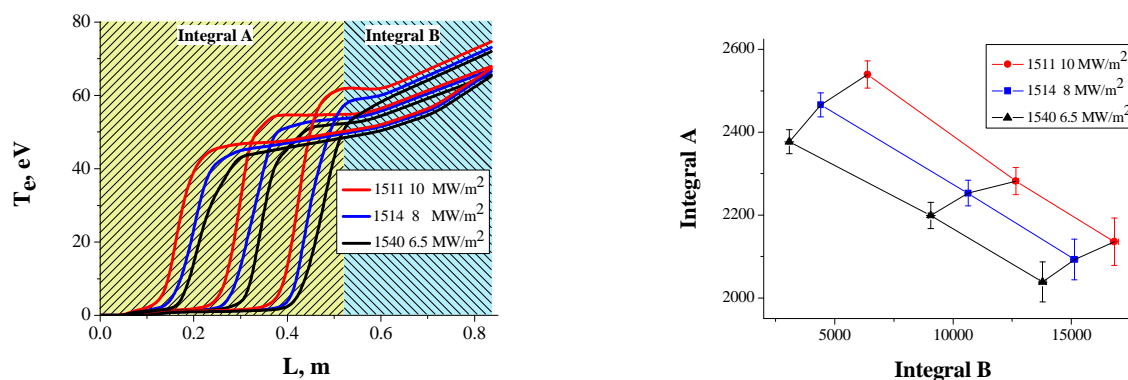


Рис.1. Влияние вертикального сдвига и изменение нагрузки на диверторные пластины разделяются при обработке данных электронной температуры: (а) профили электронной температуры вдоль хорды зондирования для различных нагрузок на диверторные пластины и вертикальных сдвигов магнитной конфигурации -50мм, 0 и +50мм, (б) соотношение между интегралами температурной кривой для нижней (А) и верхней (В) частей хорды зондирования. [1]

Разработанный метод позволит по данным ДТР определить сдвиг точки пересечения сепаратрисы с диверторной пластиной и изменение нагрузки на диверторные пластины. Рассмотрены известные методы калибровки диагностического комплекса в процессе эксплуатации с точки зрения их надежности и реализуемости в условиях ИТЭР. Базовые требования к пространственному и временному разрешению основаны на анализе двумерного распределения рассчитанного диверторной группой ИТЭР с помощью кода SOLPS4.3 для квазистационарного режима работы.

Требование к пространственному разрешению диагностики определяется способностью адекватно определять сдвиг ионизационного фронта с резкими градиентами электронной температуры. Анализ ожидаемых сигналов ДТР показал, что предложенное пространственное разрешение позволяет с требуемой точностью определять электронную температуру на фронте модельного распределения плазмы в диверторе. Требования к временному разрешению вытекают из анализа ожидаемой скорости физических процессов протекающих в диверторе токамака ИТЭР. В квазистационарном режиме требуемое временное разрешение составляет 10 – 20 мс, что соответствует базовой частотной работе диагностического комплекса с частотой 50 – 100 Гц. В дальнейшем для исследования турбулентных явлений предполагается расширение возможности работы диагностики в режиме ограниченного числа импульсов, идущих с частотой десятки мкс.

### Литература

- [1]. Mukhin E.E., Semenov V.V., Razdobarin A.G., et al, Proceedings IAEA conf., San Diego, 2012, ITR/P5-30

## ИЗУЧЕНИЕ УДЕРЖАНИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ ПО ПОТОКАМ НЕЙТРАЛИЗОВАННЫХ ИОНОВ ОТДАЧИ

В.И. Афанасьев, П.Р. Гончаров\*, М.И. Миронов, В.Г. Несеневич, М.П. Петров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия,  
[ynesenevich@npd.ioffe.ru](mailto:ynesenevich@npd.ioffe.ru)

\*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
 С.-Петербург, Россия, [p.goncharov@spbstu.ru](mailto:p.goncharov@spbstu.ru)

В настоящее время в ФТИ им. А.Ф. Иоффе для международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР создается система атомных анализаторов для диагностики плазмы по потокам атомов перезарядки [1]. Система состоит из двух анализаторов для регистрации частиц в различных энергетических диапазонах. Анализатор атомов тепловых энергий LENPA предназначен для измерений в диапазоне энергий от 10 до 200 кэВ, анализатор атомов высоких энергий HENPA – от 0.2 до 2.0 МэВ.

Одна из основных задач диагностики по потокам атомов перезарядки на ИТЭРе заключается в измерении функций распределения быстрых ионов дейтерия (D) и трития (T) в надтепловом диапазоне энергий. Быстрые ионы (ионы отдачи) возникают в DT-плазме в результате упругих столкновений между тепловыми D,T-ионами и термоядерными  $\alpha$ -частицами [2]. Отношение концентраций ионов отдачи прямо связано с соотношением тепловых ионов дейтерия и трития в плазме, а концентрация ионов отдачи зависит от концентрации и энергетического распределения  $\alpha$ -частиц. Таким образом, измерение потока нейтрализованных ионов отдачи может дать информацию об изотопном составе термоядерного топлива и удержании  $\alpha$ -частиц в плазме. В докладе представлены результаты численного моделирования потока нейтрализованных ионов отдачи для случая плазмы ИТЭРа. Показано, что время удержания  $\alpha$ -частиц в плазме влияет как на форму энергетического спектра, так и на абсолютную интенсивность потока нейтрализованных ионов отдачи (рис.1). Измерения с помощью атомных анализаторов позволяют оценить время удержания быстрых ионов в диапазоне от 0.1 до 10 секунд.

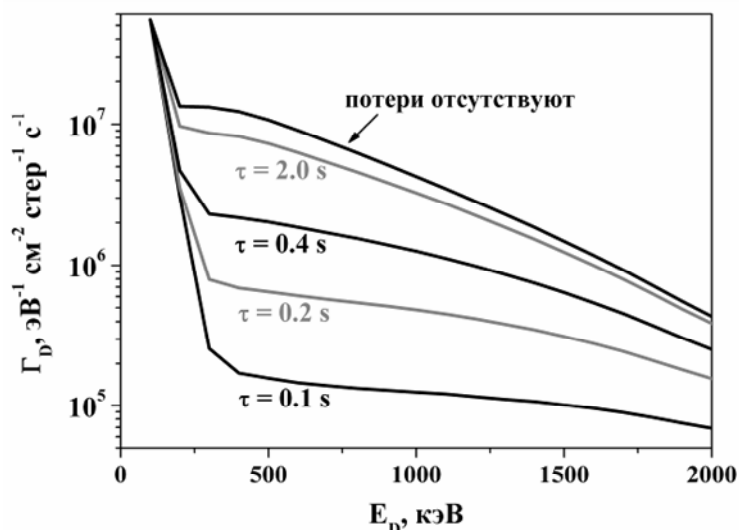


Рис.1. Энергетические спектры потока нейтрализованных ионов отдачи дейтерия для различных времен удержания ионов.

### Литература.

- [1]. V.I. Afanasyev, F.V. Chernyshev, A.I. Kislyakov et al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 2010, 621, 1-3, 456–467.
- [2]. P. Helander, M. Lisak and D.D. Ryutov, Plasma Phys. Contr. Fusion, 1993, 35, 363–377.

## СХЕМА РЕГИСТРАЦИИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ ПО РАЗДВОЕННЫМ ХОРДАМ НАБЛЮДЕНИЯ И ТОЧНОСТЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ Т/D ОТНОШЕНИЯ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ИТЭР

В.С. Неверов, А.Б. Кукушкин

ИФТ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [vs-never@hotmail.com](mailto:vs-never@hotmail.com)

Предложена новая схема регистрации бальмеровских линий, позволяющая вычитание фонового сигнала — рассеянного диверторного света (РДС), т.е. света, излученного в диверторе и попадающего в спектрометры в результате диффузного или неоднократного зеркального отражения от стенок вакуумной камеры — при восстановлении соотношения плотностей изотопов водорода в пристеночной плазме ИТЭР [1]. Схема заключается в измерении интенсивности бальмеровских линий спектрометром высокого разрешения по сдвоенным хордам наблюдения, одна из которых направлена в оптическую ловушку на стенке вакуумной камеры, а вторая - в соседнюю точку, рядом с оптической ловушкой.

Для новой схемы измерения сформулирована обратная задача восстановления отношения плотностей нейтральных атомов изотопов водорода (третия Т и дейтерия D) в пристеночной плазме, решение которой не требует знания фонового сигнала, значительно превышающего полезный (для вертикальной хорды наблюдения из верхнего порта UPP02 – до двух порядков величины) и не позволяющего, как показано в [2], удовлетворить требования Организации ИТЭР к точности измерений. Проведены тестовые расчеты точности восстановления отношения Т/D в пристеночной плазме для различных (раздвоенных) хорд наблюдения. При этом использованы результаты расчетов параметров плазмы транспортным кодом SOLPS4.3 (B2-EIRENE) [3-5] для различных сценариев работы дивертора ИТЭР с умеренной тепловой нагрузкой на диверторные платины,  $\sim 8$  МВт/м<sup>2</sup> (вариант #1514) [5]. Показано, что новая схема существенно расширяет область основных параметров (соотношение интенсивностей полезного и фонового сигналов в различных расчетных режимах работы, тип хорды наблюдения, отношение плотностей изотопов), в которой можно удовлетворить требования ИТЭР к точности измерений, по сравнению с обычной схемой измерения по (одинарной) хорде наблюдения в оптическую ловушку [6,7]. Показано, что для данной схемы измерений оптические ловушки с большим коэффициентом подавления фонового сигнала не требуются, достаточно лишь избежать заметного влияния ловушки на локальный рециклинг изотопов водорода (точнее говоря, на изотопное отношение на этом участке пристеночной плазмы).

