

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

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

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
Научно-технологический центр ПЛАЗМАИОФАН  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
Центр лазерной технологии и материаловедения

# **XLIV МЕЖДУНАРОДНАЯ ЗВЕНИГОРОДСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ И УПРАВЛЯЕМОМУ ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ**

**13 – 17 февраля 2017 г.**

**г. Звенигород**

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ**

**Финансовая поддержка:**

Российский фонд фундаментальных исследований  
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
Федеральное агентство научных организаций России  
Научно-технологический центр ПЛАЗМАИОФАН  
Проектный центр ИТЭР ГК РОСАТОМ

Москва, 2017

УДК 533.9  
PACS 52.20-52.75  
ББК 22.333  
Т22

**XLIV Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу  
13 – 17 февраля 2017 г., г. Звенигород. Сборник тезисов докладов  
М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2017 г. – 342 с.**

В сборник включены тезисы докладов по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, представленные на XLIV Международную Звенигородскую конференцию по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу учеными из институтов Российской академии наук, Федерального агентства научных организаций России, научных организаций Министерства образования и науки Российской Федерации, российских предприятий Государственной корпорации РОСАТОМ, Национального Исследовательского Центра «Курчатовский институт», университетов и высших учебных заведений России, стран СНГ, научных центров стран Европейского Союза, США, Японии и других организаций.

**Конференция проводится при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-02-20023).**

**Составители:**

Л.М. Коврижных, В.А. Иванов, И.А. Гришина, М.Л. Нагаева,  
А.Ф. Александров, В.С. Воробьев, Р.В. Степанов, А.И. Мещеряков

Макет – И.А. Гришина, М.Л. Нагаева, С.Н. Сатунин

ISBN 978-5-9903264-7-7  
© ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН»  
© Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
© Авторы, 2017

## **RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES**

Scientific Council on Plasma Physics, Russian Academy of Sciences  
Scientific Council on the Complex Problem “Physics of Low Temperature Plasma”,  
Russian Academy of Sciences  
Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences  
Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences

Science and Technology Center PLASMAIOFAN  
National Research Center “Kurchatov Institute”  
Lomonosov Moscow State University  
Center of Laser Technology and Materials Science

# **XLIV International Zvenigorod Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion**

**February 13-17, 2017**

**Zvenigorod**

## **BOOK OF ABSTRACTS**

### **Financial Support**

Russian Foundation for Basic Research  
National Research Center “Kurchatov Institute”  
Federal Agency of the Scientific Organizations of Russia  
Science and Technology Center PLASMAIOFAN  
Project Center ITER, State Corporation ROSATOM

Moscow, 2017

PACS 52.20–52.75

**XLIV International Zvenigorod Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion.  
February 13-17, 2017, Zvenigorod. Book of Abstracts  
Moscow: Science and Technology Center PLASMAIOFAN, 2017 – pp. 342**

This book includes the abstracts on plasma physics and controlled fusion presented at the **XLIV International Zvenigorod Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion** in 2017 by scientists from the institutes of Russian Academy of Sciences and Federal Agency of Scientific Organizations of Russia, scientific organizations of the Ministry of Education and Science of Russian Federation, Russian State Corporation ROSATOM, National Research Center “Kurchatov Institute” (Russia), the leading universities and institutes of higher education of Russia, as well as from scientific centers of the Commonwealth of Independent States (CIS), EU, USA, Japan and other countries

**The conference is supported in part by the Russian Foundation for Basic Research (project no. 17-02-20023).**

**Compiled by:**

L.M. Kovryzhnych, V.A. Ivanov, I.A. Grishina, M.L. Nagaeva, A.F. Aleksandrov,  
V.S. Vorobyev, R.V. Stepanov, A.I. Meshcheryakov

**Layout by:**

I.A. Grishina, M.L. Nagaeva, S.N. Satunin

ISBN 978-5-9903264-7-7

© Science and Technology Center PLASMAIOFAN

© Prokhorov General Physics Institute, RAS

© Authors, 2017

### **Программный комитет**

Коврижных Л.М.	доктор физико-математических наук, ИОФ РАН, сопредседатель
Фортов В.Е.	академик РАН, ОИВТ РАН, сопредседатель
Александров А.Ф.	доктор физико-математических наук, МГУ
Воробьев В.С.	доктор физико-математических наук, ОИВТ РАН
Готт Ю.В.	доктор физико-математических наук, НИЦ «Курчатовский институт»
Гребенщиков С.Е.	кандидат физико-математических наук, ИОФ РАН
Гусаков Е.З.	доктор физико-математических наук, ФТИ РАН
Гуськов С.Ю.	доктор физико-математических наук, ФИАН
Денисов Г.Г.	член корреспондент РАН, ИПФ РАН
Иванов В.А.	кандидат физико-математических наук, ИОФ РАН
Косый И.А.	доктор физико-математических наук, ИОФ РАН
Красильников А.В.	доктор физико-математических наук, Проектный Центр ИТЭР
Лебедев Ю.А.	доктор физико-математических наук, ИНХС РАН
Мещеряков А.И.	кандидат физико-математических наук, ИОФ РАН
Пастухов В.П.	доктор физико-математических наук, НИЦ «Курчатовский институт»
Розанов В.Б.	доктор физико-математических наук, ФИАН
Рухадзе А.А.	доктор физико-математических наук, ИОФ РАН
Сон Э.Е.	академик РАН, ОИВТ РАН
Окс Е.	профессор, Обернский университет, Оберн, Алабама, США
Дж. Онгена	профессор, Королевская Военная академия Бельгии, Брюссель
Степанов Р.В.	научный сотрудник, ФИАН
Фогель Н.	профессор, Технический университет, Кемниц, Германия

### **Организационный комитет**

Иванов В.А.	кандидат физико-математических наук, ИОФ РАН, председатель
Гришина И.А.	кандидат физико-математических наук, ИОФ РАН, секретарь
Васильков Д.Г.	кандидат физико-математических наук, ИОФ РАН, зам. председателя
Воронова Е.В.	младший научный сотрудник, ИОФ РАН
Камолова Т.И.	кандидат технических наук, ЦЛТМ
Нагаева М.Л.	кандидат физико-математических наук, НТЦ ПЛАЗМАИОФАН
Сатунин С.Н.	научный сотрудник, ИОФ РАН

### **International Advisory Board**

Sergei Bulanov – National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology (QST), Japan & A.M. Prokhorov General Physics Institute of RAS, Russia  
Eric Esarey – Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, USA  
Tetsuya Kawachi – QST, Japan  
Sergei Krasheninnikov – University of California in San Diego, California, USA  
Francesco Pegoraro – Universita' di Pisa, Italy  
Boris Sharkov – Facility for Antiproton and Ion Research GmbH, Darmstadt, Germany  
Arie Zigler – Hebrew University, Jerusalem, Israel  
Andrey Smolyakov - University of Saskatchewan, Saskatoon, Saskatchewan, Canada

## СОДЕРЖАНИЕ

сборника тезисов докладов XLIV Международной Звенигородской конференции  
по физике плазмы и УТС

Разделы, авторы и названия докладов	Страницы
<b>ОБЗОРНЫЕ ДОКЛАДЫ</b>	<b>37-51</b>
<sup>1</sup> Пастухов В.П., <sup>1</sup> Арсенин В.В., <sup>1</sup> Кукушкин А.Б., <sup>2</sup> Курнаев В.А., <sup>1</sup> Морозов Д.Х., <sup>3</sup> Трубникова О.Б., <sup>1</sup> Трубников А.С. ( <sup>1</sup> НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup> НИЯУ МИФИ, Москва, Россия, <sup>3</sup> ИБР РАН, Москва, Россия) В ПАМЯТЬ О БОРИСЕ АНДРЕЕВИЧЕ ТРУБНИКОВЕ	37
Красильников А.В., Химченко Л.Н. (ЧУ ГК РосАтом «Проектный центр ИТЭР») ИТЭР. ХОД СООРУЖЕНИЯ, РЕФОРМЫ И ОПТИМИЗАЦИЯ ГРАФИКА РАБОТ	38
Онгена Дж. (Лаборатория физики плазмы, ERM-KMS, Брюссель, Бельгия) ПОСЛЕДНИЕ ЕВРОПЕЙСКИЕ ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ НА ПУТИ К СТРОИТЕЛЬСТВУ РЕАКТОРОВ ITER И DEMO	39
<u>Сарычев Д.В.</u> , Булдаков М.А., Вершков В.А., Грашин С.А., Днестровский Ю.Н., Кирнева Н.А., Ключников Л.А., Крупин В.А., Мельников А.В., Неудачин С.В., Ноткин Г.Е., Нургалиев М.Р., Павлов Ю.Д., Саврухин П.В., Шелухин Д.А. и команда Т-10 (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) ОБЗОР НЕДАВНИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ТОКАМАКЕ Т-10 С ПОЛНОСТЬЮ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ	40
Мирнов С.В. (НИЯУ МИФИ, Москва, Россия) 55 ЛЕТ ЭВОЛЮЦИИ ТОКАМАКОВ. ВИДИМЫЕ ПРЕДЕЛЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ	41
<u>Лебедев С.В.</u> , Аскинази Л.Г., Белокуров А.А., Гин Д.Б., Жубр Н.А., Корнев В.А., Тукачинский А.С., Шевелев А.Е. (ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия) ЭНЕРГИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА	42
<sup>1</sup> Андреев С.Н., <sup>1</sup> Бармина Е.В., <sup>2</sup> Калинников В.Г., <sup>1</sup> Симакин А.В., <sup>2</sup> Смирнов А.А., <sup>2</sup> Стегайлов В.И., <sup>2</sup> Тютюнников С.И., <sup>1</sup> Шафеев Г.А., <sup>1</sup> Щербаков И.А. ( <sup>1</sup> ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup> ОИЯИ, Дубна, Московская область, Россия) НЕЛИНЕЙНОЕ ТУШЕНИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ ЦЕЗИЯ-137	43
Стрелков П.С. (ИОФ РАН, Москва, Россия) ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ СВЧ ЭЛЕКТРОНИКА	44
<u>Иванов А.А.</u> , Багрянский П.А., Беклемишев А.Д., Бурдаков А.В. (ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия) БУДУЩЕЕ ОТКРЫТЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА	45
Иосилевский И.Л. (ОИВТ РАН, Москва, Россия, МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Московская область, Россия) ЭНТРОПИЙНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ЗОНЫ АНОМАЛЬНОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ	46
Сасоров П.В. (ИПМ РАН, Москва, Россия) ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КАПИЛЛЯРНЫХ РАЗРЯДАХ	47

- <sup>1,2</sup>Гусейн-заде Н.Г., <sup>3</sup>Синкевич О.А. (<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>Российский национальный исследовательский медицинский университет им. Н.И. Пирогова, г. Москва, Россия, <sup>3</sup>НИУ МЭИ, Москва, Россия) 48  
 РОЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ГЕНЕРАЦИИ АТОМОСФЕРНЫХ ВИХРЕЙ (ТОРНАДО)
- <sup>1</sup>Франк А.Г., <sup>2</sup>Артемьев А.В., <sup>2</sup>Зеленый Л.М. (<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИКИ РАН, Москва, Россия) 49  
 ТОКОВЫЕ СЛОИ В ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ И В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ
- Савельев А.Б. (МГУ, Москва, Россия, Международный лазерный центр МГУ, Москва, Россия) 50  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ
- <sup>1</sup>Соловьев А.А., <sup>1</sup>Бурдонов К.Ф., <sup>1</sup>Еремеев А.А., <sup>1</sup>Гинзбург В.Н., <sup>1</sup>Хазанов Е.А., <sup>1</sup>Кочетков А.А., <sup>1</sup>Кузьмин А.А., <sup>1</sup>Шайкин И.А., <sup>1</sup>Шайкин А.А., <sup>1</sup>Яковлев И.В., <sup>1</sup>Сладков А.Д., <sup>1</sup>Коржиманов А.В., <sup>2</sup>Revet G., <sup>2</sup>Chen S.N., <sup>3</sup>Пикуз С.А., <sup>3</sup>Скобелев И.Ю., <sup>3</sup>Рязанцев С.Н., <sup>3</sup>Алхимова М.А., <sup>3</sup>Филиппов Е.Д., <sup>3</sup>Пикуз Т.А., <sup>4</sup>Ciardi A., <sup>4</sup>Khlar B., <sup>1</sup>Стародубцев М.В., <sup>2</sup>Fuchs J. (<sup>1</sup>ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия, <sup>2</sup>Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, <sup>3</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>4</sup>LERMA, Observatoire de Paris, Paris, France) 51  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ И УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ НА СУБПЕТАВАТТНОМ ЛАЗЕРНОМ СТЕНДЕ PEARL
- Лукина Н.А., Летунов А.А., Сергейчев К.Ф. (ИОФ РАН, Москва, Россия) 52  
 ФАКЕЛЬНЫЙ СВЧ РАЗРЯД ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ТЕХНОЛОГИИ МРАСVD СИНТЕЗА АЛМАЗА
- ДОКЛАДЫ СЕКЦИИ «МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ» 55-120**
- Стрелков В.С., Днестровский А.Ю. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 55  
 ТОКАМАК - НАРАБОТЧИК ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА
- Неудачин С.В., Шелухин Д.А., Мустафин Н.А. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 56  
 ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛЬНЫХ И НЕЛОКАЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ВНУТРЕННИХ ТРАНСПОРТНЫХ БАРЬЕРОВ ОКОЛО ПОВЕРХНОСТИ q=1 В ТОКАМАКАХ
- Вершков В.А., Днестровский Ю.Н., Субботин Г.Ф., Черкасов С.В., Лысенко С.Е., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Шелухин Д.А. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 57  
 ЭКСПЕРИМЕНТЫ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДОВ ОТ ХОРОШЕГО К ПЛОХОМУ УДЕРЖАНИЮ ЧАСТИЦ В ОМИЧЕСКИХ И ЭЦР РАЗРЯДАХ ТОКАМАКА Т-10 ПРИ РАЗНЫХ ТОКАХ
- <sup>1</sup>Нургалиев М.Р., <sup>1</sup>Крупин В.А., <sup>1</sup>Ключников Л.А., <sup>1</sup>Немец А.Р., <sup>1,2</sup>Земцов И.А., 58

- <sup>1</sup>Днестровский А.Ю., <sup>1</sup>Сарычев Д.В., <sup>1</sup>Лисица В.С., <sup>1</sup>Грашин С.А., <sup>1</sup>Рыжаков Д.В.,  
<sup>1</sup>Сергеев Д.С., <sup>1</sup>Мустафин Н.А. (<sup>1</sup>НИИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия,  
<sup>2</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия)  
 РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЕРЕНОСА ЛЕГКИХ, СРЕДНИХ И  
 ТЯЖЕЛЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10
- <sup>1</sup>Шепетов С.В., <sup>1,2</sup>Васильков Д.Г. и <sup>1</sup>Хольнов Ю.В. (<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, 59  
<sup>2</sup>МГТУ им. Баумана, Москва, Россия)  
 О РОЛИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В  
 СТИМУЛИРОВАНИИ ТРАНСПОРТНЫХ ПЕРЕХОДОВ
- <sup>1</sup>Белокуров А.А., <sup>1</sup>Аскинази Л.Г., <sup>2</sup>Буланин В.В., <sup>1</sup>Гурченко А.Д., <sup>1</sup>Гусаков Е.З., 60  
<sup>1</sup>Жубр Н.А., <sup>3</sup>Kiviniemi Т.Р., <sup>1</sup>Корнев В.А., <sup>3</sup>Korpilo Т., <sup>1</sup>Крикунов С.В.,  
<sup>1</sup>Лебедев С.В., <sup>3</sup>Leerink S., <sup>4</sup>Machielsen M., <sup>3</sup>Niskala P., <sup>2</sup>Петров А.В.,  
<sup>1</sup>Тукачинский А.С., <sup>2</sup>Яшин А.Ю. (<sup>1</sup>ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <sup>2</sup>СПбПУ,  
 Санкт-Петербург, Россия, <sup>3</sup>Aalto University, Espoo, Finland, <sup>4</sup>Eindhoven University  
 of Technology, Netherlands)  
 ДИНАМИКА ЛН-ПЕРЕХОДА В ТОКАМАКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ГАМ И  
 ИНЖЕКЦИИ ЗАМОРОЖЕННЫХ МАКРОЧАСТИЦ
- Беклемишев А.Д. (ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, НГУ, Новосибирск, 61  
 Россия)  
 ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ КОНЦЕПЦИИ ГДМЛ
- Багрянский П.А., Аникеев А.В., <sup>1</sup>Аникеев М.А., <sup>2</sup>Господчиков Е.Д., Иванов А.А., 62  
 Коробейникова О.А., Коржавина М.С., Максимов В.В., Мурахтин С.В., Пинженин  
 Е.И., Приходько В.В., Солдаткина Е.И., Соломахин А.Л., <sup>2</sup>Шалашов А.Г.,  
 Яковлев Д.В. (ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>1</sup>НГУ, Новосибирск, Россия,  
<sup>2</sup>ИПФ РАН, Н.Новгород, Россия)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ  
 ЛОВУШКЕ: НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И БЛИЖАЙШИЕ ПЛАНЫ
- Бурдаков А.В., Поступаев В.В., Судников А.В. (ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 63  
 Россия, НГУ, Новосибирск, Россия, НГТУ, Новосибирск, Россия)  
 РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА МНОГОПРОБОЧНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ  
 ЛОВУШКАХ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ УТС
- <sup>1,2</sup>Бурдаков А.В., <sup>1,3</sup>Иванов И.А., <sup>1,3</sup>Скляр В.Ф. (<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 64  
 Россия, <sup>2</sup>НГТУ, Новосибирск, Россия, <sup>3</sup>НГУ, Новосибирск, Россия)  
 ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В  
 ОКРЕСТНОСТИ ВЕРХНЕГИБРИДНЫХ ЧАСТОТ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО  
 ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОМУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ
- Ананьев С.С., Спицын А.В., Кутеев Б.В., Чеботарев Р.С. (НИИЦ Курчатовский 65  
 институт, Москва, Россия)  
 МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ЭЛЕМЕНТАХ  
 ТОПЛИВНОЙ СИСТЕМЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН
- <sup>1,2</sup>Кукушкин А.С., <sup>3</sup>Сергеев В.Ю., <sup>1</sup>Кутеев Б.В. (<sup>1</sup>НИИЦ Курчатовский институт, 66  
 Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия, <sup>3</sup>СПбПУ, Санкт-Петербург,  
 Россия)  
 ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИВЕРТОРА ДЛЯ  
 РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН
- <sup>1</sup>Вертков А.В., Джурик А.С., <sup>1</sup>Жарков М.Ю., Лазарев В.Б., <sup>1</sup>Люблинский И.Е., 67