Работа поддержана Госкорпорацией Росатом.

### Литература

- [1]. Алексеев А.Г., Вуколов Д.К., Вуколов К.Ю., Горшков А.В. *и др.* Труды XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 6 – 10 февраля 2012 г., <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXIX/E/ru/MA-Alekseev.doc>.
- [2]. Kukushkin A.B., Lisitsa V.S., Kadomtsev M.B., *et al.* Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conference, 8-13 October 2012, ITR/P5-44.
- [3]. Braams B.J. PhD thesis. Utrecht: Rijksuniversitet, 1986.
- [4]. Reiter D., Baelmans M., Voerner P. Fusion Sci. Tech., 2005, 47, 172 ([www.eirene.de](http://www.eirene.de)).
- [5]. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Loarte A., Kotov V., *et al.* Nucl. Fusion, 2009, 49, 075008.
- [6]. Кукушкин А.Б., Лисица В.С., Кадомцев М.Б. *и др.* Труды XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 6 – 10 февраля 2012 г., <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXIX/E/ru/MB-Kukushkin.doc>.
- [7]. Неверов В.С., Кукушкин А.Б. Труды XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 6 – 10 февраля 2012 г., <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXIX/E/ru/LC-Neverov.doc>.

## **ВРЕМЯПРОЛЁТНАЯ РЕФРАКТОМЕТРИЯ ДЛЯ ИТЭР – НОВЫЕ ПОДХОДЫ К РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДИКИ**

Петров А.А., Петров В.Г.

*ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», г. Москва, г. Троицк, Россия, [petroff@triniti.ru](mailto:petroff@triniti.ru)*

Проводится анализ различных схем и методов реализации времяпролётной рефрактометрии (ВПП) в ИТЭР[1] в рамках концепции методики как подсистемы рефлектотометрии плазмы со стороны сильного поля (HFSR). В пользу подобного подхода говорят результаты обсуждения предварительного анализа вариантов зондирования плазмы ИТЭР в двухпроходном варианте ВПП как отдельной диагностической системы, использующей антенно-волноводные тракты ЕСЕ-диагностики и рефлектотометрии со стороны слабого поля (16 ИТРА, Москва, май 2012 г.). Показано, что в этих случаях существует возможность организации рефрактометрических измерений в диапазоне частот 50-100 ГГц на X-волне для получения бесшумной информации о поведении средней по хорде плотности плазмы.

Вместе с тем существует возможность использовать зондирующее излучение системы HFSR. Это позволяет по-новому рассмотреть собственно концепцию времяпролётных измерений как средней плотности плазмы, так и качественных измерений профиля плотности в рамках предположения о его квазипараболичности.

Рассматривается вариант однопроходного зондирования с вводом излучения со стороны сильного поля и приёмом со стороны слабого поля. Показана возможность измерения времени задержки зондирующего излучения в плазме в случае применения быстроперестраиваемого генератора СВЧ-излучения (время задержки как производная фазы сигнала по частоте). В результате этих по существу непосредственных измерений дисперсии плазмы возникает возможность также оценить распределение плотности вдоль хорды зондирования. Для организации подобных измерений нужно лишь обеспечить приём излучения системы HFSR со стороны слабого поля. Таким образом, отпадает необходимость в создании многочастотной импульсной системы зондирования с использованием отдельных генераторов, системы сложения частот и пр. Отмечаются другие достоинства предлагаемой однопроходной схемы, а именно: лучшее отношение сигнал/шум и меньшая чувствительность к значительным вертикальным смещениям плазменного шнура. Обсуждаются предварительные результаты тестирования макетов HFSR рефлектотометра в рефрактометрическом режиме с использованием зондирования на X-моду со стороны сильного поля на установке Т-10.

Отдельная, но очень важная тема – основное ограничение на применение ВПП – существование максимальной величины локальной плотности вдоль хорды зондирования при использовании «окна прозрачности» для необыкновенной волны в диапазоне частот 50 – 100 ГГц. Обойти это ограничение представляется возможным с помощью применения источников терагерцового излучения, как традиционных для УТС (DCN-лазеры)[2], так и других вновь разрабатываемых (например, многочастотное излучение на молекуле NH<sub>3</sub> в диапазоне длин волн от 150 до 30 мкм). Рассматриваются различные варианты реализации рефрактометрических измерений с использованием таких источников, приводится информация о состоянии последних, в том числе отечественных разработок в этой области. В случае применения комбинированного микроволнового и терагерцового излучений ВПП будет работать во всех ожидаемых режимах ИТЭР, включая применение киллер-пеллет.

### **Литература.**

- [1]. Petrov A.A, Petrov V.G. Rev. Sci. Instrum. V. 74, 2003, p. 1465.
- [2]. A.A. Petrov, V.G. Petrov & V.F. Shevchenko Plasma Devices an Operations V. 7, I. 2, 1999, pp. 103-110.

## **ЭРОЗИЯ ВОЛЬФРАМОВЫХ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ИСПАРЕНИЕМ МАТЕРИАЛА В УСЛОВИЯХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ИТЭР**

Н.И. Архипов, С.В. Карелов, И.М. Позняк, В.М. Сафронов, Д.А. Топорков

*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, г. Троицк,  
г. Москва, Россия, [teufida@gmail.com](mailto:teufida@gmail.com)*

В настоящее время вольфрам считается наиболее подходящим материалом для изготовления защитного покрытия диверторных пластин ИТЭР. Во время переходных плазменных процессов в токамаке, таких как ЭЛМы и ослабленные срывы тока, защитные покрытия будут подвергаться интенсивному воздействию плазмы. Результатом такого воздействия является эрозия облучаемого материала. Из-за эрозии сократится срок службы элементов дивертора, а также будут образовываться примеси, которые могут попасть из дивертора в основную камеру реактора и вызвать радиационное охлаждение горячей термоядерной плазмы.

Данная работа посвящена экспериментальным исследованиям эрозии вольфрама. Образцы вольфрама подвергались воздействию мощных плазменных потоков на импульсном плазменном ускорителе МК-200. Испытания проводились при плазменных нагрузках, характерных для ЭЛМов и ослабленных срывов в ИТЭР. Основное внимание сосредоточено на изучении образующихся примесей вольфрама.

В качестве средств диагностики вольфрамовой плазмы использовали спектрометр ВУФ диапазона с пространственным разрешением. Для исследования динамики распространения примесей применялись абсолютно калиброванные AXUV фотодиоды. Измерение энергии излучения мишенной плазмы выполнено с помощью фольгового радиационного болометра.

Определен энергетический порог интенсивного испарения вольфрама в результате воздействия плазменного потока. При длительности потока  $\tau = 50$  мкс эта величина составляет  $q = 0.35$  МДж/м<sup>2</sup>. Испаренный вольфрам быстро ионизируется, и перед поверхностью мишени образуется вольфрамовая плазма.

Проведено сопоставление спектров вольфрама, зарегистрированных в ВУФ диапазоне со спектрами, полученными в результате численных расчетов. Показано, что в ВУФ диапазоне основным источником излучения являются ионы вольфрама со степенями ионизации  $W^{+7}$  и выше.

Выполнено исследование интенсивности свечения вольфрамовой плазмы в зависимости от расстояния до поверхности мишени. Эффективная толщина вольфрамового плазменного слоя, излучающего в ВУФ диапазоне, составляет  $\Delta x \approx 4 - 5$  см. Показано, что интенсивность излучения быстро падает с увеличением расстояния от мишени: более чем на порядок величины на расстояниях  $x \approx 5$  см от поверхности.

Приведены оценки параметров вольфрамовой плазмы по измеренным абсолютным значениям радиационных потерь.

Измерена скорость движения вольфрамовой плазмы в направлении от поверхности мишени вдоль силовых линий магнитного поля:  $v = 2 \cdot 10^6$  см/с. Показано, что в исследованном диапазоне параметров  $q = 0.2-1.2$  МДж/м<sup>2</sup> она не зависит от величины плазменной нагрузки.

На основании полученных экспериментальных данных было бы преждевременно делать вывод, что примеси вольфрама будут локализованы вблизи диверторных пластин и не смогут проникнуть в основную камеру ИТЭР. Эксперименты по дальнейшему изучению механизмов эрозии защитных материалов и динамики примесей будут продолжены.



## ПРОДУКТЫ ЭРОЗИИ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ МАТЕРИАЛОВ ТЯР, ОБРАЗУЮЩИЕСЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИМИТАЦИИ ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕХОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ ИТЭР НА ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ КСПУ-Т

А.Б. Путрик, Н.С. Климов, В.А. Барсук, Л.Б. Беграмбеков\*,  
П.А. Шигин\*, А.М. Житлухин, В.Л. Подковыров

*ФГУП «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Москва, Троицк, Россия,  
[post4putrik@gmail.com](mailto:post4putrik@gmail.com)*

*\*Национальный исследовательский ядерный университет «Московский инженерно-физический институт», [lbb@plasma.mephi.ru](mailto:lbb@plasma.mephi.ru)*

Эрозия обращенных к плазме материалов термоядерного реактора во время импульсных переходных процессов является одной из основных проблем токамака ИТЭР. Существующих экспериментальных данных недостаточно для прогнозирования свойств продуктов эрозии, значительная часть которых будет формироваться в условиях импульсных переходных процессов (ЭЛМ-события и срывы). Эксперименты по имитации таких событий для изучения процессов формирования продуктов эрозии обращенных к плазме материалов проводятся на плазменном ускорителе КСПУ-Т [1]. В результате облучения мишеней из вольфрама и материалов на основе графита получены осажденные W-Н и С-Н пленки соответственно. Параметры плазменного воздействия на КСПУ-Т близки к условиям импульсных переходных процессов, ожидаемым в ИТЭР: тепловая нагрузка на мишень варьируется в диапазоне 0,2 – 5 МДж/м<sup>2</sup> при длительности импульса 0,5 мс, а диапазон изменения скорости осаждения продуктов лежит в интервале 1 – 10<sup>2</sup> мкм/с, что существенно выше скорости осаждения при стационарных процессах. Ряд результатов по свойствам осажденных пленок был представлен в работе [2]. В настоящей работе основное внимание уделено изменению свойств осажденных продуктов эрозии под действием излучения, характерного для ослабленного срыва ИТЭР. Полученные W-Н и С-Н пленки многократно облучались излучением, образующимся при торможении потока водородной плазмы на твердотельной мишени. Плотность энергии излучения, приходящая на поверхность облучаемой пленки, лежала в диапазоне 0,03 – 0,1 МДж/м<sup>2</sup>, характерном для ослабленных срывов, ожидаемых в ИТЭР. При облучении пористые С-Н пленки переосаждались уже в виде компактных пленок. Причем изменение исходных С-Н пленок и переосаждение материала наблюдались даже при плотности энергии излучения 0,03 МДж/м<sup>2</sup>. После облучения при плотности энергии излучения 0,1 МДж/м<sup>2</sup> исходные пленки графитизовались, что указывает на уменьшение отношения Н/(Н+С); при этом в переосажденных пленках наблюдалось более низкое содержание изотопов водорода, чем в исходных. W-Н пленки также переосаждались при плотности энергии излучения 0,1 МДж/м<sup>2</sup>, хотя такая плотность энергии в 20 раз ниже порога испарения чистого вольфрама. Исследование исходных и облученных излучением пленок производилось с помощью рентгеноструктурного анализа, эллипсометрии, электронной микроскопии и термодесорбционного анализа.

Работа выполнена частично в рамках государственных контрактов № Н.4а.52.90.11.1002 от 15.02.2011 и № Н.4а.52.90.12.1007 от 13.03.2012 с государственной корпорацией Росатом.

### Литература.

- [1]. N. Klimov, et al., J. Nucl. Mater. 390–391 (2009), 721-726.
- [2]. Д.В. Коваленко и др., Сборник трудов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Москва, 2012, 303.

## ОБЩАЯ КОНЦЕПЦИЯ СИСТЕМЫ INTERLOCK В ПРОЕКТЕ ITER

Рогова Е.С., Семенов И.Б.

*Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»  
«Проектный центр ИТЭР», Россия, г. Москва, [E.Rogova@iterf.ru](mailto:E.Rogova@iterf.ru)*

В данном докладе представлена система, предохраняющая оборудование в проекте ИТЭР от повреждения и разрушения - система блокировок и защит Interlock System. Interlock - это система защиты оборудования и защиты инвестиций. Система имеет иерархическую структуру: функции блокировок разделены между PIS (Plant Interlock System) и CIS (Central Interlock System).[1] В идеале одна технологическая система содержит только одну PIS, которая несет ответственность за технологическую систему для локальных и центральных функций защиты. PIS контролирует датчики защиты установки, управляет исполнительными механизмами через PIN (Plant Interlock Network) и представляет собой интерфейс к CIS через CIN(Central Interlock Network).[1]

В ИТЭР данные разделены на critical interlock data (сигналы блокировки, выполняющие функции защиты установки) и non-critical data (данные, не принимающие непосредственное участие в функциях блокировки). «Уровни полноты безопасности» (Safety Integrity Level), являются функциональным профилем безопасности, определенным для каждой функции блокировки.[2,3] В ИТЭР разработаны свои уровни безопасности 3IL (ITER Interlock Integrity Level 'tril'), соответствующие SIL.[2] В докладе рассмотрены анализ рисков, различные архитектуры локальной и центральной систем блокировок, а также архитектуры, применяемые для особо опасных систем с чрезвычайно высоким уровнем безопасности (3IL-4), так называемые «discharge loop». Система Interlock является важнейшим компонентом в системе управления ИТЭР, и успех всего проекта во многом зависит от системы блокировок и защит. [4,5]

### Литература

- [1]. Vergara Fernandez A. Guidelines for the Design of the Plant Interlock System (PIS) / ITER Documentation – 2011 - 3PZ2D2.
- [2]. Vergara Fernandez A., Fernandez-hernando J. L. Management of Local Interlock Functions / ITER Documentation – 2012 – v2.0 - 75ZVTY.
- [3]. Международный стандарт ИЕС 61508 «Functional Safety of Electrical/Electronic/Programmable Electronic Safety Related Systems» (Функциональная безопасность систем электрических, электронных и программируемых электронных систем, связанных с безопасностью).
- [4]. Prieto diaz I., Marqueta A. Reliability/Availability analysis of the CIS / ITER Documentation – 2012 -7JCEQ7.
- [5]. Рогова Е.С., Семенов И.Б. Организация функций защиты технологического оборудования в экспериментальном термоядерном реакторе (проект ИТЭР)[Текст]/ 10 Курчатовская молодежная научная школа, секция «Атомная энергетика и перспективные энергетические технологии и направления»: сб. аннотаций работ.- Москва, 2012.-С.43.

## СТЕНДЫ ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ ПОРТ ПЛАГОВ ИТЭР – ЭТАП РАЗРАБОТКИ СИСТЕМ И ИНТЕРФЕСОВ

Романников А.Н., \*Скородумов Б.А., \*Тарасова Е.Ю., Красильников А.В., \*\*Левеси Б.,  
\*\*\*Серисьер Т., \*Кузьменко И.Ф., \*Котусов С.А., \*Румянцев Ю.Н., \*Аллин М. Н.

*Агентство ИТЭР, Российский научный центр «Курчатовский институт»,  
123182 Москва, Россия, [a.romannikov@iterrf.ru](mailto:a.romannikov@iterrf.ru)*

*\*ОАО «Криогенмаш», 143907 Московская об., г. Балашиха*

*\*\*ITER Organization, Route de Vinon sur Verdon 13115 St Paul Lez Durance, France*

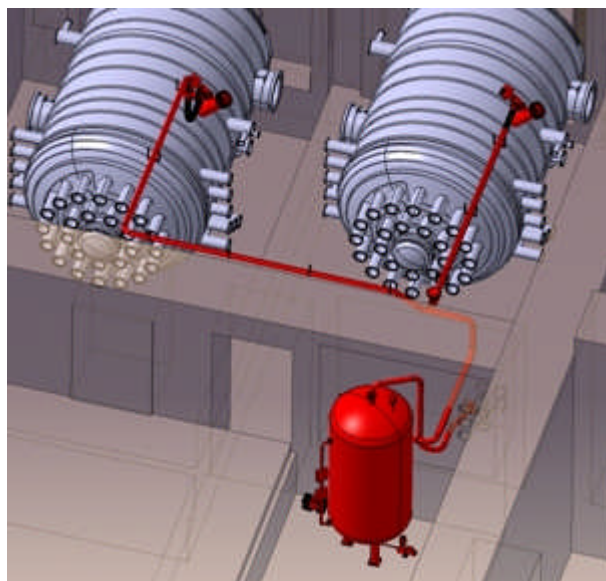
*\*\*\*CNIM, Z.I de Brégaillon 83507 La Seyne sur mer*

Для достижения наивысшей степени готовности ИТЭР к работе необходимо проведение предварительных тепловых, вакуумных и функциональных испытаний порт-плагов до установки их на токамак. Разрабатываемые в поддержку ИТЭР испытательные стенды для порт-плагов позволят провести все необходимые испытания.

На текущем этапе проведено конструирование и расчеты всех подсистем испытательного стенда. Основными подсистемами являются:

- вакуумная система;
- система нагрева;
- система управления;
- система сброса пара и т.д.

В докладе описаны особенности подсистем и рассмотрены вопросы интеграции вакуумных стендов в «горячую ячейку» ИТЭР.