- Мирнов С.В., Отрощенко В.Г., Щербак А.Н. (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, округ Троицк, Россия, <sup>1</sup>АО «Красная Звезда», Москва, Россия)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СБОРА ЛИТИЯ КОЛЛЕКТОРНОЙ МИШЕНЬЮ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ В СИСТЕМЕ ЭМИТТЕР-КОЛЛЕКТОР НА ТОКАМАКЕ Т-11М 68
- <sup>1,2</sup>Мартынова И.А., <sup>1,2</sup>Иосилевский И.Л., <sup>3</sup>Шагайда А.А. (<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>МФТИ (ГУ), Москва, Россия, <sup>3</sup>ФГУП «Исследовательский центр им. М.В. Келдыша» Москва, Россия)  
 НЕЛИНЕЙНОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ МАКРОЗАРЯДОВ В КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЕ 69
- Господчиков Е.Д., Шалашов А.Г., Кутлин А.Г. (ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия)  
 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И КВАЗИ-ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ ВЕРХНЕГО ГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА В ПЛАЗМЕ С ВЫСОКИМ ЗНАЧЕНИЕМ  $\beta$  70
- Архипенко В.И., Симончик Л.В., Усачёнок М.С., <sup>1</sup>Алтухов А.Б., <sup>1</sup>Гурченко А.Д., <sup>1</sup>Гусаков Е.З. (Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь, <sup>1</sup>ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия)  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РАСПАДА НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ НА ДВА ВЕРХНЕГИБРИДНЫХ ПЛАЗМОНА В ПЛАЗМЕННОМ ФИЛАМЕНТЕ 71
- <sup>1</sup>Харчевский А.А., <sup>1</sup>Богачёв Н.Н., <sup>2</sup>Малахов Д.В., <sup>3</sup>Шелухин Д.А., <sup>1</sup>Нефедов В.И., <sup>2</sup>Скворцова Н.Н. (<sup>1</sup>МГУ МИРЭА, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>3</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия)  
 СИСТЕМА ФИЛЬТРАЦИИ ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДОППЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М 72
- <sup>1</sup>Маслов С.А., <sup>2</sup>Смирнов В.А., <sup>2</sup>Харчевский А.А. (<sup>1</sup>МГУ, Москва, Россия, <sup>2</sup>МГУ МИРЭА, Москва, Россия)  
 ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНЫХ ВИХРЕЙ И ПЛАЗМЫ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М 73
- Бахарев Н.Н., <sup>1</sup>Гончаров П.Р., Гусев В.К., Ибляминова А.Д., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Миронов М.И., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б. (ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <sup>1</sup>СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия)  
 УДЕРЖАНИЕ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ПОВЫШЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М 74
- Бишаев А.М., <sup>1</sup>Гавриков М.Б., Козинцева М.В., <sup>1,2</sup>Савельев В.В. (МГУ МИРЭА, Москва, Россия, <sup>1</sup>ИПМ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия)  
 ИНЖЕКЦИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ 75
- Беклемишев А.Д. (ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, НГУ, Новосибирск, Россия)  
 ПОТОКИ ПЛАЗМЫ В СОЛЕНОИДЕ С ВИНТОВОЙ ГОФРИРОВКОЙ ПОЛЯ 76
- <sup>1</sup>Воронин А.В., <sup>1</sup>Бахарев Н.Н., <sup>1</sup>Гусев В.К., <sup>2</sup>Горяинов В.Ю., <sup>1</sup>Ибляминова А.Д., <sup>1</sup>Новохацкий А.Н., <sup>1</sup>Поняев С.А., <sup>1</sup>Сахаров Н.В. (<sup>1</sup>ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <sup>2</sup>СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия)

РАЗРАБОТКА ИСТОЧНИКА ДЛЯ ПОДАЧИ ТОПЛИВА В ЦЕНТРАЛЬНУЮ ЗОНУ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА	
<u>Судников А.В.</u> , Беклемишев А.Д., Поступаев В.В., Бурдаков А.В., Иванов И.А., Васильева Н.Г., Куклин К.Н., Макаров А.Г., Сидоров Е.Н. ( <i>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, НГУ, Новосибирск, Россия</i> )	77
ОТКРЫТАЯ ЛОВУШКА С ВИНТОВЫМ УДЕРЖАНИЕМ	
Тимофеев А.В. ( <i>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия</i> )	78
О ВЛИЯНИИ СТОЛКНОВЕНИЙ НА ВОЛНЫ ВАН КАМПЕНА	
<sup>1</sup> Елисеев Л.Г., <sup>1</sup> Зенин В.Н., <sup>1</sup> Лысенко С.Е., <sup>1,2</sup> Мельников А.В. ( <sup>1</sup> <i>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия</i> )	79
ДИНАМИКА ГАМ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ЧАСТИЦ В ТОКАМАКЕ Т-10	
<u>Козинцева М.В.</u> , Бишаев А.М., Буш А.А., <sup>1</sup> Гавриков М.Б., Десятков А.В., Каменцев К.Е., <sup>1,2</sup> Савельев В.В., Воронченко С.А., Сазонов П.Г. ( <i>МТУ МИРЭА, Москва, Россия, <sup>1</sup>ИПМ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия</i> )	80
ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ ЛЕВИТИРУЮЩИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КАТУШЕК ЛОВУШЕК-ГАЛАТЕЙ	
<sup>1</sup> Баткин В.И., <sup>1,3</sup> Бурдаков А.В., <sup>1,2</sup> Бурмасов В.С., <sup>1,2</sup> Иванов И.А., Куклин К.Н., <sup>1</sup> Меклер К.И., <sup>1,2</sup> Поступаев В.В., <sup>1,2</sup> Полосаткин С.В., <sup>1</sup> Ровенских А.Ф. ( <sup>1</sup> <i>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия, <sup>3</sup>НГТУ, Новосибирск, Россия</i> )	81
ТРАНСПОРТИРОВКА ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В МНОГОПРОБОЧНОЙ ЛОВУШКЕ ГОЛ-3	
<sup>1,2</sup> Аржанников А.В., <sup>1,2</sup> Бурмасов В.С., <sup>1,2</sup> Иванов И.А., <sup>1</sup> Касатов А.А., <sup>1</sup> Макаров М.А., <sup>1</sup> Меклер К.И., <sup>1,2</sup> Поступаев В.В., <sup>1</sup> Ровенских А.Ф., <sup>1,2</sup> Синицкий С.Л., <sup>1,2</sup> Склярков В.Ф. ( <i>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия</i> )	82
СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО ПЛАЗМОЙ В ГОЛ-ПЭТ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ	
Арсенин В.В. ( <i>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия</i> )	83
НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ИЗ-ЗА КОНЕЧНОСТИ ПРОВОДИМОСТИ СТЕНКИ В ПРОСТОМ ИЗЛОЖЕНИИ	
<u>Хрипунов Б.И.</u> , Гуреев В.М., Койдан В.С., Корниенко С.Н., Латушкин С.Т., Муксунов А.М., Рязанов А.И., Семенов Е.В., Унежев В.Н. ( <i>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия</i> )	84
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬФРАМА В СТАЦИОНАРНОЙ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЕ ПОСЛЕ ЕГО ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ	
<sup>1,2</sup> Поступаев В.В., <sup>1,2</sup> Баткин В.И., <sup>1,2</sup> Беклемишев А.Д., <sup>1,3</sup> Бурдаков А.В., <sup>1,2</sup> Бурмасов В.С., <sup>1</sup> Горбовский А.И., <sup>1,2</sup> Иванов И. А., <sup>1</sup> Куклин К.Н., <sup>1</sup> Меклер К.И., <sup>1,3</sup> Полосаткин С.В., <sup>1</sup> Ровенских А.Ф., <sup>1</sup> Сидоров Е.Н., <sup>1</sup> Черноштанов И.С., <sup>1</sup> Юров Д.В. ( <sup>1</sup> <i>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия, <sup>3</sup>НГТУ, Новосибирск, Россия</i> )	85
СТАТУС РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ УСТАНОВКИ ГОЛ-NB	
<sup>1,2</sup> <u>Максимов В.В.</u> , <sup>1</sup> Пинженин Е.И. ( <sup>1</sup> <i>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия</i> )	86

- РЕГИСТРАЦИЯ ВЫХОДА DD РЕАКЦИИ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ В РЕЖИМАХ С ЭЦР НАГРЕВОМ 87
- <sup>1</sup>Соломахин А.Л., <sup>1</sup>Багрянский П.А., <sup>2</sup>Викторов М.Е., <sup>1,2</sup>Господчиков Е.Д.,  
<sup>1,2</sup>Лубяко Л.В., <sup>2</sup>Мансфельд Д.А., <sup>1</sup>Савкин В.Я., <sup>1,2</sup>Шалашов А.Г.,  
<sup>1</sup>Яковлев Д.В. (<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия)
- ЭЛЕКТРОННЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ 88
- Ключников Л.А., Крупин В.А., Нургалиев М.Р., Немец А.Р., Земцов И.А.,  
 Рыжаков Д.В., Сарычев Д.В., <sup>1</sup>Науменко Н.Н., Тугаринов С.Н. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>1</sup>ИФ НАН РБ, Минск, Республика Беларусь)
- ИЗУЧЕНИЕ ИОННОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10 89
- <sup>1,2</sup>Земцов И.А., <sup>1</sup>Крупин В.А., <sup>1</sup>Нургалиев М.Р., <sup>1</sup>Ключников Л.А., <sup>1</sup>Немец А.Р.,  
<sup>1</sup>Днестровский А.Ю., <sup>1</sup>Сарычев Д.В., <sup>1</sup>Лисица В.С., <sup>1</sup>Шурыгин В.А., <sup>1</sup>Грашин С.А.,  
<sup>1</sup>Рыжаков Д.В., <sup>1</sup>Сергеев Д.С., <sup>1</sup>Трухин В.М. (<sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия)
- МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТА ВОЛЬФРАМА В ПЛАЗМЕ Т-10 90
- Сычугов Д.Ю., Зотов И.В., <sup>1</sup>Касьянова Н.В., <sup>1</sup>Мельников А.В., <sup>1</sup>Сушков А.В.,  
<sup>2</sup>Садыков А.Д., <sup>2</sup>Шаповалов Г.В. (МГУ, Москва, Россия, <sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup>Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, г. Курчатов, Республика Казахстан)
- АНАЛИЗ СЦЕНАРИЕВ РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ ТОКАМАК Т-15 91
- <sup>1</sup>Алтухов А.Б., <sup>1</sup>Гурченко А.Д., <sup>1</sup>Гусаков Е.З., <sup>1</sup>Есипов Л.А., <sup>1</sup>Ирзак М.А.,  
<sup>2</sup>Кивиниеми Т., <sup>2</sup>Лирик С., <sup>2</sup>Нискала П. (<sup>1</sup>ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <sup>2</sup>Университет Аалто, Эспоо, Финляндия)
- СИНТЕТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ДОППЛЕРОВСКОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА ДЛЯ ОМИЧЕСКОГО РАЗРЯДА ТОКАМАКА ФТ-2 92
- Немец А.Р., Крупин В.А., Ключников Л.А., Нургалиев М.Р., Земцов И.А. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия)
- ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕСНОГО СОСТАВА ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С УГЛЕРОДНЫМ, ВОЛЬФРАМОВЫМ И ЛИТИЕВЫМ ЛИМИТЕРАМИ НА Т-10 93
- Рыжаков Д.В., Павлов Ю.Д., Борщеговский А.А., Горшков А.В., <sup>1</sup>Капралов В.Г.,  
 Ключников Л.А., Крылов С.В., Мальцев С.Г., Сергеев Д.С. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>1</sup>СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия)
- РЕЖИМ С УЛУЧШЕННЫМ УДЕРЖАНИЕМ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ДЕЙТЕРИЕВЫХ ПЕЛЛЕТ В ПЛАЗМУ ТОКАМАКА Т-10 С ВОЛЬФРАМОВОЙ И ЛИТИЕВОЙ ДИАФРАГМАМИ 94
- Курские Г.С., Сахаров Н.В., Щёголев П.Б., Бахарев Н.Н., Гусев В.К.,  
 Ибляминова А.Д., Киселев Е.О., Минаев В.Б., <sup>1</sup>Мирошников И.В., Патров М.И.,  
 Петров Ю.В., Солоха В.В., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю. (ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <sup>1</sup>СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия)
- ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ УДЕРЖАНИЯ ЭНЕРГИИ ОТ ТОКА ПЛАЗМЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М 95
- <sup>1</sup>Батанов Г.М., <sup>1,2</sup>Борзосек В.Д., <sup>3</sup>Глявин М.Ю., <sup>1,2</sup>Кончечков Е.М.,

- <sup>3</sup>Морозкин М.В., <sup>1,2</sup>Петров А.Е., <sup>3</sup>Седов А.С., <sup>1,2</sup>Степахин В.Д., <sup>1</sup>Харчев Н.К.,  
<sup>3</sup>Цветков А.И. (<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>Российский национальный  
 исследовательский медицинский университет им. Н.И. Пирогова, Москва,  
 Россия, <sup>3</sup>ИПФ РАН, г. Нижний Новгород, Россия)  
 ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ К-СПЕКТРА ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ  
 ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ J-2M
- <sup>1</sup>Гусаков Е.З., <sup>1</sup>Попов А.Ю., <sup>2</sup>Симончик Л.В., <sup>1</sup>Сысоева Е.В., <sup>2</sup>Усачёнок М.С. 96  
 (<sup>1</sup>ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <sup>2</sup>ИФ НАНБ, Минск, Беларусь)  
 ПОРОГ И ИНКРЕМЕНТ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РАСПАДА НЕОБЫКНОВЕННОЙ  
 ВОЛНЫ НА ДВА ВЕРХНЕГИБРИДНЫХ ПЛАЗМОНА В ПЛАЗМЕННОМ  
 ФИЛАМЕНТЕ
- Иванов Д.П., Мельников А.В., Коробов К.В. (НИИ Курчатовский институт, 97  
 Москва, Россия)  
 КОНЦЕПЦИОННАЯ РАЗРАБОТКА МАЛОАСПЕКТНОГО  
 СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ТОКАМАКА С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ  
 ПОЛЕМ (T15- C)
- <sup>1,2</sup>Солоха В.В., <sup>1</sup>Курские Г.С., <sup>1</sup>Мухин Е.Е., <sup>1</sup>Толстяков С.Ю., <sup>1</sup>Баженов А.Н., 98  
<sup>1,2</sup>Бабинов Н.А., <sup>1</sup>Букреев И.М., <sup>1</sup>Дмитриев А.М., <sup>1</sup>Кочергин М.М.,  
<sup>1</sup>Коваль А.Н., <sup>1</sup>Литвинов А.Е., <sup>1</sup>Масюкевич С.В., <sup>1</sup>Раздобарин А.Г.,  
<sup>1</sup>Самсонов Д.С., <sup>1</sup>Семёнов В.В., <sup>1</sup>Соловей В.А., <sup>3</sup>Чернаков П.В.,  
<sup>3</sup>Чернаков Ал.П., <sup>3</sup>Чернаков Ан.П., <sup>4,5</sup>Иваненко С.В., <sup>4,5</sup>Хильченко А.Д.,  
<sup>4</sup>Пурьга Е.А., <sup>4</sup>Квашнин А.Н. (<sup>1</sup>ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия,  
<sup>2</sup>СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия, <sup>3</sup>ЗАО «Спектрал-Тех», Санкт-  
 Петербург, Россия, <sup>4</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>5</sup>НГТУ,  
 Новосибирск, Россия)  
 СТАТУС ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЙЯНИЯ НА ТОКАМАКЕ  
 ГЛОБУС-М
- Щёголев П.Б., Минаев В.Б., Тельнова А.Ю., Бахарев Н.Н., <sup>1</sup>Гончаров П.Р., 99  
 Гусев В.К., Курские Г.С., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В.,  
 Толстяков С.Ю. (ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <sup>1</sup>СПбПУ, Санкт-  
 Петербург, Россия)  
 ИНЖЕКЦИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ПУЧКА ДЛЯ НАГРЕВА И ГЕНЕРАЦИИ  
 ТОКОВ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М, -M2
- Днестровский А Ю., <sup>1</sup>Гончаров П.Р. (НИИ Курчатовский институт, Москва, 100  
 Россия, <sup>1</sup>СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия)  
 СПЕКТРЫ ГОРЯЧИХ ИОНОВ В ТОКАМАКЕ ДЕМО-ТИН
- Булдаков М.А., Вершков В.А., Исаев М.Ю., Шелухин Д.А. (НИИ Курчатовский 101  
 институт, Москва, Россия)  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОРОИДАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ  
 ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ВДОЛЬ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ НА  
 ТОКАМАКЕ Т-10 И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ
- Тельнова А.Ю., Минаев В.Б., Щёголев П.Б., Авдеева Г.Ф., Бахарев Н.Н., 102  
 Гусев В.К., Курские Г.С., <sup>1</sup>Мирошников И.В., Петров Ю.В., Сахаров Н.В.,  
 Шевелев А.Е. (ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <sup>1</sup>СПбПУ, Санкт-Петербург,  
 Россия)  
 ВЛИЯНИЕ УВЕЛИЧЕНИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА  
 НАГРЕВ И УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В РАЗРЯДАХ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М С  
 НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ

- <sup>1</sup>Лахин В.П., <sup>1,2</sup>Ильгисонис В.И., <sup>1,2</sup>Сорокина Е.А., <sup>1,3</sup>Марусов Н.А. (<sup>1</sup> НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup> РУДН, Москва, Россия, <sup>3</sup> МФТИ (ГУ), Москва, Россия) 103  
ГРАДИЕНТНО-ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ХОЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЕ
- Подтурова О.И. (РУДН, Москва, Россия, НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 104  
БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АНСАМБЛЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ТОКАМАКА С МАГНИТНЫМ ОСТРОВОМ
- Гурченко А.Д., Алтухов А.Б., Гусаков Е.З., Есипов Л.А. (ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия) 105  
РАЗРАБОТКА ДИАГНОСТИКИ ФЛУКТУАЦИЙ РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2 МЕТОДОМ МИКРОВОЛНОВОГО ДОППЛЕРОВСКОГО УСИЛЕННОГО РАССЕЙЯНИЯ
- Токарев В.А., Гусев В.К., Хромов Н.А., Патров М.И., Петров Ю.В., Варфоломеев В.И. (ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия) 106  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М ПОДВИЖНЫМ ЗОНДОМ
- Мережкин В.Г., Муховатов В.С. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 107  
О ПРЕДЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ
- Саврухин П.В., Шестаков Е.А., Ермолаева А.И., Соломатин Р.Ю. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 108  
ФОРМИРОВАНИЕ ДУГОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ В ПЕРИФЕРИЙНЫХ ОБЛАСТЯХ ПЛАЗМЫ ПРИ РАЗВИТИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СРЫВА В ТОКАМАКЕ Т-10
- Ермолаева А.И., Шестаков Е.А., Саврухин П.В., Храменков А.В., Сушков А.В. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 109  
ДИАГНОСТИКА НАДТЕПЛООВОГО И ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ Т-15
- Шестаков Е.А., Ермолаева А.И., Саврухин П.В., Трухин В.М., Рыжаков Д.В., Соломатин Р.Ю., Грашин С.А., Храменков А.В., Сергеев Д.С. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 110  
ВЛИЯНИЕ СВЧ НАГРЕВА И РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА РАЗВИТИЕ МАГНИТНЫХ ОСТРОВОВ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10
- Капралов В.Г., <sup>1</sup>Павлов Ю.Д., Боровов А.Е., <sup>1</sup>Дремин М.М., <sup>1</sup>Крылов С.В., <sup>1</sup>Рыжаков Д.В., <sup>1</sup>Трубников А.С., Скоков В.Г., Елагин В.В., Харфуш Х.А., Седов К.С. (СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия, <sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 111  
КО- И КОНТР-ПЕЛЛЕТ-ИНЖЕКЦИЯ ТОПЛИВНЫХ МАКРОЧАСТИЦ В ТОКАМАК Т-10
- Капралов В.Г., <sup>1</sup>Дремин М.М., Харфуш Х.А., <sup>1</sup>Крылов С.В., Скоков В.Г., Боровов А.Е., Елагин В.В., Седов К.С., Шаров И.А. (СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия, <sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 112  
ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООВОГО СРЫВА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МАССИВНОГО ГАЗОНАПУСКА В ТОКАМАК Т-10

- Капралов В.Г., Елагин В.В., Кавеева Е.Г., Станкевич Л.А., <sup>1</sup>Дремин М.М., 113  
<sup>1</sup>Крылов С.В., Боровов А.Е., Харфуш Х.А., Седов К.С. (*СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия, <sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия*)  
 РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ РАСПОЗНАВАНИЯ ПРЕКУРСОРОВ В ВЕКТОРНЫХ СИГНАЛАХ
- <sup>1,2</sup>Сковородин Д.И., <sup>1,3</sup>Чернявский А.Т., <sup>1,2</sup>Багрянский П.А., <sup>1,2</sup>Мурахтин С.В., 114  
<sup>1</sup>Коробейникова О.А., <sup>1,2</sup>Солдаткина Е.И., <sup>1</sup>Коржавина М.С., <sup>1,2</sup>Аникеев М.А.,  
<sup>1,2</sup>Максимов В.В., <sup>1</sup>Лизунов А.А., <sup>4</sup>Дунаевский А., <sup>4</sup>Юшманов П.  
<sup>1,2</sup>Беклемишев А.Д. (*<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия, <sup>3</sup>НГТУ, Новосибирск, Россия, <sup>4</sup>Tri Alpha Energy Inc., California, USA*)  
 ВЛИЯНИЕ ГАЗОВЫХ УСЛОВИЙ В РАСШИРИТЕЛЕ ГДЛ НА УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЯЧЕЙКЕ
- Данилкин И.С. (*ИОФ РАН, Москва, Россия*) 115  
 НЕСТАЦИОНАРНОЕ МГД-ВОЗМУЩЕНИЕ ПЛАЗМЫ КРАТКИМ ФРОНТОМ ИМПУЛЬСА ЭЦН
- <sup>1</sup>Хольнов Ю.В., <sup>1,2</sup>Васильков Д.Г. и <sup>1</sup>Щепетов С.В. (*<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>МГТУ им. Баумана, Москва, Россия*) 116  
 ОБНАРУЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАТОРА Л-2М
- <sup>1,2</sup>Аникеев М.А., <sup>1,2</sup>Багрянский П.А., <sup>1,2</sup>Беклемишев А.Д., <sup>1</sup>Коржавина М.И., 117  
<sup>1</sup>Коробейникова О.А., <sup>1</sup>Лизунов А.А., <sup>1,2</sup>Максимов В.В., <sup>1,2</sup>Мурахтин С.В.,  
<sup>1,2</sup>Приходько В.В., <sup>1</sup>Савкин В.Я., <sup>1</sup>Сковородин Д.И., <sup>1</sup>Солдаткина Е.И.,  
<sup>1</sup>Яковлев Д.В., (*<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия*)  
 ИЗУЧЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ
- Харчев Н.К., Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Кончечков Е.М., 118  
 Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д. (*ИОФ РАН, Москва, Россия*)  
 РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В РАЗРЯДЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОЗДУХЕ И В ПЛАЗМЕ ПРИ ЭЦР НАГРЕВЕ ПАЧКОЙ МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ
- Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Малахов Д.В., Степахин В.Д. (*ИОФ РАН, Москва, Россия*) 119  
 ДИАГНОСТИКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА СТЕЛЛАТОРА Л-2М
- Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А., Летунов А.А., Терещенко М.А. 120  
 (*ИОФ РАН, Москва, Россия*)  
 ЛОКАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ЭЦР НАГРЕВА НА СТЕЛЛАТОРЕ Л-2М С ПОМОЩЬЮ СКАНИРУЮЩЕГО SXR СПЕКТРОМЕТРА
- ДОКЛАДЫ СЕКЦИИ «ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ» 123-168**
- <sup>1</sup>Гуськов С.Ю., <sup>1</sup>Демченко Н.Н., <sup>2</sup>Змитренко Н.В., <sup>1,2</sup>Кучугов П.А., <sup>1</sup>Розанов В.Б., 123  
<sup>1</sup>Степанов Р.В., <sup>1</sup>Яхин Р.А. (*<sup>1</sup>ФИАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИПМ РАН, Москва, Россия*)  
 СОПОСТАВЛЕНИЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИМПЛОЗИИ МИШЕНЕЙ ПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ

- Розанов В.Б., Вергунова Г.А. (*ФИАН, Москва, Россия*) 124  
 АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО СЖАТИЮ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ  
 НЕПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ NIF С ПОМОЩЬЮ  
 ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ И ПРИЧИНА НЕДОСТИЖЕНИЯ ЗАЖИГАНИЯ
- <sup>1,4</sup>Глазырин С.И., <sup>1,2</sup>Брантов А.В., <sup>1</sup>Карпов С.А., <sup>1</sup>Куратов А.С., <sup>1,3</sup>Потапенко И.Ф., 125  
<sup>1,2</sup> Быченков В.Ю. (<sup>1</sup>ЦФПИ ВНИИА, Москва, Россия, <sup>2</sup>ФИАН, Москва, Россия,  
<sup>3</sup>ИПМ РАН, Москва, Россия, <sup>4</sup>ИТЭФ НИЦ Курчатовский институт, Москва,  
 Россия)  
 НЕКЛАССИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМЕ ЛТС
- <sup>1,2</sup>Быченков В.Ю., <sup>3</sup>Розмус В. (<sup>1</sup>ФИАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ФГУП ВНИИА, Москва, 126  
 Россия, <sup>3</sup>Институт теоретической физики, Университет Альберты, Эдмонтон,  
 Канада)  
 АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИОННО-  
 ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
- <sup>1,2</sup>Корнеев Ф.А., <sup>1</sup>Бочкарев С.Г., <sup>1</sup>Брантов А.В., <sup>1</sup>Быченков В.Ю., <sup>1,2</sup>Гуськов С.Ю. 127  
 (<sup>1</sup>ФИАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия)  
 ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНЕЙ С  
 ЗАДАННОЙ КРИВИЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ
- Фролов А.А. (*ОИВТ РАН, Москва, Россия*) 128  
 ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ  
 ВОЗДЕЙСТВИИ НА КЛАСТЕРЫ
- Крауз В.И., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Велихов Е.П., Ананьев С.С., 129  
 Данько С.А., Калинин Ю.Г., Харрасов А.М., Виноградова Ю.В.,  
<sup>1</sup>Митрофанов К.Н., <sup>2</sup>Падух М., <sup>2</sup>Миклашевски Р., <sup>2</sup>Зелинска Е., <sup>3</sup>Садовски М.,  
<sup>3</sup>Складник-Садовска Е., <sup>3</sup>Квятковски Р. <sup>4</sup>Томашевски К., <sup>5</sup>Войтенко Д.А. (*НИЦ*  
*Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>1</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, округ Троицк,*  
*Москва, Россия, <sup>2</sup>ИФПЛМ, Варшава, Польша, <sup>3</sup>НЦЯИ, Отвок-Шверк, Польша,*  
*<sup>4</sup>ACS Ltd, Варшава, Польша, <sup>5</sup>ГНПО «СФТИ», Сухум, Абхазия)*  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНОГО  
 МОДЕЛИРОВАНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ НА УСТАНОВКАХ ПФ-3,  
 PF-1000 И КПФ-4
- Гурей А.Е., Никулин В.Я., Перегудова Е.Н., Полухин С.Н., Силин П.В. (*ФИАН,* 130  
*Москва, Россия*)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ  
 ВБЛИЗИ МОМЕНТА ИХ РОЖДЕНИЯ
- Белов А.А., <sup>1</sup>Калиткин Н.Н. (*МГУ, Москва, Россия, <sup>1</sup>ИПМ РАН, Москва, Россия*) 131  
 УТОЧНЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
- Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. (*ИПМ РАН, Москва, Россия*) 132  
 УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ С УЧЕТОМ ОБЪЕМА ИОННЫХ  
 ОСТОВОВ
- Ольховская О.Г., Гасилов В.А., Сасоров П.В. (*ИПМ РАН, Москва, Россия*) 133  
 МОДЕЛИРОВАНИЕ МГД НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ СЖАТИЯ Z-ПИНЧЕЙ
- Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Тиликин И.Н., Мингалеев А.Р., 134  
 Тер-Оганесьян А.Е., <sup>1</sup>Атоян Л., <sup>1</sup>Хаммер Д.А. (*ФИАН, Москва, Россия,*  
*<sup>1</sup>Корнельский университет, Итака, Нью-Йорк, США*)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТОНКИХ ФОЛЫГ В СИЛЬНОТОЧНОМ

РАЗРЯДЕ

- Пикуз С.А., Шелковнеко Т.А., Тиликин И.Н., Паркевич Е.В., Агафонов А.В., 135  
 Мингалеев А.Р., Романова В.М., <sup>1</sup>Хаммер Д.А. (*ФИАН, Москва, Россия,*  
<sup>1</sup>*Корнельский университет, Итака, Нью-Йорк, США*)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗРЫВА ОСТРИЙНОГО КАТОДА МЕТОДАМИ  
 ПРОЕКЦИОННОЙ РЕНТГЕНОГРАФИИ
- Жидков Н.В., Елин И.П., Тачаев Г.В., Куликов М.Е. (*РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров,* 136  
*Нижегородская область, Россия*)  
 ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА С  
 ПОМОЩЬЮ АКТИВАЦИИ ИНДИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ НА  
 УСТАНОВКЕ «ИСКРА-5»
- Белов И.А., Бельков С.А., Воронич И.Н., Деркач В.Н., Душина Л.А., Сизмин Д.В., 137  
 Стародубцев К.В. (*РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Нижегородская область, Россия*)  
 ОПТОВОЛОКОННОЕ СГЛАЖИВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ  
 ПОВЫШЕНИЯ ОДНОРОДНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ МИШЕНЕЙ
- Акимова И.В., Акунец А.А., Борисенко Н.Г., Громов А.И., Орехов А.С., 138  
 Толоконников С.М., <sup>1</sup>Пименов В.Г., <sup>2</sup>Baiwa Ch.K., <sup>2</sup>Chaurasia Sh., <sup>2</sup>Munda D.S.,  
<sup>2</sup>Rao U., <sup>2</sup>Rastogi V. (*ФИАН, Москва, Россия,* <sup>1</sup>*ИОХ РАН, Москва, Россия,* <sup>2</sup>*Babha*  
*Atomic Research Center, Thombay, Mumbai, India*)  
 МОДЕРНИЗИРОВАННЫЕ СЛОИ ИЗ НАНОЧАСТИЦ МЕТАЛЛА, В ТОМ  
 ЧИСЛЕ С ДОБАВКОЙ ПОЛИМЕРОВ, ДЛЯ МИШЕНЕЙ ПРЯМОГО И  
 НЕПРЯМОГО ЛТС И ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ДЛИННЫМИ И КОРОТКИМИ  
 ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
- <sup>1</sup>Пастухов А.В., <sup>2</sup>Даванков В.А., <sup>1</sup>Акунец А.А., <sup>1</sup>Борисенко Н.Г., <sup>1</sup>Орехов А.С., 139  
<sup>1</sup>Перваков К.А. (<sup>1</sup>*ФИАН, Москва, Россия,* <sup>2</sup>*ИНЭОС РАН, Москва, Россия*)  
 ПОЛЫЕ ОБОЛОЧКИ ИЗ ПОЛИ-АЛЬФА-МЕТИЛСТИРОЛА ДЛЯ МИШЕНЕЙ  
 ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА
- <sup>1</sup>Александрова И.В., <sup>1</sup>Акунец А.А., <sup>1</sup>Безотосный П.И., <sup>1</sup>Блохин И.С., 140  
<sup>1</sup>Гаврилкин С.Ю., <sup>1</sup>Иваненко О.М., <sup>1,2</sup>Корешева Е.Р., <sup>1</sup>Кошелев Е.Л., <sup>1</sup>Мицен К.В.,  
<sup>1</sup>Никитенко А.И., <sup>3</sup>Панина Л.В., <sup>1</sup>Тимашева Т.П. (<sup>1</sup> *ФИАН, Москва, Россия;* <sup>2</sup>*НИЯУ*  
*МИФИ, Москва, Россия;* <sup>3</sup>*НИТУ МИСиС, Москва, Россия*)  
 ПРИМЕНЕНИЕ ВТСП В СИСТЕМЕ ИНЖЕКЦИОННОЙ ДОСТАВКИ  
 КРИОГЕННЫХ МИШЕНЕЙ
- <sup>1</sup>Гуськов С.Ю., <sup>2</sup>Змитренко Н.В. (<sup>1</sup>*ФИАН, Москва, Россия,* <sup>2</sup>*ИПМ РАН, Москва,* 141  
*Россия*)  
 СФЕРИЧЕСКАЯ СХОДЯЩАЯСЯ УДАРНАЯ ВОЛНА, СФОРМИРОВАННАЯ В  
 РЕЗУЛЬТАТЕ НАГРЕВА ВЕЩЕСТВА ПОТОКОМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ,  
 ДЛЯ ЗАЖИГАНИЯ МИШЕНИ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА
- Долголева Г.В. (*ИПМ РАН, Москва, Россия*) 142  
 АНАЛИТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ КОНСТРУИРОВАНИЕ ТРЕХКАСКАДНОЙ  
 ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МИШЕНИ
- <sup>1</sup>Майоров С.А., <sup>2</sup>Бастыкова Н.Х., <sup>2</sup>Коданова С.К., <sup>2</sup>Рамазанов Т.С. (<sup>1</sup>*ИОФ РАН,* 143  
*Москва, Россия,* <sup>2</sup>*НИИ экспериментальной и теоретической физики Казахского*  
*национального университета имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан*)  
 ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЖАТИЯ ДЕЙТЕРИЙ-ТРИТИЕВОЙ  
 МИШЕНИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ И ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ



- <sup>1</sup>Майоров С.А., <sup>1</sup>Голятина Р.И., <sup>2</sup>Коданова С.К., <sup>2</sup>Рамазанов Т.С., <sup>3</sup>Кайканов М. 144  
 (<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИИ экспериментальной и теоретической физики  
 Казахского национального университета имени аль-Фараби, г. Алматы,  
 Казахстан, <sup>3</sup>Национальная лаборатория Астана, Назарбаев университет, г.  
 Астана, Казахстан)  
 РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ  
 В ПЛАЗМЕ ПОЗИТРОНИЯ, ПРОТИЯ, ДЕЙТЕРИЯ И ТРИТИЯ
- <sup>1</sup>Голятина Р.И., <sup>2</sup>Коданова С.К., <sup>2</sup>Рамазанов Т.С., <sup>1</sup>Майоров С.А. (<sup>1</sup>ИОФ РАН, 145  
 Москва, Россия, <sup>2</sup>НИИ институт экспериментальной и теоретической физики  
 Казахского национального университета имени аль-Фараби, г. Алматы,  
 Казахстан)  
 ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТРАЕКТОРИЙ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ,  
 РАССЧИТАННЫХ МЕТОДОМ МОНТЕ КАРЛО
- Сексембаев Ж.Б., <sup>1</sup>Кукулин В.И., Сахиев С.К., Баяхметов О.С. (Евразийский 146  
 Национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан, <sup>1</sup>НИИЯФ  
 МГУ, Москва, Россия)  
 КУЛОНОВСКИЕ ВЗРЫВЫ В ПЛАЗМЕ
- Милантьев В.П. (РУДН, Москва, Россия) 147  
 РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО  
 ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОН В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ
- <sup>1</sup>Вагин К.Ю., <sup>2</sup>Мамонтова Т.В., <sup>1,2</sup>Урюпин С.А. (<sup>1</sup>ФИАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ 148  
 МИФИ, Москва, Россия)  
 ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПРОДОЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ВОЛНЫ В  
 ХОЛОДНОЙ ФОТОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ
- <sup>1</sup>Карпов С.А., <sup>1,2</sup>Потапенко И.Ф., <sup>1,3</sup>Быченков В.Ю. (<sup>1</sup>ФГУП ВНИИА, Москва, 149  
 Россия, <sup>2</sup>ИПМ РАН, Москва, Россия, <sup>3</sup>ФИАН, Москва, Россия)  
 СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОННОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ФРОНТЕ  
 ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЫ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ
- <sup>1,2</sup>Вайс О.Е., <sup>1</sup>Бочкарев С.Г., <sup>3</sup>Тер-Аветисян С., <sup>1,2</sup>Быченков В.Ю. (<sup>1</sup>ФИАН, Москва, 150  
 Россия, <sup>2</sup>ФГУП ВНИИА, Москва, Россия, <sup>3</sup>Gwangju Institute of Science and  
 Technology, Republic of Korea)  
 ПРЯМОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ УЛЬТРАТОНИКОВЫХ МИШЕНЕЙ ДЛЯ  
 ДИАГНОСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА, СФОКУСИРОВАННОГО  
 ВНЕОСЕВЫМ ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ЗЕРКАЛОМ
- <sup>1</sup>Лобок М.Г., <sup>1,2</sup>Брантов А.В., <sup>1,2</sup>Быченков В.Ю. (<sup>1</sup>ЦФПИ ВНИИА, Москва, Россия, 151  
<sup>2</sup>ФИАН, Москва, Россия)  
 ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-  
 ИНИЦИИРОВАННОГО ИСТОЧНИКА ГАММА ИЗЛУЧЕНИЯ
- Кузнецов С.В. (ОИВТ РАН, Москва, Россия) 152  
 ГЕНЕРАЦИЯ КОРОТКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ  
 ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ РЕЗКОЙ ГРАНИЦЫ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ
- Богомоллов В.И., Дмитриев Ю.В., Игнатъев Н.Г., Коротков К.Е., Крапива П.С., 153  
 Москаленко И.Н., Москвичев В.А., Писков С.С. (ФГУП ВНИИА, Москва, Россия)  
 СИСТЕМА ПЕРЕДАЧИ АНАЛОГОВЫХ СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ  
 МОДУЛЯТОРОВ ИНТЕНСИВНОСТИ ПО СХЕМЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА-  
 ЦЕНДЕРА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