Пример системы сброса пара для испытательных стендов в «Горячей ячейке».

## СТАТУС СТЕНДА ТЕПЛОВЫХ ИСПЫТАНИЙ «ЦЕФЕЙ-М»

В.Е. Кузнецов, А.О. Комаров, Р.В. Рудёв, В.М. Давыдов, А.И. Рогов, А.И. Кокоулин, А.В. Володин, Н.Б. Степанов, А.С. Горбенко, В.В. Пряников, И.Б. Овчинников

*НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, 196641, Россия,*

[kuznetc@sintez.niiefa.spb.su](mailto:kuznetc@sintez.niiefa.spb.su), [akomarov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:akomarov@sintez.niiefa.spb.su), [rulev@sintez.niiefa.spb.su](mailto:rulev@sintez.niiefa.spb.su),  
[davydov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:davydov@sintez.niiefa.spb.su), [rogov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:rogov@sintez.niiefa.spb.su), [kokoulin@sintez.niiefa.spb.su](mailto:kokoulin@sintez.niiefa.spb.su),  
[volodin@sintez.niiefa.spb.su](mailto:volodin@sintez.niiefa.spb.su), [nstepanov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:nstepanov@sintez.niiefa.spb.su), [gorbenko@sintez.niiefa.spb.su](mailto:gorbenko@sintez.niiefa.spb.su),  
[pryanikov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:pryanikov@sintez.niiefa.spb.su), [ibov@sintez.niiefa.spb.su](mailto:ibov@sintez.niiefa.spb.su)

Испытательный стенд «ЦЕФЕЙ-М» начал функционировать в 1994 году. Необходимость создания стенда обуславливалась следующими задачами:

- Проверка пригодности конструкторских и технологических решений, выбранных для производства компонент диверторной кассеты и первой стенки ИТЭР, обращенных к плазме;
- Изучение повреждения различных материалов под воздействием аномально высоких поверхностных тепловых нагрузок, включая коротко-импульсные (термоудар, оплавление, испарение и т.п.);
- Изучение процессов интенсификации теплообмена при охлаждении водой или газом структур с односторонним поверхностным нагревом;
- Изучение термочувствительности и термочувствительного ресурса многослойных конструкций, работающих в условиях больших градиентов температур;

В течение 2008-2012 годов на испытательном стенде «ЦЕФЕЙ-М» было проведено большое количество тепловых испытаний различных макетов, облицованных вольфрамом, графитом и бериллием. На данном стенде проводились различные квалификационные испытания макетов для ИТЭР. Максимальная плотность поверхностной тепловой нагрузки достигала  $20 \text{ МВт/м}^2$ . В процессе испытаний измерялись такие параметры, как поглощённая мощность, параметры хладагента (расход, температура, давление) и его качество, распределение температуры на поверхности макетов при помощи бесконтактных методов измерения, качество вакуума и др. Методика проведения испытаний представлена в данной статье.

Для проведения вышеуказанных испытаний стенд «ЦЕФЕЙ-М» подвергся глубокой модернизации. Установлена новая электронно-лучевая система (высоковольтный ускоритель электронов) мощностью 200 кВт производства фирмы Von Ardenne. Введён в эксплуатацию замкнутый контур охлаждения макетов. Установлена система очистки воды для подготовки хладагента с параметрами, соответствующими требованиям охлаждения ИТЭР. Теплосъём – до 200кВт, максимальная температура воды в контуре –  $140^\circ\text{C}$ , давление - 40 атм. Изготовлено новое мишенное устройство, которое предназначено для выбора позиции макетов, настройки и фиксации масок, подвода хладагента и диагностических каналов к макету. Несущая способность мишенного устройства – до 300кг. Введена в эксплуатацию система сбора информации, необходимая для регистрации диагностических сигналов, поступающих в процессе тепловых испытаний. Система сбора информации обеспечивает одновременный опрос и регистрацию всех диагностических каналов. Для измерения поверхностной температуры используются три тепловизора и оптические двухцветные пирометры. Диапазон измерений температуры 20-3000 $^\circ\text{C}$ . Для проведения тепловых испытаний макетов с бериллиевой облицовкой специальная система вентиляции была смонтирована и введена в эксплуатацию. Установлены два турбомолекулярных насоса фирмы Edwards, обеспечивающие лучшее качество вакуума и скорость откачивания рабочей камеры. Техническое описание стенда представлено в данной статье





## **ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА ГЕЛИКОНАМИ И НГ ВОЛНАМИ В СОВРЕМЕННЫХ ТОКАМАКАХ И РЕАКТОРАХ ИТЭР И ДЕМО. СЦЕНАРИИ, МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНТЕННЫ**

В.Л. Вдовин

*НИЦ Курчатовский Институт, 123182 Москва, Россия, [vdov@nfi.kiae.ru](mailto:vdov@nfi.kiae.ru)*

Предлагается Инновационная концепция и моделирование 3D полным волновым кодом внеосевой генерации тока ВЧ волнами в больших токамаках, ИТЭР и ДЕМО для стационарной работы с высокой эффективностью. Схема использует излучение Геликонов (быстрые магнитно звуковые волны на высоких (20-40) гармониках ИЦ частоты) на частотах 500-700 МГц, распространяющихся во внешних областях плазмы с вращательным преобразованием. Ожидается, что ток генерируемый геликонами, в сочетании с бутстрэп-током, обеспечит поддержание заданной величины полного тока при запасе устойчивости  $q(0) \geq 2$  и  $q(a) \geq 4$  и будет способствовать получению режимов с отрицательным магнитным широм и внутренним транспортным барьером для обеспечения устойчивости при высоких значениях нормализованного давления плазмы  $\beta_N > 3$  (т.н. Продвинутое (Advanced) сценарии) интересного для коммерческого реактора. Моделирование с помощью полных волновых трехмерных кодов PSTELION и STELEC показало гибкий контроль профиля тока в реакторной плазме ИТЭР и ДЕМО, используя несколько частот, положение антенн и тороидальное замедление волн. Приведены также результаты моделирования генерации тока геликонами в токамаках DIII-D, T-15MD и JT-60AS. Коммерчески доступные клистроны МВт/лампу диапазона, работающие стационарно перспективны для коммерческих стационарных реакторов синтеза. Предложены компактные антенны волноводного типа и дан пример возможной ВЧ системы для сегодняшних токамаков. Преимуществами схемы (апробированной частично на меньших частотах в токамаках) являются существенное уменьшение роли параметрических неустойчивостей на периферии плазмы, использование электрически прочных антенн резонаторно-волноводного типа и существенно большая связь антенна-плазма.



## ВЛИЯНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ НА НИЗКОЧАСТОТНЫЕ МОДЫ В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТОКАМАКАХ

Лахин В.П., Ильгисонис В.И., Сорокина Е.А.

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, Россия, [lakhin@nfi.kiae.ru](mailto:lakhin@nfi.kiae.ru)

Представлен обзор недавних аналитических и численных исследований влияния вращения плазмы на низкочастотные моды (в первую очередь – на геодезические акустические моды (ГАМ) и зональные течения) в осесимметричных токамаках. Рассмотрение выполнено в рамках идеальной магнитной гидродинамики (МГД).

В случае чисто тороидального вращения плазмы равновесие является вырожденным в том смысле, что зависимости давления и массовой плотности плазмы от полоидального угла не определяются МГД уравнениями. Показано, что помимо обычной ГАМ, модифицированной вращением плазмы, существует другая, более низкочастотная мода, обусловленная вращением. Установлено, что эта мода связана со стратификацией плазмы на магнитных поверхностях в поле центробежных сил и что в зависимости от типа равновесия эта мода может быть как устойчивой (к примеру, в случае равновесия с изотермическими магнитными поверхностями), так и аperiодически неустойчивой (в частности, в случае равновесия с изохорическими магнитными поверхностями).

Теория обобщена на случай произвольного вращения плазмы – суперпозиции тороидального и полоидального вращения. Рассмотрен случай токамаков с большим аспектным отношением. Проведен детальный анализ влияния полоидального вращения плазмы на непрерывные МГД спектры электростатических мод с  $(m,n)=0$  ( $m$  и  $n$  – полоидальное и тороидальное волновые числа). Показано существование наряду с обычной ГАМ более низкочастотной моды. В случае медленного полоидального вращения эта мода идентифицируется как обычная звуковая волна и исчезает в случае чисто тороидального вращения плазмы. Мода становится неустойчивой, если равновесная угловая скорость полоидального вращения превышает звуковую частоту  $c_s / qR$  ( $c_s$  – скорость звука,  $R$  и  $q$  – большой радиус и коэффициент запаса устойчивости токамака). В случае асимметричных мод с  $(m,n) \neq 0$  на основе уравнений, описывающих зацепление косых альфвеновских и медленных (звуковых) мод и определяющих непрерывный МГД спектр плазмы в осесимметричных тороидальных системах, исследована стабилизация этой неустойчивости за счет тороидального зацепления моды с косою альфвеновской модой.