- Завьялов Н.В., Селемир В.Д., Репин П.Б., Гордеев В.С., Репьев А.Г., Орлов А.П., 154  
 Репин Б.Г., Мозговой А.Л., Страбыкин К.В. (*РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Нижегородская область, Россия*)  
 РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСА МРИ  
 НА УСТАНОВКЕ ГАММА-4
- Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Волков Г.С., Митрофанов К.Н., 155  
 Олейник Г.М., Фролов И.Н., Чуринов А.А., <sup>1</sup>Шевелько А.П., <sup>1</sup>Толстихина И.Ю.  
 (*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, округ Троицк, Москва, Россия, <sup>1</sup>ФИАН, Москва, Россия*)  
 ОБЛУЧЕНИЕ МОЩНЫМ ПОТОКОМ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО  
 ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНКОЙ Sn ПЛЕНКИ
- Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Браницкий А.В., 156  
 Грабовский Е.В., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. (*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, округ Троицк, Москва, Россия*)  
 ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЛАСТИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В  
 ПРОСТРАНСТВЕ МЕЖДУ КАСКАДАМИ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК
- Никулин В.Я., <sup>1</sup>Старцев С.А., Цыбенко С.П. (*ФИАН, Москва, Россия, <sup>1</sup>Финансовый университет, Москва, Россия*) 157  
 ДВИЖУЩИЕСЯ И СТАЦИОНАРНЫЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В  
 ПИНЧЕВЫХ РАЗРЯДАХ
- Джангобегов В.В., Олейник Г.М., Родионов Р.Н. (*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, округ Троицк, Москва, Россия*) 158  
 ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА МИКРОННЫХ ВОЛЬФРАМОВЫХ ПРОВОЛОК  
 ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПЛОЗИИ КВАЗИСФЕРИЧЕСКИХ ЛАЙНЕРОВ
- Ананьев С.С., Крауз В.И., Мьялтон В.В., Суслин С.В., Харрасов А.М. (*НИИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия*) 159  
 ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ  
 ПОТОКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ПЛАЗМОФОКУСНОМ РАЗРЯДЕ
- Войтенко Д.А., <sup>1</sup>Крауз В.И., <sup>1</sup>Ананьев С.С., Астапенко Г.И., Базиля А.Д., 160  
 Марколия А.И., Тимошенко А.П., <sup>2</sup>Митрофанов К.Н., <sup>1</sup>Мьялтон В.В.,  
<sup>1</sup>Харрасов А.М. (*ГНПО СФТИ, Сухум, Абхазия, <sup>1</sup>НИИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Россия*)  
 СТРУКТУРА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЕННЫХ  
 ПОТОКОВ, ФОРМИРУЕМЫХ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ С ИМПУЛЬСНЫМ  
 НАПУСКОМ ГАЗА
- Харрасов А.М., Ананьев С.С., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., 161  
<sup>1</sup>Войтенко Д.А., Крауз В.И., Мьялтон В.В. (*НИИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>1</sup>ГНПО СФТИ, Сухум, Абхазия*)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА В ПЛАЗМОФОКУСНОМ  
 РАЗРЯДЕ ПРИ ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИИ В ФОНОВОМ ГАЗЕ
- Долинский В.Ю., Гаранин С.Ф., Мамышев В.И., Макеев Н.Г., Шигаев Ю.С. 162  
 (*РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Нижегородская обл., Россия*)  
 МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СИЛЬНОТОЧНЫХ  
 РАЗРЯДАХ В СФЕРИЧЕСКИХ КАМЕРАХ С ПЛАЗМЕННЫМ ФОКУСОМ
- Романова В.М., Тиликин И.Н., Мингалеев А.Р., Паркевич Е.В., Шелковенко Т.А., 163  
 Пикюз С.А. (*ФИАН, Москва, Россия*)  
 Х-ПИНЧИ РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ КАК КОМПАКТНЫЕ ИСТОЧНИКИ

ЭУФ ИЗЛУЧЕНИЯ

Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Мишин С.Н., Мингалеев А.Р., Романова В.М., Паркевич Е.В. (ФИАН, Москва, Россия) 164

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЗРЫВА ТОНКИХ ФОЛЬГ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ПРОЕКЦИОННОЙ РЕНТГЕНОГРАФИИ

Иваненков Г.В. (ФИАН, Москва, Россия) 165

ЭЛЕКТРОНЫ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ЧАСТИЧНО ВЫРОЖДЕННОЙ ПЛАЗМЕ Х-ПИНЧА

Романов И.В., <sup>1</sup>Цыгвинцев И.П., Кологривов А.А., <sup>1</sup>Грушин А.С., <sup>2</sup>Паперный В.Л., Коробкин Ю.В., Рупасов А.А. (ФИАН, Москва, Россия, <sup>1</sup>ИПМ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИрГУ, Иркутск, Россия) 166

РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРУЕМОГО ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА МАЛОЙ МОЩНОСТИ

<sup>1</sup>Баронова Е.О., <sup>1</sup>Вихрев В.В., <sup>2</sup>Щеголев П.Б., <sup>2</sup>Петров Ю.В., <sup>2</sup>Курские Г.С. (<sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup>ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия) 167

РАЗРАБОТКА ОДНОМЕРНОГО ЧИСЛЕННОГО КОДА ДЛЯ РАСЧЕТА ТОКА, ГЕНЕРИРУЕМОГО ПУЧКОМ АТОМОВ, ИНЖЕКТИРУЕМЫМ В ПЛАЗМУ ТОКАМАКА

<sup>1</sup>Летунов А.А., <sup>1</sup>Скворцова Н.Н., <sup>1</sup>Харчев Н.К., <sup>1</sup>Малахов Д.В., <sup>2</sup>Соколов А.С. (<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>МГУ МИРЭА, Москва, Россия) 168

ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ РАЗРЯДОВ, ИНИЦИИРУЕМЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНА В ПОРШКОВЫХ СМЕСЯХ, ПО ОПТИЧЕСКИМ СПЕКТРАМ

**ДОКЛАДЫ СЕКЦИИ**

**171-246**

**«ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ»**

Апфельбаум Е.М. (ОИВТ РАН, Москва, Россия) 171

РАСЧЁТ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ МОЛИБДЕНА

Хомкин А.Л., Шумихин А.С. (ОИВТ РАН, Москва, Россия) 172

ЭФФЕКТЫ МЕТАЛЛИЗАЦИИ В ПЛОТНЫХ, ЗАКРИТИЧЕСКИХ ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Шпатаковская Г.В. (ИПМ РАН, Москва, Россия) 173

О ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ В СВОБОДНЫХ ИОНАХ ОТ ЗАРЯДА ЯДРА И СТЕПЕНИ ИОНИЗАЦИИ

Векленко Б.А. (ОИВТ РАН, Москва, Россия) 174

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОПЕРЕЧНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАКСВЕЛЛОВСКОЙ ЭЛЕКТРОН-ИОННОЙ ПЛАЗМЫ И ЛЕВО-ПРЕЛОМЛЯЮЩИЕ СРЕДЫ

Апфельбаум Е.М., Воробьев В.С. (ОИВТ РАН, Москва, Россия) 175

ЛИНИЯ ЕДИНИЧНОГО ФАКТОРА СЖИМАЕМОСТИ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ МЕТАЛЛОВ

Шахатов В.А., Лебедев Ю.А. (ИНХС РАН, Москва, Россия) 176

АНАЛИЗ ПРИМЕНИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ РАЗРЯДОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА ПО ИЗЛУЧЕНИЮ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА

- Ульянов К.Н. (ФГУП ВЭИ, Москва, Россия) 177  
 ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ОБРЫВА ТОКА ВАКУУМНОЙ ДУГИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ
- Лазукин А.В., Селивонин И.В., <sup>1</sup>Моралев И.А., Кривов С.А. (НИУ МЭИ, Москва, Россия, <sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия) 178  
 МОДИФИКАЦИЯ КОРОНИРУЮЩЕГО ЭЛЕКТРОДА В ПОВЕРХНОСТНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ
- Недоспасов А.В. (ОИВТ РАН, Москва, Россия) 179  
 УДЕРЖАНИЕ МАКРОЧАСТИЦ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ДРЕЙФОМ ИОНОВ
- Багдасаров Г.А., Сасоров П.В., Ольховская О.Г., Гасилов В.А., <sup>1</sup>Буланов С.В. (ИПМ РАН, Москва, Россия, <sup>1</sup>National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Kansai Photon Science Institute, Kyoto, Japan) 180  
 МОДЕЛИРОВАНИЕ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА В КАНАЛАХ РАЗЛИЧНОГО СЕЧЕНИЯ
- Бадриев И.Б., Желтухин В.С., <sup>1</sup>Чебакова В.Ю. (КНИТУ, Казань, Россия, <sup>1</sup>К(П)ФУ, Казань, Россия) 181  
 МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА (“ЛОКАЛЬНОЕ” И “НЕЛОКАЛЬНОЕ” ПРИБЛИЖЕНИЕ)
- Лисенков В.В. (ИЭ УрО РАН, Екатеринбург, Россия) 182  
 ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УБЕГАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В НАНОСЕКУНДНЫХ И СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДАХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ
- Иванов С.Н. (ИЭ УрО РАН, Екатеринбург, Россия) 183  
 СУБНАНОСЕКУНДНЫЙ ИСКРОВОЙ РАЗРЯД В ГАЗАХ ВЫСОКОГО И СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ
- Смоланов Н.А. (Мордовский государственный университет имени Н.П.Огарева, Саранск, Россия) 184  
 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРОЧАСТИЦ ИЗ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА
- Степанова О.М., <sup>1</sup>Пинчук М.Э., <sup>1</sup>Куракина Н.К., <sup>1</sup>Сподобин В.А., Халикова Л.Р., Кудрявцев А.А. (СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия, <sup>1</sup>ИЭЭ РАН, Санкт-Петербург, Россия) 185  
 ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ СТРУИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ПОТОКАХ ГЕЛИЯ
- <sup>1,2</sup>Абрамов И.С., <sup>2</sup>Семенов В.Е. (<sup>1</sup>ННГУ, Нижний Новгород, Россия, <sup>2</sup>ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия) 186  
 МОЩНЫЙ ИСТОЧНИК ТЕПЛА В ПОТОКЕ ГАЗА: ВОЗМОЖНЫЕ РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ И МЕХАНИЗМЫ ИХ УСТАНОВЛЕНИЯ
- Агафонов А.В., Огинов А.В., Родионов А.А., Шпаков К.В. (ФИАН, Москва, Россия) 187  
 ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ И ЭНЕРГИИ ГАММА-КВАНТОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ «УБЕГАЮЩИХ» ЭЛЕКТРОНОВ В

ВЫСОКОВОЛЬТНОМ АТМОСФЕРНОМ РАЗРЯДЕ

<sup>1,3</sup>Гончаров Е.С., <sup>2,3</sup>Ляхов А.Н., <sup>1,2,3</sup>Лосева Т.В. (<sup>1</sup>ЦФПИ ВНИИА, Москва, Россия, 188  
<sup>2</sup>ИДГ РАН, Москва, Россия, <sup>3</sup>МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Россия)

ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ  
ШУМАНОВСКОГО РЕЗОНАТОРА

Лосева Т.В., <sup>1</sup>Голубь А.П., Ляхов А.Н., Косарев И.Б. (ИДГ РАН, Москва, Россия, 189  
<sup>1</sup>ИКИ РАН, Москва, Россия)

ИОНОСФЕРНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ, ВЫЗВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ  
ЧЕЛЯБИНСКОГО БОЛИДА

Селивонин И.В., <sup>1</sup>Моралев И.А. (НИУ МЭИ, Москва, Россия, <sup>1</sup>ОИВТ РАН, 190  
Москва, Россия)

МЕТОДИКА ПОВЫШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ЗАРЯДА ДИЭЛЕКТРИКА В ДБР

Сироткин Н.А., Титов В.А. (ИХР РАН, Иваново, Россия) 191

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННОГО  
РАСПЫЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОЛИТНОГО КАТОДА И АНАЛИЗ СОСТАВА  
РАСПЫЛЯЕМЫХ ВОДНЫХ КЛАСТЕРОВ

Двинин С.А., <sup>1</sup>Довженко В.А., <sup>2</sup>Синкевич О.А. (МГУ, Москва, Россия, <sup>1</sup>ИФА РАН, 192  
Москва, Россия, <sup>2</sup>НИУ МЭИ, Москва, Россия)

К ТЕОРИИ ИОНИЗАЦИОННО ПОЛЕВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ  
ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА

Кармацкий Р.Е., <sup>1</sup>Казанский П.Н., <sup>1</sup>Моралев И.А. (НИУ МЭИ, Москва, Россия, 193  
<sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия)

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДУГОВОГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ  
ВБЛИЗИ СТЕНКИ ПРИ БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Аверин К.А., Лебедев Ю.А. (ИНХС РАН, Москва, Россия) 194

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЧ РАЗРЯДА В ЖИДКИХ С7-  
С16 УГЛЕВОДОРОДАХ

Балмашнов А.А., Бутко Н.Б., Калашников А.В., Калашников В.В., Степина С.П., 195  
Умнов А.М. (РУДН, Москва, Россия)

САМОВОЗБУЖДЕНИЕ НЧ ПРОДОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ИОНОВ В  
КОАКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ ЭЦР-ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ

Балмашнов А.А., Калашников А.В., Калашников В.В., Умнов А.М. (РУДН, 196  
Москва, Россия)

ОБЛАСТЬ УСТОЙЧИВОЙ ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В  
СЕРА-RX(C) ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СВЧ-ГЕНЕРАТОРА МАЛОЙ  
МОЩНОСТИ

Шахатов В.А., Лебедев Ю.А. (ИНХС РАН, Москва, Россия) 197

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ТРИПЛЕТНЫХ  
СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ  
НЕРАВНОВЕСНЫХ СВЧ РАЗРЯДОВ В ВОДОРОДЕ

Шапошников Р.А., Скалыга В.А., Голубев С.В., Изотов И.В. (ИПФ РАН, Нижний 198  
Новгород, Россия)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЦР РАЗРЯДА В ПОЛЕ ОДНОГО СОЛЕНОИДА,  
ПОДДЕРЖИВАЕМОГО МОЩНЫМ МИЛЛИМЕТРОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

ГИРОТРОНА

- Франк А.Г., Сатунин С.Н. (*ИОФ РАН, Москва, Россия*) 199  
СТРУКТУРА И ЭВОЛЮЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ТОКОВ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ, РАЗВИВАЮЩИХСЯ В 2D И 3D МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ С Х-ЛИНИЕЙ
- Герасимов А.В., Кирпичников А.П., Сабирова Ф.Р. (*КНИТУ, Казань, Россия*) 200  
ВОПРОС О ЗНАЧЕНИИ СКАЧКА ТЕМПЕРАТУР НА ГРАНИЦЕ ОСНОВНОЙ ЗОНЫ ТЕПЛООТВОДА ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ
- Горн А.А., Туев П.В., Лотов К.В., Соседкин А.П. (*ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, НГУ, Новосибирск, Россия*) 201  
ПРОБЛЕМА ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ АВАКЕ В ЦЕРН
- Морозова Т.И., Попель С.И. (*ИКИ РАН, Москва, Россия, МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Московская область, Россия*) 202  
НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ С ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМОЙ У ПОВЕРХНОСТИ ЛУНЫ
- Хомкин А.Л., Шумихин А.С. (*ОИВТ РАН, Москва, Россия*) 203  
О СВЯЗИ ПАРАМЕТРОВ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ МЕТАЛЛОВ С ИХ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ В ТВЁРДОМ СОСТОЯНИИ
- Астафьев А.М., Беляев В.Ю., Замчий Р.Ю., Кудрявцев А.А., Степанова О.М., Чен Ж. (*СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия, Аньхойский университет науки и технологии, Хуайнань, Аньхой, КНР*) 204  
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО МИКРОРАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ МЕЖДУ ПЛОСКИМ КАТОДОМ И ИГОЛЬЧАТЫМ АНОДОМ В ГЕЛИИ И АРГОНЕ
- Дятко Н.А., <sup>1</sup>Мещанов А.В., <sup>1</sup>Ионих Ю.З., <sup>1</sup>Иванов Д.О., Курносков А.К. (*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, округ Троицк, Москва, Россия, <sup>1</sup>СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия*) 205  
ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ АЗОТА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ПРИ ЗАЖИГАНИИ РАЗРЯДА В АРГОНЕ В ДЛИННОЙ ТРУБКЕ ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ ГАЗА И КОРОТКИХ ИНТЕРВАЛАХ МЕЖДУ ИМПУЛЬСАМИ
- Григорян Г.М., <sup>1</sup>Дятко Н.А., <sup>1</sup>Кочетов И.В. (*СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия, <sup>1</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, округ Троицк, Москва, Россия*) 206  
ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ В РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА В НЕОНЕ ПРИ ПЕРЕХОДЕ РАЗРЯДА ИЗ ДИФFUЗНОЙ ФОРМЫ В КОНТРАГИРОВАННУЮ
- Гавриков М.Б., Таюрский А.А. (*ИПМ РАН, Москва, Россия*) 207  
НЕЛИНЕЙНОЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ ДИССИПАТИВНОЙ ПЛАЗМОЙ
- Герман В.О., Глинов А.П., Головин А.П., Шалеев К.В. (*НИИ механики МГУ, Москва, Россия*) 208  
ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПРОТЯЖЕННОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ПОЛЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ВО ВНЕШНЕМ АЗИМУТАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ
- Глинов А.П., Головин А.П., Козлов П.В. (*НИИ механики МГУ, Москва, Россия*) 209  
НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУЙНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ

ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

- Демура А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С., <sup>1</sup>Розми Ф., Шурыгин В.А. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>1</sup>Университет Пьера и Марии Кюри, Париж, Франция) 210  
 СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИЭЛЕКТРОННОЙ РЕКОМБИНАЦИИ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ХАРТРИ-ФОКА
- <sup>1,2</sup>Агафонов А.В., <sup>2</sup>Кладко С.Г., <sup>2</sup>Масленников С.П., <sup>2</sup>Школьников Э.Я. (<sup>1</sup>ФИАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия) 211  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ «БЫСТРОГО СТАРТА» ПЕННИНГОВСКОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ ДЛЯ НЕЙТРОННОЙ ТРУБКИ
- <sup>1,2</sup>Агафонов А.В., <sup>2</sup>Степанов Д.С., <sup>2</sup>Школьников Э.Я. (<sup>1</sup>ФИАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия) 212  
 ГЕНЕРАЦИЯ ПОТОКОВ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В ИОННО-ОПТИЧЕСКОМ ТРАКТЕ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК
- <sup>1</sup>Агафонов А.В., <sup>2</sup>Тараканов В.П. (<sup>1</sup>ФИАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия) 213  
 ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ИОННЫМ ПОТОКОМ В ПЕННИНГОВСКОМ ИСТОЧНИКЕ ИОНОВ ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК
- Иванов С.Н., Лисенков В.В. (ИЭ УрО РАН, Екатеринбург, Россия) 214  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕНИ ФОРМИРОВАНИЯ СУБНАНОСЕКУНДНОГО ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В ГАЗАХ ВЫСОКОГО И СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ
- Галимзянов И.И., Каюмов Р.Р., Ахатов М.Ф., Гайсин Ф.М., Фахрутдинова И.Т. (КГТУ-КАИ, Казань, Россия) 215  
 ПУЛЬСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА МЕЖДУ КАПЕЛЬНО-СТРУЙНЫМ АНОДОМ И ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ КАТОДОМ
- Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М. (РУДН, Москва, Россия) 216  
 ОБ АНИЗОТРОПИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ ФОРМИРУЕМЫХ В ДЛИННОМ ПРОБКОТРОНЕ
- <sup>1</sup>Багаутдинова Л.Н., Валиев Р.И., <sup>1</sup>Гайсин А.Ф., <sup>1</sup>Гайсин Ф.М., Искаков И.М., <sup>1</sup>Садриев Р.Ш. (Набережночелнинский институт (филиал) К(П)ФУ, Набережные Челны, Россия, <sup>1</sup>КНИТУ, Казань, Россия) 217  
 ОПТИМАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА И ПАРАМЕТРЫ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ОЗОНА
- Ахатов М.Ф., Гайсин Аз.Ф., Галимзянов И.И., Каюмов Р.Р. (КНИТУ, Казань, Россия) 218  
 ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА МЕЖДУ КАПЕЛЬНО-СТРУЙНЫМ АНОДОМ И ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ ПРОТОЧНЫМ НЕОРГАНИЧЕСКИМ КАТОДОМ
- Эльдаров Ш.Ш. (ДГУ, Махачкала, Россия) 219  
 РАЗМЕРНОСТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ЭНЕРГОВВОДА В РАЗРЯДНЫЙ ПРОМЕЖУТОК
- Лебедев Ю.А., Татаринев А.В., Титов А.Ю., Эпштейн И.Л. (ИНХС РАН, Москва, Россия) 220

- ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ АНТЕННЫ НА ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОДНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА  
Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Косый И.А., Моряков И.В., 221  
 Тактакишвили М.И., Тарасова Н.М. (*ИОФ РАН, Москва, Россия*)
- СПЕКТР УФ ИЗЛУЧЕНИЯ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА  
Дубинов И.Д., Водопьянов А.В., Мансфельд Д.А., Сидоров А.В. (*ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия*) 222  
 ИСТОЧНИК АКТИВНОГО АТОМАРНОГО АЗОТА НА ОСНОВЕ ЭЦР РАЗРЯДА, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНОВ
- <sup>1</sup>Хирьянова А.И., <sup>1,2</sup>Ткаченко С.И. (<sup>1</sup>*МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Московская область, Россия*, <sup>2</sup>*ОИВТ РАН, Москва, Россия*) 223  
 ВЫЧИСЛЕНИЕ ТОКА, ПРОТЕКАЮЩЕГО ЧЕРЕЗ ТОЛСТОСТЕННУЮ ТРУБКУ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ИЗМЕРЕННОГО НА ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТРУБКИ
- <sup>1,2</sup>Паркевич Е.В., <sup>2</sup>Ткаченко С.И., <sup>1,3</sup>Агафонов А.В., <sup>1</sup>Мингалеев А. Р., 224  
<sup>1</sup>Романова В.М., <sup>1</sup>Шелковенко Т.А., <sup>1</sup>Пикуз С.А. (<sup>1</sup>*ФИАН, Москва, Россия*; <sup>2</sup>*МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Россия*; <sup>3</sup>*НИЯУ МИФИ, Москва, Россия*)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ В ДИОДЕ С ОСТРИЙНЫМ КАТОДОМ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ДАВЛЕНИЙ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ
- Пинчук М.Э., Будин А.В., Богомаз А.А., Лекс А.Г., Леонтьев В.В., 225  
 Позубенков А.А. (*ИЭЭ РАН, Санкт-Петербург, Россия*)  
 ИЗМЕРЕНИЯ В СИЛЬНОТОЧНОМ КАНАЛЕ РАЗРЯДА В ВОДОРОДЕ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ КОНТАКТНЫМИ МЕТОДАМИ ДИАГНОСТИКИ
- <sup>1,2</sup>Родионов А.А., <sup>1</sup>Агафонов А.В., <sup>1</sup>Огинов А.В., <sup>1</sup>Шпаков К.В., <sup>1,3</sup>Байдин И.С. 226  
 (<sup>1</sup>*ФИАН, Москва, Россия*, <sup>2</sup>*МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Московская обл., Россия*, <sup>3</sup>*НИЯУ МИФИ, Москва, Россия*)  
 ИССЛЕДОВАНИЯ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЙ РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ ЭРГ С ПОМОЩЬЮ МНОГОКАНАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА
- Сидоров Д.С., Водопьянов А.В., Разин С.В., Сидоров А.В. (*ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия*) 227  
 ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРЯДА, ИНИЦИИРОВАННОГО ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЕМ, В НЕОДНОРОДНОМ ПОТОКЕ ГАЗА
- Синцов С.В., Водопьянов А.В., Мансфельд Д.А., Сидоров А.В., Викторов М.Е. 228  
 (*ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия*)  
 МЕТОДЫ ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИИ АЗОТА ДЛЯ РОСТА НИТРИДНЫХ СОЕДИНЕНИЙ
- Вихрев В.В. (*НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия*) 229  
 ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ АТОМА ГЕЛИЯ
- Дроздовский А.А., Богданов А.В., Гаврилин Р.О., Голубев А.А., 230  
<sup>1</sup>Дроздовский С.А., <sup>1</sup>Канцырев А.В., <sup>1</sup>Панюшкин В.А., <sup>1</sup>Рудской И.В.,  
<sup>1</sup>Савин С.М., <sup>2</sup>Сасоров П.В. (<sup>1</sup>*ИТЭФ, Москва, Россия*, <sup>2</sup>*ИПМ РАН, Москва, Россия*)  
 ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ Z-ПИНЧА, ИНИЦИИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ



- Ахатов М.Ф., Гайсин Аз.Ф., Галимзянов И.И., Каюмов Р.Р., Фахрутдинова И.Т. 231  
(КНИТУ–КАИ, Казань, Россия)  
НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ КОЛЕБАНИЯ ТОКА РАЗРЯДА МЕЖДУ  
СТРУЙНЫМ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ АНОДОМ И ТВЕРДЫМ КАТОДОМ
- Гордеев А.В. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 232  
ШВИНГЕРОВСКОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ВБЛИЗИ СИНГУЛЯРНОСТИ И  
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЩЕСТВА И АНТИВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ
- Агафонов А.В., Байдин И.С., Огинов А.В., Родионов А.А., Шпаков К.В. (ФИАН, 233  
Москва, Россия)  
ДИНАМИКА И СПЕКТР ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРНОГО  
РАЗРЯДА
- <sup>1</sup>Смирнов С.А., <sup>2</sup>Титов В.А., <sup>1</sup>Овцын А.А., <sup>1</sup>Кадников Д.В. (<sup>1</sup>ИГХТУ, Иваново, 234  
Россия, <sup>2</sup>ИХР РАН, Иваново, Россия)  
ВЛИЯНИЕ ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ  
АРГОНА С ПОЛИЭТИЛЕНТЕРЕФТАЛАТОМ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ И  
КИНЕТИКУ ГЕНЕРАЦИИ АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ
- <sup>1</sup>Василькин Д.П., <sup>1</sup>Шикова Т.Г., <sup>2</sup>Кузьмичева Л.А., <sup>2</sup>Титов В.А. (<sup>1</sup>ИГХТУ, Иваново, 235  
Россия, <sup>2</sup>ИХР РАН, Иваново, Россия)  
НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ МОДИФИЦИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ  
ПЭТФ-ТКАНИ В ПЛАЗМЕ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ В АРГОНЕ
- Пацина А.С., Ефимов А.В., Казанский П.В. (ОИВТ РАН, Москва, Россия) 236  
ДИАГНОСТИКА ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЗОНЫ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ПРИ  
ИМПУЛЬСНОЙ ИНЖЕКЦИИ В АТМОСФЕРУ
- Кравченко Д.А. (ФГУП «Центр Келдыша», Москва, Россия) 237  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ ИОННОГО  
ДВИГАТЕЛЯ С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
- Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Васильков Д.Г., Воронова Е.В. (ИОФ РАН, 238  
Москва, Россия)  
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В  
ТОКОВЫХ СЛОЯХ, СОЗДАВАЕМЫХ В КРИПТОНЕ
- Ларкин А.С. (МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Россия, ОИВТ РАН, Москва, Россия) 239  
РАСЧЁТ КВАНТОВЫХ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ИМПУЛЬСУ  
МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО
- <sup>1,2</sup>Сайфутдинов А.И., <sup>1</sup>Фадеев С.А. (<sup>1</sup>КФУ, Казань, Россия, <sup>2</sup>СПбГУ, Санкт- 240  
Петербург, Россия)  
УПРАВЛЕНИЕ СТРУКТУРОЙ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ  
В АРГОНЕ С ПОМОЩЬЮ ОРГАНИЗАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ
- Томилин Д.А. (ФГУП «Центр Келдыша», Москва, Россия) 241  
ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА В СКРЕЩЕННЫХ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ НА ДИНАМИКУ ЭЛЕКТРОНОВ
- <sup>1</sup>Карасев В.Ю., <sup>1</sup>Дзलिएва Е.С., <sup>1</sup>Павлов С.И., <sup>2</sup>Майоров С.А. (<sup>1</sup>СПбГУ, Санкт- 242  
Петербург, Россия, <sup>2</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия)  
СОЗДАНИЕ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В СИЛЬНОМ  
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Агафонов А.В., Байдин И.С., <u>Огинов А.В.</u> , Пряничников А.А., Родионов А.А., Шпаков К.В. ( <i>ФИАН, Москва, Россия</i> )	243
ЭМИССИОННЫЕ И ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ПЛАЗМЕ АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА	
<u>Кармацкий Р.Е.</u> , <sup>1</sup> Казанский П.Н., <sup>1</sup> Моралев И.А., <sup>1</sup> Фирсов А.А., <sup>1</sup> Ефимов А.В. ( <i>НИУ МЭИ, Москва, Россия, <sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия</i> )	244
ИССЛЕДОВАНИЕ СИНТЕТИЧЕСКОЙ СТРУИ, СФОРМИРОВАННОЙ МГД АКТУАТОРОМ	
Цвентух М.М. ( <i>ФИАН, Москва, Россия</i> )	245
ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ВЗРЫВОЭМИССИОННЫХ ЯЧЕЕК КАТОДНОГО ПЯТНА В МОДЕЛИ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУЙ	
<sup>1,2</sup> Скворцова Н.Н., <sup>3</sup> Ахмадуллина Н.С., <sup>1</sup> Батанов Г.М., <sup>1</sup> Борзосеков В.Д., <sup>1</sup> Галаджева О.В., <sup>1</sup> Колик Л.В., <sup>1</sup> Кончечков Е.М., <sup>1</sup> Летунов А.А., <sup>1,2</sup> Малахов Д.В., <sup>1</sup> Образцова Е.А., <sup>1</sup> Петров А.Е., <sup>1</sup> Сарксян К.А., <sup>1</sup> Степахин В.Д., <sup>2</sup> Укрюков Г.В., <sup>1</sup> Харчев Н.К., <sup>4</sup> Шишилов О.Н. ( <i><sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>МТУ МИРЭА, Москва, Россия, <sup>3</sup>ИММ РАН, Москва, Россия, <sup>4</sup>МИТХТ, г. Москва, Россия</i> )	246
ЦЕПНЫЕ РЕАКЦИИ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНА В СМЕСЯХ ПОРОШКОВ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК	
<b>ДОКЛАДЫ СЕКЦИИ</b>	
<b>249-298</b>	
<b>«ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННЫХ И ЛУЧЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ»</b>	
<u>Змиевская Г.И.</u> , <sup>1</sup> Аверина Т.А. ( <i>ИППМ РАН, Москва, Россия, <sup>1</sup>Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, Новосибирск, Россия</i> )	249
ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ РАСПЛАВА КАРБИДА КРЕМНИЯ В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА	
Знаменская И.А. ( <i>МГУ, Москва, Россия</i> )	250
ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В СТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ	
<u>Филимонова Е.А.</u> , Бочаров А.Н., Битюрин В.А. ( <i>ОИВТ РАН, Москва, Россия</i> )	251
УПРАВЛЕНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕМ В КОМПРЕССИОННОМ ДВИГАТЕЛЕ С ГОМОГЕННЫМ ЗАРЯДОМ С ПОМОЩЬЮ СТРИМЕРНЫХ РАЗРЯДОВ	
<u>Куратов А.С.</u> , <sup>1</sup> Брантов А.В., <sup>1</sup> Алиев Ю.М., <sup>1</sup> Быченков В.Ю. ( <i>ФГУП ВНИИА, Москва, Россия, <sup>1</sup>ФИАН, Москва, Россия</i> )	252
ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ	
<u>Смоланов Н.А.</u> , Медведев А.В., Крапивин Д.Ю. ( <i>Мордовский государственный университет имени Н.П.Огарева, г. Саранск, Россия</i> )	253
ИЗНОСОСТОЙКИЕ ПОКРЫТИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО И ВЧ-МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДОВ	
<u>Корнев Р.А.</u> , Сенников П.Г., <sup>1</sup> Давыдов А.М., <sup>1</sup> Коссый И.А. ( <i>ИХВВ РАН, Нижний Новгород, Россия, <sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия</i> )	254
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВОССТАНОВЛЕНИЯ SiF <sub>4</sub> В ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ ВЧ И СВЧ-РАЗРЯДОВ	

- Амиров Р.Х., <sup>1</sup>Канашенко С.Л., Шавелкина М.Б., <sup>2</sup>Шаталова Т.Б. (*ОИВТ РАН, Москва, Россия, <sup>1</sup>НИИ биомедицинской химии, Москва, Россия, <sup>2</sup>МГУ, Москва, Россия*) 255  
 СИНТЕЗ ГРАФАНОВ В ПЛАЗМОСТРУЙНОМ РЕАКТОРЕ
- <sup>1</sup>Ананьев С.С., <sup>1,2</sup>Багдасаров Г.А., <sup>2,3</sup>Гасилов В.А., <sup>1</sup>Данько С.А., <sup>1</sup>Демидов Б.А., <sup>1</sup>Казаков Е.Д., <sup>1</sup>Калинин Ю.Г., <sup>1</sup>Курило А.А., <sup>1,2</sup>Ольховская О.Г., <sup>1</sup>Стрижаков М.Г., <sup>3</sup>Ткаченко С.И. (*<sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИПМ РАН, Москва, Россия, <sup>3</sup>МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Россия*) 256  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ В ДИОДНОМ ЗАЗОРЕ УСКОРИТЕЛЯ «КАЛЬМАР» ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭПОКСИДНЫХ МИШЕНЕЙ
- <sup>1</sup>Бардаков В.М., Иванов С.Д., Казанцев А.В., Строкин Н.А., Ступин А.Н. (*ИрНИТУ, Иркутск, Россия, <sup>1</sup>ИрГУПС, Иркутск, Россия*) 257  
 ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ПЛАЗМЫ ЧЕРЕЗ МАГНИТНЫЙ БАРЬЕР АЗИМУТАТОРА ПЛАЗМООПТИЧЕСКОГО МАСС-СЕПАРАТОРА
- Казак А.В., Симончик Л.В., <sup>1</sup>Нежвинская О.Е., <sup>1</sup>Дудчик Н.В. (*Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь, <sup>1</sup>РУП «Научно-практический центр гигиены», Минск, Беларусь*) 258  
 ИНАКТИВАЦИЯ ПЛАНКТОННЫХ МИКРООРГАНИЗМОВ И ИХ КОНСОЦИУМОВ ПЛАЗМЕННЫМИ СТРУЯМИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ
- Бабицкий В.С., Симончик Л.В., Усачёнок М.С. (*Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь*) 259  
 УПРАВЛЕНИЕ МОЩНЫМ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ
- Урюпин С.А., Фролов А.А. (*ФИАН, Москва, Россия, <sup>1</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия*) 260  
 ГЕНЕРАЦИЯ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН
- <sup>1</sup>Ернылева С.Е., Булейко А.Б., <sup>1</sup>Ульянов Д.К., <sup>2,3</sup>Лоза О.Т. (*<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>РУДН, Москва, Россия, <sup>3</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия*) 261  
 ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЛЯТИВИСТСКИЙ СВЧ-ГЕНЕРАТОР С ИНВЕРСНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ
- Туев П.В., Горн А.А., Лотов К.В., Соседкин А.П. (*ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, НГУ, Новосибирск, Россия*) 262  
 ФИЗИКА ЗАХВАТА СТОРОННИХ ЭЛЕКТРОНОВ КИЛЬВАТЕРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ ПЛАВНОМ НАРАСТАНИИ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ
- <sup>1,2</sup>Лазукин А.В., <sup>1</sup>Сердюков Ю.А., <sup>2</sup>Кривов С.А., <sup>3,4</sup>Грабельных О.И., <sup>3,4</sup>Корсукова А.В. (*<sup>1</sup>ИФР РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИУ МЭИ, Москва, Россия, <sup>3</sup>СИФИБР СО РАН, Иркутск, Россия, <sup>4</sup>ИГУ, Иркутск, Россия*) 263  
 ВЛИЯНИЕ ПРОДУКТОВ ПЛАЗМЫ ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА НА ДИНАМИКУ ВСХОЖЕСТИ ПРОТРАВЛЕННЫХ СЕМЯН ПШЕНИЦЫ
- Пискарев И.М., <sup>1</sup>Иванова И.П., <sup>1</sup>Астафьева К.А. (*НИИЯФ МГУ, Москва, Россия, <sup>1</sup>Нижегородская государственная медицинская академия, Нижний Новгород, Россия*) 264  
 ВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ НА АМИНОКИСЛОТЫ И БЕЛКИ