Многочисленные экспериментальные данные, касающиеся низкочастотной активности плазмы, указывают на существование не широкого спектра мод, а моды со вполне определенной частотой, которую также связывают с ГАМ. Это подразумевает существование собственной моды, обусловленной зацеплением основной гармоники  $m=0$  с косыми альфвеновскими возмущениями полоидальных гармоник с  $m=\pm 2$ . В приближении  $\beta q^2 \ll 1$  ( $\beta=8\pi r/V^2$ ) приводится аналитическое решение в виде такой моды для статического равновесия плазмы. Численно и аналитически исследуется проблема глобальных ГАМ в случае равновесий с тороидальным вращением плазмы.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЕКТА ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА НА ОСНОВЕ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ

\* А.Д. Беклемишев, \*\* А.В. Бурдаков

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, РФ, [bekl@bk.ru](mailto:bekl@bk.ru)*

*\*Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, РФ*

*\*\*Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, РФ*

В связи с развитием нового вида открытых осесимметричных ловушек с плотной плазмой и многопробочным подавлением продольных потерь (ГДМЛ, [1]) большой интерес представляют оценки того, как мог бы выглядеть термоядерный реактор на их основе. В частности, нужно оценить, можно ли в нём достичь зажигания, с какими топливными циклами он мог бы работать и при каких условиях, его размеры, мощность, и другие характеристики в сравнении с характеристиками реактора-токамака типа ИТЕР. Такие оценки позволят определить направление развития, при котором открытые ловушки сохраняют конкурентоспособность по сравнению с токамаками в качестве термоядерного реактора. Второй целью этой работы является обзор физических и инженерных проблем, связанных с удержанием плазмы в ловушках разных типов, и того, как они решаются в системах типа ГДМЛ.

В обзоре показано, что ловушку можно рассматривать как состоящую из двух подсистем – центральной активной зоны и систем подавления продольных потерь по краям. Центральная активная зона должна представлять собой длинный пробкотрон с квази-однородным полем и небольшим пробочным отношением порядка 1.5. Это связано с тем, что повышать удерживающее магнитное поле, а, следовательно, плотность плазмы, оказывается гораздо выгоднее, чем повышать пробочное отношение. В то же время максимально достижимое поле ограничено техническими возможностями сверхпроводников. Снизу магнитное пробочное отношение ограничено требованием удержания большинства заряженных продуктов реакций. Как показано в работах группы ГДЛ, в такой магнитной конфигурации можно удерживать плазму с высоким  $\beta \sim 0.6$ , с низкими поперечными потерями. Активная зона может быть закрыта двумя видами системы подавления продольных потерь – амбиполярной и многопробочной, причём эти принципы могут быть совмещены в одном устройстве. При этом удержание горячей электронной компоненты в любом случае производится электростатическим потенциалом, а холодные электроны с торцевых пластин запираются в расширителях потенциалом Юшманова. Этот метод также опробирован на установке ГДЛ. Дополнительно могут использоваться термобарьеры. Рассмотрена сравнительная эффективность различных систем продольного удержания. Поперечные потери в оптимальной конфигурации должны составлять половину полных потерь. С таким условием при оптимизации системы по полной длине они будут влиять только на радиус плазмы и мощность реактора. Рассмотрены условия зажигания и стационарного горения (с учётом изменения состава плазмы из-за накопления продуктов горения) в реакторах на основе описанной схемы с топливными циклами D-T, D-D и D-He<sup>3</sup>. Границы зажигания и горения получены в терминах комбинации  $\beta V_m^2 kL$  от температуры, где  $V_m$  – максимальное магнитное поле (в первой пробке),  $k$  – коэффициент подавления концевой системы,  $L$  – длина активной зоны. Получены оценки размеров и мощности реактора при существующих технических ограничениях и скейлингах. Минимальная мощность D-T реактора на основе открытой ловушки и его стоимость могут быть на порядок ниже чем для систем типа ИТЕР.

### Литература

- [1]. Beklemishev A., Anikeev A., Burdakov A. et al. in Fusion for Neutrons And Subcritical Nuclear Fission", AIP Conference Proceedings, 2012, v. 1442, p. 147

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В ПОДДЕРЖКУ ПРОЕКТА ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКИ ОТКРЫТОГО ТИПА

А.В. Аникеев, П.А. Багрянский, А.Д. Беклемишев\*, К.В. Зайцев\*, А.А. Иванов, Ю.В. Коваленко\*, М.С. Коржавина, А.А. Лизунов, В.В. Максимов, С.В. Мурахтин, Е.И. Пинженин, В.В. Приходько, В.Я. Савкин, Е.И. Солдаткина, А.Л. Соломахин, Д.В. Юров

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия,*  
[p.a.bgryansky@inp.nsk.su](mailto:p.a.bgryansky@inp.nsk.su)

*\*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

Представлен обзор работ, направленных на экспериментальное обоснование мощного генератора нейтронов D-T реакции на основе газодинамической ловушки, проект которого развивается в настоящее время в Институте ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН совместно с рядом отечественных и зарубежных организаций.

Цикл экспериментальных исследований выполнен на модели источника нейтронов – установке ГДЛ, которая представляет собой осесимметричный пробкотрон, предназначенный для удержания плазмы, ионы которой можно разделить условно на две компоненты, имеющие различные распределения в пространстве скоростей. Одна из компонент характеризуется изотропной в пространстве скоростей максвелловской функцией распределения. Эта плазма имеет температуру до 260 эВ и удерживается в ловушке аналогично газу в сосуде с малыми отверстиями. Другая компонента состоит из горячих ионов, которые образуются в результате наклонной инжекции атомарных пучков и имеют неравновесное анизотропное в пространстве скоростей распределение. Энергия атомов в пучках составляет 25 кэВ, а средняя энергия горячих ионов — 10 кэВ при плотности до  $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Горячие ионы удерживаются в адиабатическом режиме.

Особое внимание уделено вопросам продольного удержания и способам подавления поперечных потерь при развитии МГД неустойчивостей в системах с аксиально-симметричной конфигурацией магнитного поля. Созданные и экспериментально обоснованные в настоящее время методы подавления поперечных потерь при развитии МГД неустойчивостей позволили достичь режимов удержания с величиной относительного давления до  $\beta=0.6$ . Рассмотрены также способы улучшения продольного удержания, использование которых ведет к увеличению эффективности проектируемого источника нейтронов. Обсуждаются проблемы, связанные с равновесием ионно-горячей плазмы высокого давления и развитием микронеустойчивостей, вызываемых анизотропным распределением горячих ионов в пространстве скоростей. Представлены результаты первых экспериментов с дополнительным нагревом электронной компоненты плазмы при помощи созданной недавно системы ЭЦР нагрева и продольной инжекции электронного пучка.

Основной вывод работы заключается в том, что полученные экспериментальные скейлинги позволяют прогнозировать коэффициент усиления мощности в оптимизированной версии источника нейтронов на основе ГДЛ на уровне более  $Q=0.1$ , а дополнительные меры по улучшению продольного удержания способны привести к значительному увеличению  $Q$ . Это обстоятельство делает проект генератора нейтронов на основе ГДЛ вполне конкурентоспособным по сравнению с термоядерными системами на базе магнитных ловушек других типов, а также источниками нейтронов на основе ускорителей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

**ПАМЯТИ ЭДУАРДА ПАВЛОВИЧА КРУГЛЯКОВА.  
ОТКРЫТЫЕ ЛОВУШКИ: НАСТОЯЩЕЕ И БУДУЩЕЕ**

А.А. Иванов

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, [A.A.Ivanov@inp.nsk.su](mailto:A.A.Ivanov@inp.nsk.su)*



Это сообщение, посвящённое памяти выдающегося ученого и общественного деятеля академика Э.П.Круглякова, не может, конечно, охватить все области его научных интересов, и тем более не претендует на освещение его деятельности как популяризатора науки и борца с лже-наукой. В полной мере талант Эдуарда Павловича как замечательного физика-экспериментатора проявился в исследованиях физики высокотемпературной плазмы и развитии методов ее диагностики. Именно в этой области в первой научной работой академика Э.П. Круглякова, выполненной в только что организованном Институте ядерной физики СО РАН стало создание и изучение плазмы, помещённой в тороидальное магнитное поле. Первые годы экспериментов по удержанию и нагреву плазмы в магнитных системах показали, что потребуется длительная и

систематическая работа по значительно более глубокому теоретическому и экспериментальному исследованию свойств горячей плазмы. Потребовалось создание новых бесконтактных методов диагностики плазмы. Ещё в начале 1960-х годов, когда только появились первые в мире работающие лазеры, Э.П. Кругляков начал активную деятельность по разработке и внедрению в эксперимент лазерных методов диагностики плазмы. В 1986 г. Э.П. Круглякову была присуждена Государственная премия СССР за «Создание методов лазерной диагностики и исследование высокотемпературной плазмы в физическом эксперименте».

В 1972—1975 гг. Э.П. Кругляков возглавил экспериментальную группу, которая провела изящный эксперимент по удержанию плазмы в многопробочной магнитной ловушке (улучшенном варианте классического пробкотрона Будкера—Поста). Этот эксперимент качественно, а в значительной степени и количественно подтвердил основные идеи принципа многопробочного удержания плазмы. В дальнейшем основные направления исследований Э.П. Круглякова были связаны с изучением коллективных эффектов в плазме, в том числе сильной ленгмюровской турбулентности, и методов удержания и нагрева плазмы при её взаимодействии с сильноточным релятивистским электронным пучком в открытых системах. Эти исследования выполнялись на созданных под руководством Э.П. Круглякова установках ГОЛ-1 и ГОЛ-М.