- Андреев В.В., Умнов А.М. (*РУДН, Москва, Россия*) 265  
 ФОРМИРОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ С  
 ПРОГНОЗИРУЕМЫМИ ПАРАМЕТРАМИ В КОРОТКОМ ПРОБКОТРОНЕ:  
 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
- Овчинников К.Н., Урюпин С.А. (*ФИАН, Москва, Россия*) 266  
 ПРОНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В ПЛАЗМУ С  
 ТОКОМ
- Казеев М.Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С. (*НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия*) 267  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО  
 ПОТОКА ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ  
 МАТЕРИАЛОВ
- Белова Н.Е., Коршунов С.Н., Лебедев А.М., Мартыненко Ю.В., Свечников Н.Ю.,  
 Скорлупкин И.Д. (*НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия*) 268  
 СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК, ОСАЖДАЕМЫХ  
 ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ
- Гришков В.Е., Урюпин С.А. (*ФИАН, Москва, Россия*) 269  
 ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ  
 ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН НЕЛИНЕЙНЫМИ ТОКАМИ
- Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Дешко К.И., Черников В.А. (*МГУ, Москва, Россия*) 270  
 О ВОЗМОЖНОСТИ РАБОТЫ ИМПУЛЬСНОГО МАЛОГАБАРИТНОГО  
 ПЛАЗМАТРОНА В ЧАСТОТНОМ РЕЖИМЕ
- <sup>1,3</sup>Астрелин В.Т., <sup>2</sup>Воробьев М.С., <sup>1</sup>Кандауров И.В., <sup>2</sup>Коваль Н.Н.,  
<sup>1,3</sup>Куркучек В.В., <sup>2</sup>Сулакшин С.А., <sup>1</sup>Трунев Ю.А. (<sup>1</sup>*ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия*, <sup>2</sup>*ИСЭ СО РАН, Томск, Россия*, <sup>3</sup>*НГУ, Новосибирск, Россия*) 271  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СРАВНЕНИЕ ДВУХ ПОДХОДОВ К ПОЛУЧЕНИЮ  
 ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ В ДИОДНЫХ СИСТЕМАХ С  
 ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ
- <sup>1,2</sup>Степанов В.Д., <sup>1,2</sup>Аржанников А.В., <sup>1</sup>Макаров М.А., <sup>2</sup>Самцов Д.А.,  
<sup>1,2</sup>Синицкий С.Л. (<sup>1</sup>*ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия*, <sup>2</sup>*НГУ, Новосибирск, Россия*) 272  
 ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВОГО РАЗБРОСА ЭЛЕКТРОНОВ СИЛЬНОТОЧНОГО РЭП
- Долгачев Г.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Масленников Д.Д., Шведов А.А.  
 (*НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия*) 273  
 МОДЕРНИЗАЦИЯ УСТАНОВКИ РС-20 И ЕЁ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО  
 КОМПЛЕКСА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПРОИСХОДЯЩИХ В  
 АНОДНЫХ МИШЕНЯХ ПРИ ИЗОХОРИЧЕСКОМ ПОГЛОЩЕНИИ ЭНЕРГИИ
- Андреев В.В., Асанина С.Г., Корнеева М.А. (*РУДН, Москва, Россия*) 274  
 СРАВНЕНИЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
 ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСНОГО  
 МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ВЕРХНЕМ ДИАПАЗОНЕ РАБОЧИХ  
 ДАВЛЕНИЙ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ (He, Ar)
- Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В. (*РУДН, Москва, Россия*) 275  
 О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА  
 ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА,

ПОЛУЧЕННОГО ПРИ ГИРОМАГНИТНОМ АВТОРЕЗОНАНСЕ

- Каньшин И.А. (ФГУП ВНИИА, Москва, Россия) 276  
 МЕТОД СОГЛАСОВАНИЯ КОРПУСКУЛЯРНОГО ПОТОКА С УСКОРЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ МАЛОГАБАРИТНЫХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
- Александров Н.Л., Белов С.О., Киндышева С.В., Косарев И.Н., <sup>1</sup>Стариковский А.Ю. (МФТИ, Москва, Россия, <sup>1</sup>Принстонский университет, Принстон, США) 277  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО И ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСИ ДИМЕТИЛЭФИРА С КИСЛОРОДОМ
- Знаменская И.А., Иванов И.Э., Кулькин М.К., Мурсенкова И.В., Сазонов А.С. (МГУ, Москва, Россия) 278  
 ДИНАМИКА СВЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ В ПОТОКЕ С РАЗРЫВАМИ
- Анохин Е.М., Попов М.А., <sup>1</sup>Стариковский А.Ю., Александров Н.Л. (МФТИ (ГУ), Долгопрудный, Россия, <sup>1</sup>Принстонский университет, Принстон, США) 279  
 РАСПАД ПЛАЗМЫ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА В ГОРЮЧИХ СМЕСЯХ
- Гребенщикова М.М., Миронов М.М. (КНИТУ, Казань, Россия) 280  
 ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПЛАЗМЫ НА КСЕНОПЕРИКАРД ХИРУРГИЧЕСКИХ ИМПЛАНТАТОВ
- Карташов И.Н., Кузелев М.В. (МГУ, Москва, Россия) 281  
 ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЕ
- <sup>1,2</sup>Сайфутдинов А.И., <sup>1</sup>Фадеев С.А., <sup>1</sup>Файрушин И.И., <sup>1</sup>Кашапов Н.Ф., <sup>1</sup>Ибрагимов А.Р. (<sup>1</sup>КФУ, Казань, Россия, <sup>2</sup>СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия) 282  
 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК И СПОСОБОВ УПРАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕЙ УСТАНОВКИ «ТЕРМОПЛАЗМА 50–01»
- Двинин С.А., <sup>1</sup>Солихов Д.К., <sup>1</sup>Кодирзода З.А. (МГУ, Москва, Россия, <sup>1</sup>Таджикский национальный университет, Душанбе, Таджикистан) 283  
 УРАВНЕНИЕ ПЛАЗМЫ И СЛОЯ ДЛЯ НЕМАКСВЕЛЛОВСКОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ
- Двинин С.А., <sup>1</sup>Солихов Д.К., <sup>1</sup>Нурулхаков Ш.С. (МГУ, Москва, Россия, <sup>1</sup>Таджикский национальный университет, Душанбе, Таджикистан) 284  
 ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА В ДЛИННОМ ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ
- Гаджиев М.Х., Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Юсупов Д.И., Саргсян М.А. (ОИВТ РАН, Москва, Россия) 285  
 МЕГАВАТТНЫЙ ГЕНЕРАТОР НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА С РАСШИРЯЮЩИМИСЯ КАНАЛАМИ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ТРАКТА
- <sup>1</sup>Арделян Н.В., <sup>1,2</sup>Бычков В.Л., <sup>1</sup>Космачевский К.В. (<sup>1</sup>МГУ, Москва, Россия, <sup>2</sup>МРТИ РАН, Москва, Россия) 286  
 РОЛЬ ПРОЦЕССОВ ПРИЛИПАНИЯ И ОТЛИПАНИЯ В СУХОМ ВОЗДУХЕ В

- ПРЕДПРОБОЙНЫХ УСЛОВИЯХ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ 287  
<sup>1,2</sup>Бычков В.Л., <sup>1</sup>Черников В.А., <sup>1</sup>Тараненко С.О., <sup>1</sup>Абакумов В.И., <sup>1</sup>Ваулин Д.Н. (<sup>1</sup>МГУ, Москва, Россия, <sup>2</sup>МРТИ РАН, Москва, Россия)
- ПОЛУЧЕНИЕ ДОЛГОЖИВУЩИХ СВЕЯЩИХСЯ ОБРАЗОВАНИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ ЭРОЗИОННОГО РАЗРЯДА НА МЕТАЛЛЫ 288  
<sup>1,2</sup>Бычков В.Л., <sup>1</sup>Максимов Д.С., <sup>1</sup>Савенкова Н.П. (<sup>1</sup>МГУ, Москва, Россия, <sup>2</sup>МРТИ РАН, Москва, Россия)
- ДВИЖЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ В СТОРОНУ ОБЛАКА ОТ ПОДНЯТОГО НАД ЗЕМЛЕЙ ИСТОЧНИКА 289  
<sup>1</sup>Минаев И.М., <sup>1</sup>Рухадзе А.А., Черников В.А., Ваулин Д.Н., <sup>1</sup>Дроздов Д., <sup>1</sup>Кузьмин Г.П. (МГУ, Москва, Россия, <sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия)
- ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ ПРИ НАЛИЧИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕГРАД 290  
Исаев А.А., Козловский К.И. (НИЯУ МИФИ, Москва, Россия)
- МАЛОГАБАРИТНЫЙ СИЛЬНОТОЧНЫЙ ИОННЫЙ ДИОД С ИМПУЛЬСНОЙ МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭНЕРГИЮ 500 КЭВ 291  
<sup>1,2</sup>Иванов В.А., <sup>1</sup>Сахаров А.С., <sup>1</sup>Коньжев М.Е., <sup>1</sup>Камолова Т.И., <sup>1</sup>Дорофеев А.А., <sup>3</sup>Куксенова Л.И. (<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия, <sup>3</sup>ИМаш РАН, Москва, Россия)
- МИКРОПЛАЗМЕННЫЕ РАЗРЯДЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ НА ПОВЕРХНОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МЕТАЛЛОВ 292  
<sup>1</sup>Курбанисмаилов В.С., <sup>1</sup>Омаров О.А., <sup>1</sup>Рагимханов Г.Б., <sup>2</sup>Терешонок Д.В. (<sup>1</sup>ДГУ, Махачкала, Россия, <sup>2</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия)
- ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ 293  
 Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Абакарова Х.М. (ДГУ, Махачкала, Россия)
- ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗВИТИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ФОТОПЛАЗМЕ ВОЗДУХА 294  
 Логунов А.А., Шибков В.М., Шибкова Л.В., Андриенко А.А., Кокоулин Н.М., Морозов Р.А. (МГУ, Москва, Россия)
- ДИНАМИКА ПУЛЬСИРУЮЩЕГО РАЗРЯДА, СОЗДАВАЕМОГО С ПОМОЩЬЮ ИСТОЧНИКА ПОСТОЯННОГО ТОКА В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ 295  
<sup>1,2</sup>Иванов В.А., <sup>1</sup>Коньжев М.Е., <sup>1</sup>Камолова Т.И., <sup>1</sup>Летунов А.А., <sup>1</sup>Дорофеев А.А. (<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия)
- ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ МИКРОПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЗЦОВ ИЗ СТАЛИ 296  
 Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Косый И.А., Сарксян К.А., Харчев Н.К. (ИОФ РАН, Москва, Россия)
- УФ-ИЗЛУЧЕНИЕ СВОБОДНО ЛОКАЛИЗОВАННОГО В АТМОСФЕРЕ ПОДПОРОГОВОГО РАЗРЯДА В ПУЧКЕ МИКРОВОЛН 297  
<sup>1</sup>Анпилов А.М., <sup>1</sup>Бархударов Э.М., <sup>2</sup>Двоенко А.В., <sup>1</sup>Косый И.А., <sup>1</sup>Лукьянчиков Г.С., <sup>1</sup>Моряков И.В. (<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>ООО «Плазма СК», Саратов, Россия)
- ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК НА ВТОРИЧНОЭМИССИОННЫЕ

ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОУГЛЕРОДНЫХ ПЛЁНОК

<sup>1</sup>Бархударов Э.М., <sup>1</sup>Косый И.А., <sup>2</sup>Кристофи Н., <sup>3</sup>Мисакян М.А. (<sup>1</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, <sup>2</sup>Edinburgh Napier University, Edinburgh, United Kingdom, <sup>3</sup>НИУ ВШЭ, Москва, Россия) 298

СВЧ РЕАКТОР ДЛЯ ПАРОВОЙ КОНВЕРСИИ ГАЗОВ

**ДОКЛАДЫ СЕКЦИИ  
«ПРОЕКТ ИТЭР: ШАГ В ЭНЕРГЕТИКУ БУДУЩЕГО» 301-330**

Герваш А.А., Гиниятулин Р.Н., Гурьева Т.М., Кузнецов В.Е., Мазуль И.В., Маханьков А.Н., Окунев А.А. (АО «НИИЭФА» Санкт-Петербург, Россия) 301  
СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТКИ, ИЗГОТОВЛЕНИЯ, ИСПЫТАНИЙ И ПОСТАВКИ ВНУТРИКАМЕРНЫХ КОМПОНЕНТОВ РЕАКТОРА ИТЭР

<sup>1,2,3</sup>Аракчеев А.С., <sup>3</sup>Батаев В.А., <sup>3</sup>Батаев И.А., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>1,2</sup>Васильев А.А., <sup>1,2</sup>Вячеславов Л.Н., <sup>1</sup>Кандауров И.В., <sup>1,2</sup>Касатов А.А., <sup>1,2</sup>Куркучев В.В., <sup>1</sup>Меклер К.И., <sup>1,2</sup>Попов В.А., <sup>1,2</sup>Трунев Ю.А. (<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия, <sup>3</sup>НГТУ, Новосибирск, Россия) 302

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИИ ВОЛЬФРАМА ВО ВРЕМЯ МОЩНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ, СОЗДАВАЕМОЙ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

<sup>1,3</sup>Иванцовский М.В., <sup>2</sup>Александров Е.В., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>3</sup>Воронковский В.А., <sup>1</sup>Гавриленко Д.Е., <sup>1</sup>Горбовский А.И., <sup>1</sup>Егоров В.Л., <sup>1</sup>Зайцев Е.К., <sup>2</sup>Звонков А.В., <sup>1</sup>Землянский Ю.Н., <sup>3</sup>Иванцовская Н.Г., <sup>1,3</sup>Клименко М.В., <sup>1</sup>Листопад А.А., <sup>6</sup>Люблин Б.В., <sup>1</sup>Манаенкова Ю.А., <sup>4</sup>Модестов В.С., <sup>1</sup>Пешехонов С.Н., <sup>1,3</sup>Пищинский К.В., <sup>1,3</sup>Полосаткин С.В., <sup>1</sup>Селезнев П.А., <sup>1</sup>Стешов А.Г., <sup>1,5</sup>Суляев Ю.С., <sup>1</sup>Таскаев А.С., <sup>1</sup>Усов П.В., <sup>1</sup>Шарафеева С.Р., <sup>1</sup>Шиянков С.В., <sup>1,5</sup>Шошин А.А. (<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>ЧУ ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия, <sup>3</sup>НГТУ, Новосибирск, Россия, <sup>4</sup>СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия, <sup>5</sup>НГУ, Новосибирск, Россия, <sup>6</sup>ООО «Санкт-петербургское Объединение «Энергопул» Санкт-Петербург, Россия) 303  
СОСТОЯНИЕ РАБОТ В ИЯФ СО РАН ПО ПРОЕКТУ ИТЭР

Манзук М.В., Рошаль А.Г., Аванесов С.Д., Бестужев К.О., Волков С.М., Семёнова М.И., Григоренко Н.В., Алексеев Д.И. (АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия) 304

КВАЛИФИКАЦИОННЫЕ ИСПЫТАНИЯ КОММУТАЦИОННОЙ АППАРАТУРЫ ДЛЯ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ОБМОТОК ИТЭР

Поддубный И.И., Колганов В.Ю., Елкин В.Н., Хомяков С.Э., Свириденко М.Н., Лешуков А.Ю., Размеров А.В., Данилов И.В., Стребков Ю.С., Кириллов С.Ю., Паршутин Е.В., Трифонова Е.В., Трапезникова О.В., Чебурова А.В., Сафронов В.М., Путрик А.Б. (АО «НИКИЭТ», Москва, Россия, <sup>1</sup>ЧУ ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия) 305

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СОЕДИНИТЕЛИ МОДУЛЕЙ БЛАНКЕТА ИТЭР. РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ, РАСЧЕТНОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ

<sup>1</sup>Курские Г.С., <sup>1</sup>Мухин Е.Е., <sup>1</sup>Толстяков С.Ю., <sup>1</sup>Баженов А.Н., <sup>1</sup>Бабинов Н.А., <sup>1</sup>Букреев И.М., <sup>1</sup>Дмитриев А.М., <sup>2</sup>Кочергин М.М., <sup>1</sup>Коваль А.Н., <sup>1</sup>Литвинов А.Е., <sup>1</sup>Масюкевич С.В., <sup>1</sup>Раздобарин А.Г., <sup>1</sup>Самсонов Д.С., <sup>1</sup>Семенов В.В., <sup>1</sup>Соловей В.А., <sup>1</sup>Солоха В.В., <sup>3</sup>Чернаков П.В., <sup>3</sup>Чернаков Ал.П., <sup>3</sup>Чернаков Ан.П., <sup>4</sup>Иваненко 306

- С.В., <sup>4</sup>Хильченко А.Д., <sup>4</sup>Пурьга Е.А., <sup>4</sup>Квашнин А.Н. (<sup>1</sup>ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <sup>2</sup>Организация ИТЭР, Кадараш, Франция, <sup>3</sup>ЗАО СпектралТех, Санкт-Петербург, Россия, <sup>4</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия)  
 СТАТУС ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В ДИВЕРТОРЕ ИТЭР
- <sup>1</sup>Ковалев А.О., <sup>1</sup>Кашук Ю.А., <sup>1</sup>Портнов Д.В., <sup>2</sup>Полевой А.Р. (<sup>1</sup>ЧУ ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия, <sup>2</sup>Центральная организация ИТЭР, Сэн-Поль-ле-Дюранс, Франция) 307  
 СИНТЕТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ДИВЕРТОРНОГО МОНИТОРА НЕЙТРОННОГО ПОТОКА ТОКАМАКА-РЕАКТОРА ИТЭР
- Семенов И., Голачев В., Миронова Е., Николаева Д., Портоне С., Скопинцев Д. (ЧУ ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия) 308  
 СТАТУС СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ ИТЭР
- <sup>1</sup>Васильев Н.Н., <sup>2</sup>Шумов А.В., <sup>2</sup>Зимин А.М., <sup>2</sup>Тройнов В.И., <sup>1</sup>Вуколов К.Ю. (НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия) 309  
 АТЛАС КОНСТРУКЦИЙ РЕАКТОРА ИТЭР
- Архипов И.И., <sup>1</sup>Воронин А.В., <sup>2</sup>Грашин С.А., Залавутдинов Р.Х., Макаренков В.А., <sup>1</sup>Новохацкий А.Н., <sup>1</sup>Брунков П.Н. (ИФХЭ РАН, Москва, Россия, <sup>1</sup>ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия, <sup>2</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 310  
 ВЛИЯНИЕ РАБОЧИХ РАЗРЯДОВ ТОКАМАКА Т-10 НА ТЕМПЕРАТУРУ ЛИЦЕВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРОТОТИПОВ ВОЛЬФРАМОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДИВЕРТОРА ИТЭР, ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ОБЛУЧЕННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ПОТОКОМ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ
- Химченко Л.Н., Будаев В.П., Грашин С.А., Карпов А.В., Сарычев Д.В., Соломатин Р.Ю. (ЧУ ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия, НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 311  
 НЕАМБИПОЛЯРНЫЙ ВЫНОС ЭНЕРГИИ НА ВНУТРЕННЮЮ ЧАСТЬ КРУГОВОГО ЛИМИТЕРА Т-10 И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ИТЭР
- <sup>1,2</sup>Будаев В.П., <sup>1</sup>Федорович С.Д., <sup>1</sup>Дедов А.В., <sup>1</sup>Елецкий А.В., <sup>1</sup>Лукашевский М.В., <sup>1</sup>Бочаров Г.С., <sup>2</sup>Шестаков Е.А., <sup>2</sup>Карпов А.В., <sup>1</sup>Лазукин А.В., <sup>1</sup>Губкин М.К., <sup>1</sup>Хазиев И.А., <sup>1</sup>Мухрыгин А.А. (<sup>1</sup>НИУ МЭИ, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия) 312  
 ПЛАЗМЕННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ И СОЗДАНИЯ ВЫСОКОПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ
- <sup>1</sup>Грашин С.А., <sup>2</sup>Архипов И.И., <sup>1</sup>Будаев В.П., <sup>3</sup>Гиниятулин Р.Н., <sup>1</sup>Карпов А.В., Л.А. Ключников<sup>1</sup>, В.А.Крупин<sup>1</sup>, Н.В.Литуновский<sup>3</sup>, И.В.Мазуль<sup>3</sup>, А.Н.Маханьков<sup>3</sup>, <sup>1</sup>Мартыненко Ю.В., <sup>1</sup>Сарычев Д.В., <sup>1</sup>Соломатин Р.Ю., <sup>4</sup>Химченко Л.Н. (<sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup>ИФХЭ РАН, Москва, Россия, <sup>3</sup>АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия, <sup>4</sup>«Проектный центр ИТЭР» Москва, Россия) 313  
 РАЗРУШЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМОВЫХ ЛИМИТЕРОВ ПРИ МОЩНЫХ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗКАХ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10
- Серов С.В., Тугаринов С.Н., <sup>1</sup>Ключников Л.А., <sup>1</sup>Крупин В.А., von <sup>2</sup>Hellermann M. (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, округ Троицк, Россия, <sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup>FOM Institute for Plasma Physics) 314



*Rijnhuizen, Association EURATOM-FOM)*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ В  
РАЗРЯДАХ НА ТОКАМАКЕ T-10

- <sup>1</sup>Атлуханов М.Г., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>1</sup>Иванов А.А., <sup>1,2</sup>Попов С.С., <sup>2</sup>Ушкова М.Ю. 315  
(<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>НГУ, Новосибирск, Россия, <sup>3</sup>НГТУ,  
Новосибирск, Россия)  
НЕРЕЗОНАСНЫЙ ФОТОННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ ДЛЯ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОГО ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА
- <sup>1,2</sup>Кукушкин А.Б., <sup>1</sup>Неверов В.С., <sup>1</sup>Левашова М.Г., <sup>1</sup>Алексеев А.Г. (<sup>1</sup>НИЦ 316  
Курчатовский институт, Москва, Россия, <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия)  
ПРОБЛЕМЫ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ЛИНИЙ  
БЕРИЛЛИЯ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ИТЭР
- <sup>2</sup>Александров Е.В., <sup>1</sup>Бурдаков А.В., <sup>3</sup>Буслаков И.В., <sup>1</sup>Горбовский А.И., <sup>1</sup>Зайцев 317  
Е.К., <sup>1</sup>Иванцовский М.В., <sup>1</sup>Листопад А.А., <sup>1</sup>Манаенкова Ю.А., <sup>3</sup>Модестов В.С.,  
<sup>1</sup>Селезнев П.А., <sup>3</sup>Шагниев О.Б., <sup>1</sup>Шиянков С.В., <sup>1</sup>Шошин А.А. (<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН,  
Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия, <sup>3</sup>СПбПУ,  
Санкт-Петербург, Россия)  
ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ ИНТЕГРАЦИОННЫХ РАБОТ ПО ВП№02 И ВП№08
- Сотников О.З., Абдрашитов Г.Ф., Бельченко Ю.И., Дейчули П.П., 318  
Иванов А.А., Кондаков А.А., Санин А.Л., Шиховцев И.В. (ИЯФ СО РАН,  
Новосибирск, Россия)  
ФОРМИРОВАНИЕ И ТРАНСПОРТИРОВКА 1 А ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ  
ИОНОВ ВОДОРОДА
- <sup>1</sup>Гавриленко Д.Е., <sup>2</sup>Батюнин А.В., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>1</sup>Горбовский А.И., 319  
<sup>2</sup>Звонков А.В., <sup>1,3</sup>Иванцовский М.В., <sup>2</sup>Кащук Ю.А., <sup>2</sup>Обудовский С.Ю.,  
<sup>4</sup>Охлупин Ю.С., <sup>1</sup>Пешехонов С.Н., <sup>1</sup>Стешов А.Г., <sup>1</sup>Шиянков С.В.,  
<sup>1</sup>Шошин А.А. (<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>ЧУ ГК «РосАтом»  
«Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия, <sup>3</sup>НГТУ, Новосибирск, Россия,  
<sup>4</sup>АО «НЭВЗ-КЕРАМИКС», Новосибирск, Россия)  
РАЗРАБОТКА И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВАКУУМНЫХ ВВОДОВ ДЛЯ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЛИНИЙ СВЯЗИ ДЕТЕКТОРНОГО МОДУЛЯ ДМНП
- <sup>1,4</sup>Суляев Ю.С., <sup>2</sup>Александров Е.В., <sup>2</sup>Борисов А.А., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., 320  
<sup>1,3</sup>Иванцовский М.В., <sup>1,3</sup>Пищинский К.В., <sup>1</sup>Шарафеева С.Р., <sup>1</sup>Шиянков С.В.,  
<sup>5</sup>Люблин Б.В., <sup>5</sup>Сеник К.С., <sup>5</sup>Ганчук В.Н., <sup>5</sup>Гапионов Е.И., <sup>5</sup>Белов А.В.,  
<sup>5</sup>Лабусов А. Н., <sup>5</sup>Хохлов М.В. (<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия, <sup>2</sup>ЧУ ГК  
«РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия, <sup>3</sup>НГТУ, Новосибирск,  
Россия, <sup>4</sup>НГУ, Новосибирск, Россия, <sup>5</sup>АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия)  
РЕЗУЛЬТАТЫ ИНЖЕНЕРНЫХ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ПОРТА  
№11 ИТЭР
- Томилов С.Н., Свириденко М.Н., Лешуков А.Ю., Муртазина Д.Р. (АО 321  
«НИКИЭТ», Москва, Россия)  
РАСЧЕТНОЕ ОБОСНОВАНИЕ СИСТЕМЫ КРЕПЛЕНИЯ ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ  
СТЕНКИ К ЗАЩИТНОМУ БЛОКУ МОДУЛЯ БЛАНКЕТА ИТЭР
- Трапезникова О.В., Свириденко М.Н., Лешуков А.Ю., Размеров А.В., 322  
<sup>1</sup>Сафронов В.М. (АО «НИКИЭТ», Москва, Россия, <sup>1</sup>ЧУ ГК «РосАтом»  
«Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия)

ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГОНАПРЯЖЕННЫХ  
КОМПОНЕНТОВ ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ

<sup>1</sup>Муртазина Д.Р., <sup>1</sup>Свириденко М.Н., <sup>1</sup>Лешуков А.Ю., <sup>1</sup>Размеров А.В., 323  
<sup>1</sup>Трапезникова О.В., <sup>1</sup>Трифорова Е.В., <sup>2</sup>Сафронов В.М. (<sup>1</sup>АО «НИКИЭТ», <sup>2</sup>ЧУ ГК  
«Рос Атом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия)

ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КОНСТРУКЦИИ  
КВАЛИФИКАЦИОННОГО МАКЕТА ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ

Хованский А.В. (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Россия) 324

Кормилицын Т.М., <sup>1</sup>Амосов В.Н., <sup>1</sup>Мещанинов С.А., <sup>1</sup>Обудовский С.Ю. (МФТИ 325  
(ГУ), Долгопрудный, Россия, <sup>1</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Россия)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА НГ-  
24М

<sup>1</sup>Вершков В.А., Петров А.А., Петров В.Г., <sup>1</sup>Шелухин Д.А. (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 326  
Москва, Россия, <sup>1</sup>НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия)  
ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ И ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ НА  
ТОКАМАКАХ Т-10 И Т-11М С ПОМОЩЬЮ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ  
РЕФЛЕКТОМЕТРИИ И ВРЕМЯПРОЛЕТНОЙ РЕФРАКТОМЕТРИИ

Петров В.Г., Петров А.А., Солодовников С. Г., <sup>1</sup>Вершков В.А., <sup>1</sup>Шелухин Д.А., 327  
<sup>1</sup>Субботин Г.Ф., <sup>1</sup>Лукьянов В.В. (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Россия, <sup>1</sup>НИЦ  
Курчатовский институт, Москва, Россия)  
ПРОГРЕСС В РАЗРАБОТКЕ РЕФРАКТОМЕТРА ДЛЯ ИТЭР

Петров В.Г., Скопинцев Д.А. (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Россия) 328  
ПРИМЕНЕНИЕ ПАКЕТА ZEMAX ДЛЯ РЕЙТРЕСИНГА СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ В  
ПЛАЗМЕ ИТЭР

Еникеев Р.Ш., Рошаль А.Г., Сапожников К.С., Коптелов Г.Ю., Шилов А.В., 329  
А.А. Кавин, В.Н. Танчук, С.А. Григорьев (НИИЭФА, Санкт-Петербург,  
Россия)  
ЭНЕРГОПОГЛОЩАЮЩИЙ РЕЗИСТОР СИСТЕМЫ ОПЕРАТИВНОЙ  
КОММУТАЦИИ ТОКА ИТЭР

Лелехов С.А. (ЧУ ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, 330  
Россия)

СТАТУС СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ИТЭР

СПИСОК АВТОРОВ

331-342

# **ОБЗОРНЫЕ ДОКЛАДЫ**

## **REVIEWS**



## В ПАМЯТЬ О БОРИСЕ АНДРЕЕВИЧЕ ТРУБНИКОВЕ

<sup>1</sup>Пастухов В.П., <sup>1</sup>Арсенин В.В., <sup>1</sup>Кукушкин А.Б., <sup>2</sup>Курнаев В.А., <sup>1</sup>Морозов Д.Х.,  
<sup>3</sup>Трубникова О.Б., <sup>1</sup>Трубников А.С.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: [Pastukhov\\_VP@nrcki.ru](mailto:Pastukhov_VP@nrcki.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия, e-mail: [kurnaev@plasma.mephi.ru](mailto:kurnaev@plasma.mephi.ru)

<sup>3</sup>Институт биологии развития им. Н.К. Кольцова РАН, Москва, Россия, e-mail: [oxtr@mail.ru](mailto:oxtr@mail.ru)



20 июля 2016 года на 88 году жизни после продолжительной и тяжелой болезни скончался Борис Андреевич Трубников, замечательный физик-теоретик, автор известных работ в области физики плазмы, доктор физико-математических наук, профессор, действительный член Российской академии естественных наук. Им опубликовано более 150 научных работ в ведущих журналах, включая ЖЭТФ, УФН, Физика плазмы. Именно ему принадлежит статья о плазме и ее свойствах в БСЭ. Широко известны его научно-популярные статьи в журнале «Природа» и в Физическом энциклопедическом словаре. Начав работу в секторе академика М.А. Леонтовича, молодой теоретик очень быстро продемонстрировал свои незаурядные

способности. Уже в 1952 г. им была выполнена пионерская работа по МГД устойчивости цилиндрического шнура плазмы с током, за которой последовала разработка ускорительного механизма генерации нейтронов в плазме Z-пинчей. Мировую известность Б.А. Трубникову принесли работы по циклотронному излучению горячей замагниченной плазмы. Они неизменно используются в расчетах энергобаланса в установках термоядерного синтеза, в диагностике плазмы и в исследованиях многих объектов астрофизики. В первом выпуске всемирно известного сборника «Вопросы теории плазмы» (1963 г.) он дал ясное, изящное и наглядное изложение теории кулоновских столкновений в плазме. В докторской диссертации им был предложен и исследован новый класс неустойчивых нелинейных «квазичаплыгинских» сред. Круг его научных интересов был исключительно широк. В частности, он включал распределение космической пыли по массам частиц и оригинальную систематизацию кварков, теорию развития вулканов и формирование спектров космических лучей, статистическую теорию конкуренции, охватывающую физические, биологические и социальные явления, а также многие другие нетривиальные научные проблемы.

Более 55 лет Б.А. Трубников преподавал в МИФИ, где читал курс теории плазмы. Многие его ученики стали известными учеными. Его учебник «Теория плазмы», изданный в 1996 г., до сих пор остаётся одной из основных книг для студентов, изучающих физику плазмы.

Яркие способности Бориса Андреевича проявлялись не только в науке. Он был исключительно интересным рассказчиком, автором большого числа стихов и песен, альпинистом, горнолыжником, воднолыжником.

Большой след, оставленный Б.А. Трубниковым в науке и в сердцах многих людей, надолго сохранит память об этом выдающемся человеке.

## **ИТЭР. ХОД СООРУЖЕНИЯ, РЕФОРМЫ И ОПТИМИЗАЦИЯ ГРАФИКА РАБОТ**

Красильников А.В., Химченко Л.Н.

*Частное учреждение ГК Росатом «Проектный центр ИТЭР», г. Москва, Россия,  
[a.krasilnikov@iterrf.ru](mailto:a.krasilnikov@iterrf.ru)*

Проект ИТЭР, созданный на основе международного соглашения между семью сторонами (Китай, Европейский союз, Индия, Япония, Корея, Россия и США) является важным шагом в развитии термоядерной энергетики. Основная цель — подтвердить использование магнитного удержания для производства энергии в мирных целях и продемонстрировать физику и технику, достаточную для создания термоядерной станции.

В последние два года были приложены значительные усилия по улучшению механизмов управления проектом и ускорено проектирование и строительство зданий, оптимизирован график работ и проведены дополнительные НИОКР. Было завершено проектирование критических систем, с тем, чтобы оценить их стоимость и принять ресурснообеспеченный график работ не только к Первой плазме, но и до DT реакции. Оптимизация графика работ выявила дату Первой плазмы — 2025 год. С целью разграничения ответственности по строительству и производственной деятельности МО ИТЭР выбрала компанию и подписала т.н. «Construction Management-as-Agent» (CMA) контракт. В соответствии с требованиями ядерного регулятора Франции (INB-174-ITER) были приняты меры, усиливающие безопасность проекта.

Значительный прогресс был достигнут в создании компонент для токамака. Около 80% сверхпроводников уже изготовлены и началась намотка катушек тороидального и полоидального поля. Продолжается изготовление секторов, расширительных оснований и внутренней защиты вакуумной камеры. Основные элементы криостата доставлены на площадку ИТЭР и началась их сварка. Началось изготовление прототипов первой стенки, системы нагрева и увлечения тока, дистанционных манипуляторов и источников питания. Центральная система управления (CODAC) переходит от стадии проектирования в стадию изготовления.

В докладе представлены достижения российской стороны в изготовлении и поставке систем ИТЭР.

## ОБЗОР НОВЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ЕВРОПЕ, ДОСТИГНУТЫХ НА ПУТИ К СОЗДАНИЮ ITER И DEMO

Дж. Онгена

*Лаборатория физики плазмы, Королевская Военная академия, г. Брюссель, Бельгия*

Достижение режимов улучшенного удержания при высокой плотности плазмы необходимо для осуществления одной из основных целей создания установки ITER: демонстрации сценария работы с плазмой с  $Q = 10$  ( $H_{98} = 1$ ,  $\beta_N = 1.8$ ,  $n_e/n_{GW} = 0.85$ ). Как показали результаты экспериментальных исследований в 2012-2014 г., установка новой ITER-подобной стенки (JET-ILW) на токамаке JET привела к 10-30% ухудшению удержания плазмы по сравнению с аналогичными разрядами с углеродной стенкой. Данный эффект вызван высоким уровнем напуска газа, необходимым для поддержания приемлемого уровня вольфрама в центре плазмы. Анализ результатов экспериментов с JET-ILW показал, что ухудшение удержания плазмы связано с ухудшением свойств пьедестала плазмы. Последующие результаты показали, что ключевыми факторами, которые позволяют улучшить удержание плазмы в экспериментах с JET-ILW, являются оптимизация магнитной конфигурации в области дивертора и использование плазмы с высокой треугольностью  $\delta_{av} = 0.39$ .

В 2015-2016 г. на токамаках JET и Alcator C-Mod был успешно опробован новый метод высокочастотного нагрева плазмы в диапазоне ионных циклотронных частот. При данном методе нагрева необходимо наличие в плазме, по крайней мере, трех различных сортов ионов. При определенных условиях это позволяет добиться эффективного поглощения ВЧ волн при очень низкой концентрации резонансных ионов. Эксперименты на JET убедительно продемонстрировали эффективность нагрева водород-дейтериевой плазмы при использовании очень низкой концентрации ионов  $^3\text{He}$  (~0.2%). Сценарий ВЧ нагрева с тремя сортами ионов D-( $^3\text{He}$ )-H также позволил создать значительную популяцию быстрых ионов  $^3\text{He}$  с энергиями порядка нескольких МэВ. Новые сценарии нагрева при наличии трех сортов ионов в плазме открывают дополнительные возможности для использования ВЧ систем нагрева плазмы в термоядерных установках. Например, для токамаков JET и ITER данный метод позволяет использовать примесные ионы  $^9\text{Be}$  для нагрева дейтерий-тритиевой плазмы.