В последние годы Э.П. Кругляков, являясь руководителем научной школы, возглавлял в Институте ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН исследования по физике плазмы и проблеме управляемого термоядерного синтеза, которые успешно ведутся на установках ГДЛ и ГОЛ-3. Начато сооружение установки следующего поколения на основе открытой ловушки

## ТУННЕЛИРОВАНИЕ СВЕТА В ГРАДИЕНТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ: ПАРАДОКСЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

А.Б. Шварцбург

*Объединённый Институт Высоких Температур РАН, [alex-s-49@yandex.ru](mailto:alex-s-49@yandex.ru)*

В докладе представлены физические основы и математический аппарат нового направления в электродинамике сплошных сред – оптике градиентных диэлектрических наноструктур. Такие структуры формируются из прозрачных диэлектрических наноплёнок без свободных носителей с технологически контролируемым пространственным распределением показателя преломления  $n$ . Теоретические результаты, полученные из “первых принципов”, и первые эксперименты указывают пути построения субволновых градиентных оптических систем с необычными свойствами:

**Сильная искусственная дисперсия**, как нормальная, так и аномальная, формируемая в любом спектральном диапазоне геометрическими параметрами распределения  $n$  - его формой, градиентом и кривизной; эта дисперсия определяет характерные частоты градиентной диэлектрической структуры и, в частности, частоту отсечки, разделяющую области прозрачности и непрозрачности наноплёнки.

**Новые точные аналитические решения уравнений Максвелла** для пространственных распределений  $n$ , содержащие несколько свободных параметров. Эти решения, полученные без каких – либо допущений о малости или медленности изменений полей и параметров среды, указывают пути создания принципиально новых спектров отражения волн от градиентных наноструктур; традиционные формулы отражения Френеля описывают лишь частные случаи полученных спектров, соответствующие исчезновению неоднородности.

**Безотражательное туннелирование света**, связанное с интерференцией прямых и обратных волн, туннелирующих через градиентные диэлектрические структуры. Этот механизм обеспечивает эффективный перенос энергии и информации полями ЭМ волн с мнимыми волновыми числами.

**Быстрое преобразование амплитудно – фазовой структуры** волнового поля в градиентных наноплёнках, обусловленное преломлением волны в каждой точке внутри плёнки. Оптимизация геометрических параметров плёнок, предназначенных для работы в заданном интервале частот и возможности применения градиентных наноплёнок для создания новых дисперсионных элементов субволновых размеров для оптических систем: субволновые фильтры, фазовращатели, широкополосные безотражательные покрытия.

**Общность** полученных результатов для волновых полей различной физической природы в градиентных средах: свёрхрешётки, СВЧ - линии передачи и туннелирование звука в твёрдом теле с неоднородно распределённой плотностью и упругостью.

**Первые эксперименты** в градиентной оптике и радиофизике.



## **ФЕМТОСЕКУНДНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ЦЕНТР ОИВТ РАН**

М.Б. Агранат, С.И. Ашитков, А.В. Овчинников, В.Е. Фортов

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва*

Фемтосекундный лазерный центр ОИВТ РАН (ФЛЦ), представляет собой современную лабораторию, оснащённую уникальным оборудованием. Он начал создаваться в 2002 году, когда была разработана и изготовлена первая отечественная фемтосекундная “хром – форстерит” лазерная система тераваттного уровня мощности, не имеющая на сегодняшний день аналогов в мире [1]. Лазерная система была собрана совместно с ООО «Авеста-Проект» на основе российских и белорусских комплектующих.

Сегодня в составе ФЛЦ имеется пять фемтосекундных лазерных систем видимого и инфракрасного диапазона спектра излучения с длительностями импульсов от 30 фс, частотой повторения до 10 кГц и выходной мощностью излучения до 10 тераватт, имеются различные диагностические комплексы с уникальными методиками измерений. По применению ФЛЦ разделён на три комплекса - тераваттный лазерный комплекс, технологический и биомедицинский комплексы.

На тераваттном лазерном комплексе проводятся фундаментальные физические исследования экстремальных состояний, образующихся в сильно нагретом и сжатом поверхностном слое вещества, проводятся экспериментальные исследования плазменных явлений, структурных и фазовых превращений, происходящих при взаимодействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов с веществом.

Проведены исследования неидеальной плазмы в начальный период её образования, генерации быстрых электронов и характеристического рентгеновского излучения, генерации жесткого рентгеновского излучения при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью  $10^{14} - 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> на металлы. Впервые было обнаружено формирование периодической структуры и образование аморфного углерода при сверхбыстром плавлении микрокристаллического графита. Проведены исследования динамики образования и релаксации электрон-дырочной плазмы и механизма поглощения в широкозонных полупроводниках, фазовых превращений и динамики абляции поверхностного слоя в металлах и полупроводниках. Получены результаты по генерации ударных волн и определению прочностных свойств металлов при рекордных (более  $10^9$  с<sup>-1</sup>) темпах растяжения с помощью фемтосекундных лазерных импульсов.

Проведена разработка бесконтактных технологий и оборудования, не имеющих аналогов, для бурно развивающейся области – клеточной медицины. Применение фемтосекундных лазеров обеспечивает прецизионность и наименьшие повреждения клеточных структур. Разработан и изготовлен фемтосекундный лазерный пинцет-скальпель, предназначенный для захвата и диссекции нанообъектов, или массивом нанообъектов в трёхмерном пространстве, с помощью которого разрабатываются различные биомедицинские технологии.

Проведена разработка фемтосекундных лазерных технологий обработки материалов с нанометровой точностью, разработаны экспериментальные методы диагностики деформационных и прочностных свойств наноструктур.

### **Литература**

- [1]. Агранат М.Б., Ашитков С.И., Овчинников А.В. Усилитель мощности лазерных импульсов Патент на полезную модель № 47140, приоритет от 10 марта 2005 г.



## ПЛАЗМЕННОЕ МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ: ОТ ЭКСПЕРИМЕНТОВ К ПРОМЫШЛЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ

В.А. Титов, Б.Л. Горберг, А.А. Иванов, О.В. Мамонтов\*, В.А. Стегнин

*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия, [titov25@gmail.com](mailto:titov25@gmail.com)*

*\*ООО «Ивтехномаш», Иваново, Россия, e-mail: [mail@ivtechnomash.ru](mailto:mail@ivtechnomash.ru)*

В докладе на основе литературных данных рассматриваются вопросы исследования и применения процессов модификации поверхности полимеров в неравновесной плазме. Изменяя состав и структуру тонкого поверхностного слоя материала, плазмохимическая обработка позволяет регулировать смачиваемость и адгезионные характеристики поверхности, придавать биосовместимость и целый ряд других полезных потребительских свойств. За последние годы значительно расширился круг объектов, подвергаемых модифицированию в плазме: от полимерных пленок, тканей, нитей, волокон, мембран до наноразмерных объектов – наполнителей композиционных материалов, а также биополимеров и живых объектов.

Одной из важнейших проблем является установление связи между ожидаемыми прикладными эффектами обработки и вызывающими их физико-химическими превращениями. С точки зрения физики плазмы и плазмохимии представляет интерес выяснение механизмов не только целевого процесса, но и «химических обратных связей» в системе плазма – полимер, которые обусловлены влиянием продуктов гетерогенных реакций на свойства плазмы и на кинетику генерации активных частиц.

Оборудование для обработки в плазме пониженного давления рулонных текстильных (или пленочных) материалов шириной до 270 см успешно эксплуатируется сегодня на предприятиях в ряде стран. Опыт показывает экономическую целесообразность применения плазмохимических процессов в текстильном производстве, возможность их оптимального сочетания с традиционными химическими технологиями.

В последние годы созданы технологии и промышленное оборудование, которые позволяют наносить тонкие слои металлов и их соединений методом магнетронного распыления на поверхность тканей, нетканых материалов, пленок и искусственных кож при ширине обрабатываемых полотен до 170 см. Производительность оборудования достигает 41000 м/месяц (установка ММ-180 – совместная разработка Ивановского государственного химико-технологического университета и ООО «Ивтехномаш»). Нанесение покрытий сочетается в едином цикле с предварительной плазмохимической активацией поверхности. С использованием этих технологий созданы новые ткани для одежды и декорирования интерьеров; материалы, защищающие персонал и оборудование от электромагнитных излучений; искробезопасные фильтры; медицинские салфетки с нанослоями серебра, которые обладают бактерицидными свойствами. Медицинские материалы прошли клинические испытания и разрешены к производству и применению на территории Российской Федерации.

Большой интерес проявляется сегодня к источникам неравновесной плазмы для модифицирования полимеров при атмосферном давлении, а также к иницированию под действием плазмы химических процессов в жидкой фазе. Последние также могут быть использованы для обработки различных материалов и изделий. В докладе приводятся способы реализации подобных плазмохимических процессов, физические характеристики некоторых видов разрядов атмосферного давления, в том числе, с жидкими электродами (вода, растворы электролитов) и примеры их применения для обработки полимерных материалов.

## ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИЯХ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА В ЕВРОПЕ

J. Ongena

*Лаборатория физики плазмы, Брюссель, Бельгия*

Исследования в области ядерного синтеза в Европе развиваются по двум основным направлениям: токамаки и стеллараторы. Хорошие результаты и прогресс были получены для обоих направлений: впервые были проведены эксперименты на токамаке JET с металлической стенкой в Великобритании, в планах проект WEST по установке W стенки и дивертора на токамак Tore Supra во Франции и быстрый прогресс в строительстве стелларатора W7-X в Грайфсвальде в Германии.

Для тестирования конструкции ИТЭРа и подготовки специалистов для работы на нем, на JET в настоящее время построена стенка, состоящая из Be и W, как на ИТЭР. Системы защиты, диагностики и вертикального контроля стабильности были также модернизированы, и мощность нейтральных пучков была увеличена до более чем 30 МВт.

Первые результаты продемонстрировали плюсы и минусы металлической первой стенки. Количество водорода абсорбированного в стенке в 10 раз ниже для всех сценариев по сравнению со стенкой из углерода. Низкое содержание углерода в плазме (около 10 раз ниже) уменьшает радиационные потери на этапе создания плазмы. Но, радиационные потери во время срыва тоже ниже, поэтому локальные потоки тепла на стенку выше. Усиленная инжекция газовой смеси D<sub>2</sub>/Ar восстанавливает уровень излучения и выводит параметры срыва на уровень, соответствующий стенке из углерода. L-H переход происходит при мощности на 30% ниже. Предельная плотность мощности при L-режиме оказалась на 30% выше, чем для стенки из углерода, что позволяет дивертору стабильно работать при больших плотностях. В то же время, стабильный H-режим, а также гибридные сценарии могут быть получены только с использованием интенсивного газового потока (~ 10<sup>21</sup> электронов / сек). В среднем удержание энергии хуже с новой стенкой, но, тем не менее, H-факторы около 1 (H-Mode) и 1,2 (при  $\beta_p \sim 3$  в гибридном сценарии) были получены при концентрациях W в плазме значительно ниже максимально допустимого уровня (<10<sup>-5</sup>).

Строительство стелларатора W7-X продвигается успешно. В ноябре 2011 года проведена установка последнего (пятого) сектора машины. В настоящее время почти закончены криостат и системы диагностики, начат монтаж системы нагрева. Первую плазму планируется получить в 2015 году. Коллектив TEC в Juelich планирует строительство антенны ICRN для W7-X с мощностью до 4 МВт. Основной целью этой антенны будет создание быстрых ионов, для проверки возможностей W7-X по удержанию быстрых ионов. Кроме того, планируются эксперименты по нагреву и возбуждению тока в плазме. Первые оценки показывают, что с запланированными ICRN антеннами быстрые ионы с энергией в несколько 100 кэВ могут быть получены в нескольких сценариях, позволяющих экстраполировать удержание быстрых 3.5MeV  $\alpha$ -частиц в реакторе будущего на основе стелларатора.

Запланированная модернизация токамака Tore-Supra в рамках проекта WEST позволит изучить тепловые нагрузки на W-панели, идентичные нагрузкам в диверторе ИТЭРа. WEST позволит уменьшить риски, связанные со строительством дивертора ИТЭР и его эксплуатацией. Идет последняя стадия реализации проекта WEST. Он начнет работать в 2015 году. Преобразование Tore Supra в WEST состоит в установке медных полоидальных катушек внутри нижней и верхней части вакуумной камеры, чтобы создать X-конфигурацию. Широкий спектр равновесных конфигураций будет доступен: нижний ноль, верхний ноль и двойной ноль. Системы нагрева будут состоять из ICRN и LHCD общей мощностью от 10 до 15 МВт, что приводит к тепловой нагрузке на дивертор между 6 и 15 MW/m<sup>2</sup>. Время удержания плазмы планируется между 30 и 1000 сек., в зависимости от сценария.

Эти установки вместе с меньшими машинами в других европейских лабораториях ядерного синтеза обеспечивают отличные условия для развития безопасного и экологически чистого источника энергии на благо человечества.

## **ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ ДИВЕРТОРА И ПЕРВОЙ СТЕНКИ РЕАКТОРА ИТЭР**

И.В. Мазуль

*НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С. Петербург, 196641, Россия, [mazuliv@niiefa.spb.su](mailto:mazuliv@niiefa.spb.su)*

Первая стенка и дивертор ИТЭР представляют собой наиболее энергонагруженные внутрикамерные компоненты реактора, контактирующие с плазмой. Российские обязательства перед ИТЭР заключаются в изготовлении и поставке 40% панелей первой стенки и 100% центральной сборки дивертора. Кроме того, тепловые приемные испытания всех компонентов дивертора будут проводиться на российском электронно-лучевом стенде.

Конструкция центральной сборки дивертора в основном зафиксирована, контракт на поставку подписан. Первый этап контракта связан с изготовлением полномасштабного прототипа сборки и аттестацией конкретного российского производителя, каковым является НИИЭФА. Технологические вопросы изготовления прототипа дивертора обсуждаются в докладе.

Проект первой стенки реактора за последние два года подвергся значительным изменениям, в докладе анализируется окончательный вариант конструкции. Приведены наиболее критические проблемы, которые предстоит решить до подписания контракта на изготовление первой стенки. Среди этих проблем: разработка изоляционных покрытий для опор стенки, прохождение квалификационных испытаний полупрототипа первой стенки, разработка неразрушающих методов контроля конкретной конструкции. Описывается предполагаемая технологическая цепочка изготовления стенки.

Тепловые испытания компонентов дивертора во время изготовления призваны обеспечить периодический контроль качества изготовления компонентов, а именно надежности и сплошности соединений между различными слоями конструкции. Обосновывается адекватность и приводится процедура таких тепловых испытаний и параметры специальных стендов, используемых с этой целью в НИИЭФА.

## **ИТЭР. ВКЛАД РОССИИ**

А.В. Красильников

*Частное учреждение ГК Росатом «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия,  
[a.krasilnikov@iterrf.ru](mailto:a.krasilnikov@iterrf.ru)*

В докладе показаны достижения Российской Федерации в создании первого экспериментального термоядерного реактора ИТЭР а также изменения, произошедшие за последний год в управлении Проектом.

В текущем году подписано десятое Соглашение о поставках оборудования для нагрева плазмы и генерации тока – уникальных гиротронов Российской разработки с мощностью 1 МВт и длительностью 1000 секунд. Одно из Российских достижений в Проекте – своевременное изготовление и поставка сверхпроводника для магнитной системы ИТЭР. При этом создано высокотехнологическое производство, которое может выполнять другие задачи. Технологическая база ряда Российских предприятий является общепризнанной основой для создания первой стенки ИТЭР. В текущем году запущен испытательный стенд IDTF и начаты тепловые испытания японских диверторных пластин. Продолжается работа по созданию российской части диагностического комплекса ИТЭР, включая также изготовление испытательных стендов, работу по интеграции с диагностиками других участников Проекта, создание системы сбора данных. В докладе представлен также прогресс по другим российским системам ИТЭР.

Представлены шаги по совершенствованию системы управления Проектом. В частности пересмотрен подход к контролю выполнения план-графика путем введения списка критических работ (т.н. Strategic Management Plan – SMP), что позволяет создать единую систему контроля.

## СТЕЛЛАРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ИНСТИТУТЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ ИМ. А.М. ПРОХОРОВА РАН

С.Е. Гребенщиков

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

В последнее время в мировом термоядерном сообществе заметно повысился интерес к стеллараторным исследованиям. Это связано главным образом с результатами успешных экспериментов на крупнейшем в мире сверхпроводящем стеллараторе-торсатроне LHD. Стеллараторы рассматриваются в настоящее время как наиболее удачная альтернатива токамакам. Преимущества стеллараторов заключаются в возможности стационарной работы и отсутствии существующих в токамаках неустойчивостей срыва и ограничений по плотности плазмы (предел Гринвольда в токамаках). Эксперименты на LHD в значительной степени подтвердили эти преимущества.

В России в настоящее время существует лишь единственная установка стеллараторного типа – это стелларатор Л-2М. Установка была запущена в строй в 1972 году и модернизирована в 1992 году. Новый этап в исследованиях на данной установке связан с разработкой и созданием нового комплекса электронного циклотронного нагрева плазмы МИГ-3, позволяющего создавать нагревать плазму при рекордно высоких удельных мощностях нагрева до нескольких МВт/м<sup>3</sup>. В докладе приводятся результаты первых экспериментов.

Созданная на Л-2М диагностика обратного рассеяния гиротрона позволила изучать спектры и уровень энергии коротковолновых флуктуаций плотности и их корреляцию с энергетическим временем жизни в зависимости от мощности ЭЦР нагрева.

В течение 2010-2012 годов на Л-2М совместно с МИФИ проводились эксперименты в поддержку программы ИТЭР. Стелларатор Л-2М был выбран командой ИТЕР для экспериментального апробирования предложенных методов обнаружения водяных течей с помощью спектральной регистрации линий гидроксидов ОН, либо линий Хе при его растворении в воде охлаждения ИТЭР. В результате проведенных экспериментов были установлены минимальные регистрируемые величины потоков для обоих вариантов.

На базе неоклассической теории с учетом аномальных потерь была предложена относительно простая модель процессов переноса в стеллараторах, позволяющая по заданным параметрам установки и источникам частиц и энергии находить профили плотности, температур плазмы, амбиполярного электрического поля, а также времена жизни частиц и энергии.

В начале 2000-х годов в ИОФРАН совместно с НИИЭФА был разработан проект стелларатора Л-5 с малым аспектным отношением. В последующие годы был выполнен большой цикл работ по дальнейшей теоретической проработке проекта. В частности, совместно с РНЦ «Курчатовский институт» и Институтом физики плазмы им. Макса Планка (Грайфсальд, ФРГ) проводится исследования по проблеме равновесия и устойчивости плазмы с применением современных компьютерных кодов. При  $\langle \beta \rangle = 2.5\%$  получены полностью устойчивые с точки зрения МГД теории плазменные конфигурации.

В докладе коротко обсуждается ситуация в мировой стеллараторной программе, в частности успехи японских исследований и разработка проекта ДЕМО-реактора на основе магнитной конфигурации LHD.

## Х-ПИНЧ: 30 ЛЕТ ИССЛЕДОВАНИЙ

С.А. Пикуз

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [pikuz@mail.ru](mailto:pikuz@mail.ru)*

Х-пинч был предложен и реализован в 1982 году в лаборатории Проблем новых ускорителей ФИАН. Его идея возникла на волне широкого развития исследований быстрых Z-пинчей, основанных на взрыве проводников в мощных наносекундных генераторах тока. Эти генераторы появились в экспериментальной физике в начале 70-х годов и были первоначально предназначены для получения сильноточных электронных пучков в простой диодной схеме с взрывоэмиссионным катодом. Использование таких генераторов с нагрузкой диода в виде тонкого проводника привело к созданию нового класса источников плотной высокотемпературной плазмы (под этим термином обычно имеется в виду плазма с температурой большей, по крайней мере, 100 эВ и имеющей плотность большую чем  $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Сам по себе взрыв проволочек исследовался с начала 50-х годов, правда с другими целями, однако, параметры имеющихся в то время установок не позволяли достигнуть указанного выше состояния вещества. Взрывающаяся проволочка создает первоначально очень плотную нагрузку и разлет вещества не может быть остановлен магнитным полем медленно нарастающего тока. Именно поэтому только наносекундные ( $t \ll 1 \text{ мкс}$ ) генераторы с амплитудой тока большей 100 кА позволили создать условия для генерации высокотемпературной плазмы. Довольно быстро появились нагрузки, состоящие из нескольких параллельных проволочек, что существенно улучшало согласование низкоимпедансных генераторов с нагрузкой и увеличивало эффективность передачи энергии в плазму. В этом направлении достигнуты грандиозные успехи в экспериментах по сжатию сверхмощным импульсом тока цилиндрической нагрузки, состоящей из нескольких сотен тонких проводников. На установке ZR (27 МА, 100 нс) удалось получить импульсы рентгеновского излучения с до сих пор не превзойденными (даже на установке NIF) параметрами (350 ТВт в излучении с энергией > 100 эВ).

Идея Х-пинча возникла в ходе экспериментов по взрывающимся проволочкам и поиска различных путей улучшения согласования генератора с нагрузкой и получения высокотемпературной плазмы в заданном месте пространства. Для этого была предложена нецилиндрическая конфигурация нагрузки, геометрически простейшая и легко реализуемая на практике, представляющая собой две проволочки, перекрещенные в виде буквы Х внутри сильноточного диода. Х-пинч оказался настолько своеобразным и интересным, что положил начало нескольким направлениям научных исследований. Исследования Х-пинча как плазменного объекта дали очень много для понимания таких фундаментальных физических процессов как формирование перетяжек в Z-пинчах, образование горячих точек и радиационный коллапс, возбуждение рентгеновских спектров в сверхплотной плазме, привели к разработке новых диагностических методик и созданию приборов с рекордными характеристиками. Х-пинч оказался источником мягкого рентгеновского излучения с уникальными параметрами. Микронные размеры и пикосекундная длительность излучающей области Х-пинча позволили использовать его в проекционной рентгенографии и абсорбционной спектроскопии быстропротекающих процессов, в частности взрывающихся проволочек и проволочных сборок. Полученные экспериментальные результаты кардинально изменили представление об этих процессах и позволили создать их адекватные модели. Х-пинчи в настоящее время исследуются и используются во многих лабораториях мира и реализованы на установках с токами от 70 кА до 7 МА, при этом получены рекордные значения параметров вещества и излучательных характеристик плазмы.



## МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ ИНЕРЦИОННОГО СИНТЕЗА В РОССИИ

Е.В. Грабовский

ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Москва, Россия, [angara@triniti.ru](mailto:angara@triniti.ru)

Использование мощных импульсных электрических генераторов для разработки путей к зажиганию термоядерной реакции в последние годы в России проводится в нескольких центрах. Установки с мощностью в несколько тераватт и токами в несколько мегампер имеются в Курчатовском Институте (Москва), ГНЦ РФ ТРИНИТИ (Троицк), РФЯЦ ВНИИЭФ (Саров) и ИСЭ РАН (Томск). В этих институтах ведутся эксперименты, направленные, в основном, на генерацию рентгеновского излучения при сжатии Z-пинчей для изучения различных схем с непрямым облучением термоядерной мишени. Проводятся работы по отработке элементов установок следующего поколения, способных создать ток в десятки - вплоть до ста - мегампер с фронтом нарастания 0.1-0.2 микросекунды.

В Курчатовском Институте на установке С-300 проводятся исследования по физике Z-пинчей из вложенных проволочных сборок. На С-300 получены интересные результаты по столкновению внешнего и внутреннего проволочных лайнеров при токе 3 МА [1]. В РФЯЦ-ВНИИЭФ проведены исследования по сжатию каскадных проволочных лайнеров с помощью взрывных генераторов. На взрывных генераторах проведены эксперименты с током 10 МА и фронтом < 1 мкс [2]. В этих экспериментах получен выход рентгеновского излучения в несколько сотен килоджоулей. Исследуются различные типы обострителей для сокращения фронта импульса тока с нескольких микросекунд до 100-200 нс. Рассматриваются как электровзрывные конструкции, так и плазменные прерыватели тока [3]. В ГНЦ РФ ТРИНИТИ на установке Ангара-5-1 исследуются проволочные лайнеры различных типов: цилиндрические и конические. Разработана и экспериментально проверена конструкция проволочных квазисферических лайнеров [4]. Показано, что в них происходит трехмерное сжатие. Оно приводит к значительному повышению плотности потока излучения на конечной стадии сжатия.

В ИСЭ РАН разработана ячейка LTD, позволяющая создавать мощные установки на основе сложения мощности многих таких ячеек. Разработанная ячейка на низкоиндуктивных конденсаторах и специально разработанных многоискровых разрядниках позволяет создавать импульс с фронтом 100 нс и амплитудой тока 0.1 МА без формирующих линий [5]. В этом институте проведены эксперименты с трансформатором тока, работающем в условиях вакуумной изоляции и ППТ. Найден режимы, при которых возможно увеличение мощности на нагрузке при одновременном сокращении фронта импульса тока до 100 нс [6].

В ИММ РАН, РФЯЦ ВНИИЭФ, РИЦ КИ разработаны 2D и 3D коды для описания сжатия Z-пинчей в экспериментах на мощных импульсных генераторах. Разработанный в ИММ РАН код проверен на экспериментах со сложной формой импульса излучения [7]. Показано, что при использовании квазисферических лайнеров из оптимально подобранных смесей веществ можно надеяться на достижение зажигания термоядерной мишени на уровне тока 40-50 МА.

В ГНЦ РФ ТРИНИТИ начато строительство термоядерной установки Байкал с током 50 МА для проведения экспериментов по зажиганию термоядерной мишени.

### Литература

- [1]. Калинин Ю.Г., Кингсеп А.С., Смирнов В.П., и др., Физика плазмы, 2006, 32, 714.
- [2]. Selemir V.D., Demidov V.A., Repin P.B., IEEE Trans. on Plasma Science, 2010, 38, 1754.
- [3]. Selemir V.D., Demidov V.A., Boriskin A.S., et al., *ibid.*, 1762.
- [4]. Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Смирнов В.П. и др., ПЖЭТФ, 2009, 89, 371.
- [5]. Kim A.A., Mazarakis M.G., Sinebryukhov V.A., et al., Phys. Rev. ST AB, 2009, 12, 050402.
- [6]. Chuvatin A.S., Kim A.A., Kokshenev V.A., et al., Laser Part. Beams, 2010, 28, 361.
- [7]. Грабовский Е.В., Александров В.В., Волков Г.С. и др., Физика плазмы, 2008, 34, 885.