Ввод в эксплуатацию и тестирование различных систем стелларатора W7-X оказались очень успешными. Это позволило посвятить значительную часть первой экспериментальной кампании OP1.1 физическим исследованиям. Пробой плазмы легко осуществлялся с помощью системы ЭЦР нагрева плазмы при доступных уровнях мощности. Подготовка плазменной стенки с помощью ЭЦР и тлеющего разряда позволила увеличить длительность плазменных разрядов до значений, позволяющих достичь максимального уровня вводимой энергии 4 МДж, приемлемого для первой стенки. Плазменные разряды во время кампании OP1.1 были осуществлены при сравнительно низкой плотности плазмы (значительно ниже, чем  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ ). На стеллараторе W7-X была получена электронная температура в центре плазмы до ~10 кэВ, что примерно в 5 раз превышало температуру ионов.

Во время будущей кампании OP1.2 планируется проводить плазменные разряды с энергосодержанием до 80 МДж и длительностью ~10 с. По окончании OP1.2 будут установлены охладительные системы и дивертор, что позволит во время кампании OP2 увеличить длительность разрядов до 30 мин и изучать стационарные режимы работы плазмы при высоком уровне введенной мощности нагрева (10 МВт).

## ОБЗОР НЕДАВНИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ТОКАМАКЕ T-10 С ПОЛНОСТЬЮ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ

Сарычев Д.В., Булдаков М.А., Вершков В.А., Грашин С.А., Днестровский Ю.Н., Кирнева Н.А., Ключников Л.А., Крупин В.А., Мельников А.В., Неудачин С.В., Ноткин Г.Е., Нургалиев М.Р., Павлов Ю.Д., Саврухин П.В., Шелухин Д.А.  
и команда T-10

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, e-mail: [dmvsar@yandex.ru](mailto:dmvsar@yandex.ru)

В течение длительного времени на токамаке T-10 использовались графитовые рельсовый и круговой лимитеры. Было обнаружено сильное возрастание уровня легких примесей в плазме при мощности дополнительного ЭЦ нагрева, превышающей ~2 МВт. С целью снижения уровня примесей в режимах с мощным нагревом и для получения опыта работы с вольфрамовыми обращенными к плазме поверхностями в 2015 году оба графитовых лимитера заменены на вольфрамовые. Однако после перехода к полностью металлической камере уровень легких примесей остался высоким, что может объясняться неполной очисткой камеры, а также сорбцией примесей массивными холодными вольфрамовыми диафрагмами. Кроме того, наблюдались поступление вольфрама в плазму и его аккумуляция в центре с сильным ростом центральных радиационных потерь.

Для исследования возможностей применения лития для защиты обращенных к плазме поверхностей и снижения поступления вольфрама и легких примесей в плазму на T-10 проведены эксперименты с дополнительным подвижным литиевым лимитером. Впервые на токамаке были получены результаты по защите вольфрама с помощью лития в ОН и ЭЦН режимах ( $P_{ЭЦН} = 1 - 1,5$  МВт). Обнаружено, что при использовании лития содержание вольфрама в центре плазмы падает более чем на порядок, в то время как приток W в плазму снижается в 2 – 4 раза. Необходимо отметить, что снижение притока вольфрама связано главным образом с экранированием W литиевым покрытием, а не со снижением распыления, т.к. электронная температура вблизи лимитеров после литиезации возрастает с ~25 до 50 эВ. В то же время наблюдалось резкое падение уровня легких примесей в плазме со снижением эффективного заряда с ~2,5 до 1, а также улучшение значений времени удержания энергии и предельной плотности. Несмотря на существенное влияние лития на параметры плазмы, уровень лития в плазме оставался низким как в ОН, так и в ЭЦР режимах. Плотность лития в центре плазмы составляла ~0,5% от плотности электронов. Актуальной остается проблема сбора и удаления лития, что необходимо при его применении в реакторных условиях. Предложенные схемы предотвращения осаждения лития на стенки камеры и циркуляции лития [1] нуждаются в дополнительной экспериментальной проверке. Эти исследования планируется продолжить на T-10 в экспериментальную кампанию 2017 года.

Проведено изучение возможности контроля аккумуляции тяжелой примеси в плазме. Показано, что очистка плазмы от легких примесей приводит к значительному (в 10 – 15 раз) падению аккумуляции вольфрама за счет снижения вклада в перенос неоклассических эффектов. Также продемонстрировано экспериментально и описано в модели эффективное удаление вольфрама из центра плазмы посредством центрального ЭЦН.

Исследование флуктуаций плотности с помощью корреляционной рефлектометрии подтвердило уменьшение амплитуды флуктуаций на стороне сильного поля. Моделирование показало, что этот эффект в большой степени может быть объяснен нелокальностью рефлектометрии. Изучены тороидальные корреляции на длине 2,5 м вдоль линий поля. С помощью диагностики пучка тяжелых ионов обнаружено трехволновое взаимодействие между ГАМ и широкополосной турбулентностью.

### Литература

- [1]. Mirnov S.V. et al., Nucl. Fusion, 2011, 51, 073044.



## **55 ЛЕТ ЭВОЛЮЦИИ ТОКАМАКОВ. ВИДИМЫЕ ПРЕДЕЛЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ**

Мирнов С.В.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия*

Пятьдесят пять лет назад, зимой 1961 – 62 гг., в Отделе плазменных исследований (ОПИ) Курчатовского института на токамаке ТМ-2 (токамак малый-2) Е.П. Горбуновым и К.А. Разумовой был впервые получен [1] небывалый доселе макроскопически устойчивый плазменный разряд длительностью несколько миллисекунд с электронной температурой более чем 100 эВ, что вызвало поначалу законные сомнения — не является ли это случайностью, либо результатом развития кольцевого релятивистского пучка. Оказалось, что нет. Через год подобный же разряд был получен Л.А. Арцимовичем и др. на самом большом для того времени советском токамаке Т-3. Тем самым было положено начало освоению нового физического явления — квазистационарного горячего плазменного образования, стабилизированного сильным тороидальным магнитным полем с текущим вдоль него электрическим током — процесс, охвативший более тридцати технологически развитых стран мира и растянувшийся теперь уже на более полувека.

Промежуточным результатом его стало создание в конце прошлого века лабораторных устройств, способных вырабатывать в режиме DT-горения уже секундной длительности до 10 – 20 МВт термоядерной мощности. Этот прогресс стал, в свою очередь, исходной точкой для создания токамака следующего поколения с термоядерной мощностью масштаба сотен МВт и длительностью импульса масштаба тысячи секунд – ИТЭР. Между тем уже DT-устройства промежуточной мощности в виде источников быстрых термоядерных нейтронов могли бы найти промышленное применение для нужд существующей ядерной энергетики как в качестве трансмутаторов («сжигателей») ядерных отходов, так и для производства ядерного топлива ( $\text{Pu}^{239}$  и  $\text{U}^{233}$ ). Жестким технологическим ограничением использования таких устройств в промышленных целях представляется сегодня импульсный характер работы современных токамаков.

В докладе анализируются препятствия, которые предстоит преодолеть для перевода токамаков в режим стационарного либо квазистационарного (не менее 80% рабочего времени) термоядерного DT-горения. Показано, что наиболее сложная проблема состоит в необходимости непрерывного (либо дискретного во времени) удаления из вакуумной камеры реактора продуктов эрозии ее стенок и захваченного ими «лишнего» DT-горючего. Эта проблема является общей для всех магнитных ловушек, в частности, она стоит и перед стеллараторами. Обсуждается использование для ее решения жидких металлов (Li, Ga, Sn). Предпочтение среди них отдается сегодня литию. В связи с этим обсуждаются последние эксперименты с литием, выполненные как на отечественных, так и на зарубежных токамаках.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-12-30027

### **Литература**

- [1]. Е.П. Горбунов, К.А. Разумова «Влияние сильного магнитного поля на магнитогидродинамическую устойчивость и удержание заряженных частиц в установке Токамак» 1963 *Атомная энергия* **15** №5 363-370.

## ЭНЕРГИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

Лебедев С.В., Аскинази Л.Г., Белокуров А.А., Гин Д.Б., Жубр Н.А., Корнев В.А.,  
Тукачинский А.С., Шевелев А.Е.

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

Физика энергичных частиц в плазме токамака является предметом интенсивных исследований в научных центрах по термоядерной тематике. Повышенный интерес к этой области физики горячей плазмы обусловлен приближающимся запуском первого экспериментального реактора ИТЭР, в котором должна быть продемонстрирована самоподдерживающаяся реакция ДТ синтеза, критическим образом зависящая от продолжительного удержания высокоэнергичных альфа-частиц (3,5 МэВ) [1].

Хорошо изучено «классическое» (столкновительное) торможение энергичных ионов (ЭИ), обеспечивающее нагрев фоновой плазмы. Исследованы потери ЭИ, обусловленные «гофрировкой» магнитного поля [2, 3], МГД неустойчивостями, вызывающими аномальный перенос ЭИ: “fishbone” [4], баллонные моды [5], высокочастотные альфвеновские моды (ТАЕ) [6]. Обнаружены потери ЭИ, обусловленные турбулентностью плазмы [7].

В ряде работ предсказывалось возбуждение мод альфвеновского типа (АМ) убегающими электронами [8, 9]. Такие моды были обнаружены в работах по ЭЦ и НГ нагреву плазмы [10, 11]. Возникновение АМ в отсутствие дополнительного нагрева до недавнего времени представлялось невозможным, поэтому последовательная теория этого явления отсутствует. Наблюдения АМ в режиме омического нагрева редки и противоречивы [12, 13]. Одним из возможных объяснений является модель развития АМ при наличии тиринг-неустойчивости, обуславливающей появление магнитного шира вблизи сепаратрисы магнитного острова [14].

В докладе представлены результаты исследования АМ, наблюдаемых при омическом нагреве плазмы в токамаке ТУМАН-3М [15] и анализ физики их возбуждения. Колебания обнаружены с помощью магнитных зондов, размещенных внутри вакуумной камеры, и имеют частоты в диапазоне 0,8 – 1,8 МГц. В разрядах с различными рабочими газами (H, D, He) установлено, что частота колебаний пропорциональна альфвеновской скорости. Это позволило идентифицировать колебания как альфвеновские моды. Во многих случаях вспышки АМ совпадают с моментами срывов пилообразных колебаний. Возбуждение АМ в режиме омического нагрева в отсутствие ЭИ может быть понято в рамках модели магнитных возмущений, возникающих в ходе магнитного перезамыкания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-12-10285) и ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

### Литература

- [1]. “ITER Physics Basis”, Nucl. Fusion, 39(1999), 2137.
- [2]. Yushmanov P.N., in Rev. Plasma Phys., V.16 (1990), Consult. Bur., New York, 117.
- [3]. Scott S.D. et al, Nucl. Fusion, 25(1985), 359.
- [4]. McGuire K. et al, Phys. Rev. Lett., 50(1983), 891.
- [5]. Tsai S.T., Chen L., Phys. Fluids B, 5(1993), 3284.
- [6]. Heidbrink W.W., Sadler G.J., Nucl. Fusion, 34(1994), 535.
- [7]. Heidbrink W.W. et al, Phys. Rev. Lett., 103(2009), 175001.
- [8]. Furth H.P., Phys. Fluids 8(1965) 2020.
- [9]. Zonca F. et al, Nucl. Fusion, 47(2007), 1588.
- [10]. Valovich M. et al, Nucl. Fusion 40(2000), 1569.
- [11]. Snipes J.A. et al, Nucl. Fusion 48(2008) 072001.
- [12]. Chang Z. et al, Nucl. Fusion, 35(1995), 1469.
- [13]. McClements K.G. et al, Nucl. Fusion, 42(2002) 115.
- [14]. Buratti P. et al, Nucl. Fusion, 45(2005), 1446.
- [15]. Askinazi L.G. et al Nucl. Fusion 55 (2015) 104013.

## НЕЛИНЕЙНОЕ ТУШЕНИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ ЦЕЗИЯ-137

<sup>1</sup>Андреев С.Н., <sup>1</sup>Бармина Е.В., <sup>2</sup>Калинников В.Г., <sup>1</sup>Симакин А.В., <sup>2</sup>Смирнов А.А.,  
<sup>2</sup>Стегайлов В.И., <sup>2</sup>Тютюнников С.И., <sup>1</sup>Шафеев Г.А., <sup>1</sup>Щербаков И.А.

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Московская область, Россия

В работе использовался импульсный Nd:YAG лазер с длиной волны излучения 1064 нм, длительностью импульса по полувысоте 10 нс, и частотой повторения импульсов 10 кГц. Энергия в импульсе составляла 2 мДж. Лазерное излучение фокусировалось с помощью асферической линзы сквозь прозрачное для него окно стеклянной кюветы на золотую мишень, помещенную в водный раствор соли хлорида цезия <sup>137</sup>Cs с активностью 330 Бк. Типичный объем раствора <sup>137</sup>Cs составлял 2 мл. Осуществлялось сканирование лазерного луча по поверхности мишени, приводящее к образованию наночастиц золота, концентрация которых в растворе определялась временем лазерного облучения и расстоянием от перетяжки лазерного пучка до поверхности мишени.

На рис. 1 приводится типичный спектр гамма-излучения от кюветы. Активность пробы <sup>137</sup>Cs измерялась спектрометром на основе кристалла сверхчистого германия по площади под спектральным пиком гамма-кванта с энергией 662 кэВ. Контраст пика по отношению к фону составлял 120 : 1.

На рис. 2 приводятся результаты измерений активности пробы до, во время и после лазерного облучения. Принципиально важным результатом, полученным в настоящей работе, является отсутствие превышения уровня гамма-излучения над начальным уровнем активности во всем временном интервале, т.е. уменьшение концентрации радиоактивного цезия не сопровождается избыточным излучением гамма - квантов с энергией 662 кэВ. Это позволяет сделать вывод о том, что основной канал распада никак не затрагивается, а стимулирование бета-распада осуществляется по новому механизму.

По аналогии с тушением люминесценции мы назвали этот механизм нелинейным тушением радиоактивности. По видимому, он связан с увеличением вероятности прямого перехода в основное состояние <sup>137</sup>Ba без излучения гамма-кванта с энергией 662 кэВ.

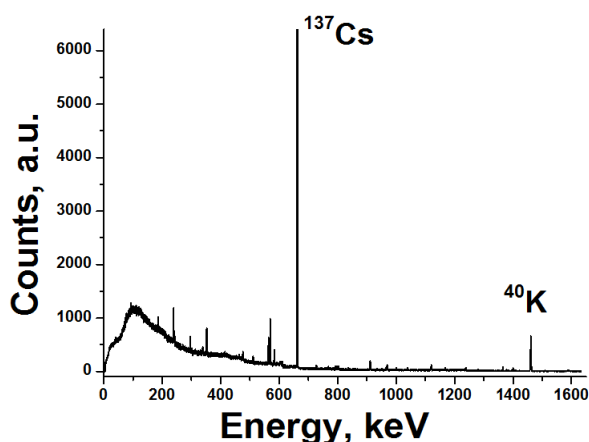


Рис. 1. Типичный спектр гамма-излучения от кюветы с раствором цезия-137.

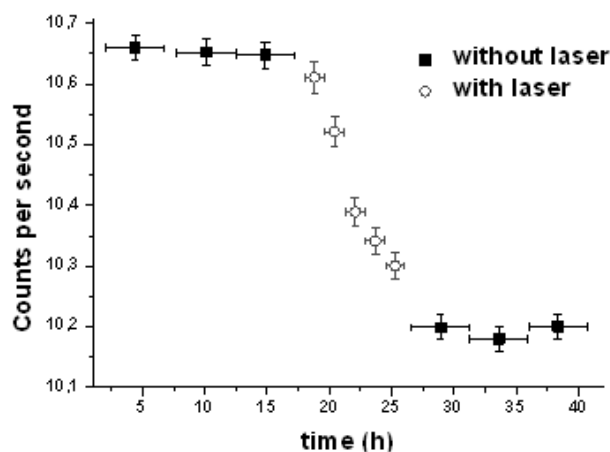


Рис. 2. Временной ход активности образца в отсчетах в секунду раствора <sup>137</sup>Cs на линии 662 кэВ.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ СВЧ ЭЛЕКТРОНИКА

Стрелков П.С.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия*

В середине двадцатого века была теоретически предсказана неустойчивость электронного пучка в плазме. Вскоре пучковая неустойчивость была обнаружена в эксперименте. Электронный пучок почти полностью терял свою энергию в плазме длиной 1 м, тогда как при учёте только столкновений электронов пучка с ионами плазмы длина пробега электронов должна быть на несколько порядков выше. Энергия пучка переходила в высокочастотное поле, которое нагревало плазму и излучалось. Затем начались фундаментальные экспериментальные работы с целью определения параметров СВЧ поля при изменении плотности плазмы и величины продольного магнитного поля, фокусирующего электронный пучок. Прикладные работы, основанные на эффекте пучковой неустойчивости, были направлены на нагрев плазмы в магнитных ловушках, на ускорение заряженных частиц в СВЧ поле внутри плазмы и наконец, для создания источников СВЧ излучения. Все эти эксперименты проводились на пучках с энергией электронов 10 – 30 кВ, т.е. на нерелятивистских электронных пучках. Ток пучка менее 50 А. В 1965 году появились так называемые сильноточные релятивистские ускорители с энергией электронов около 1 МэВ и током в десятки килоампер. Через несколько лет появились такие ускорители и в СССР. Начались прикладные работы, аналогичные тем, которые проводились ранее с нерелятивистскими электронными пучками. Особый интерес к этим пучкам связан с их большой мощностью — более 1 ГВт.

В 1973 году в лаборатории « Физика плазмы» ФИАН (сейчас это отдел ИОФ РАН) совместно с сотрудниками ИПФАН был создан первый в мире СВЧ источник на сильноточном релятивистском электронном пучке. Это была вакуумная лампа обратной волны. Мощность излучения на длине волны 3 см составляла несколько сотен мегаватт, возникло новое направление — релятивистская СВЧ электроника. В этой же лаборатории в этом же году начались работы по плазменной релятивистской СВЧ электронике, и в 1982 году был проведён первый успешный эксперимент. В других лабораториях появились исследования вакуумных СВЧ источников на релятивистских электронных пучках, в которых добавление плазмы приводило к улучшению их параметров. Мы продолжили те исследования нерелятивистской СВЧ электроники, которые были основаны на возбуждении собственных волн плазменного волновода. Без плазмы они не работают. Одно из основных отличий плазменной СВЧ электроники от вакуумной состоит в возможности быстрого управления свойствами электродинамической системы СВЧ источника изменением плотности плазмы.

Переход к сильноточным релятивистским электронным пучкам привлекателен по двум причинам. Первая — появилась возможность резко повысить мощность СВЧ излучения. Вторая — фазовая скорость волны в плазме стала близкой к скорости света, что значительно упрощает ввод и вывод СВЧ излучения из плазмы, что в свою очередь позволяет делать широкополосные СВЧ источники.

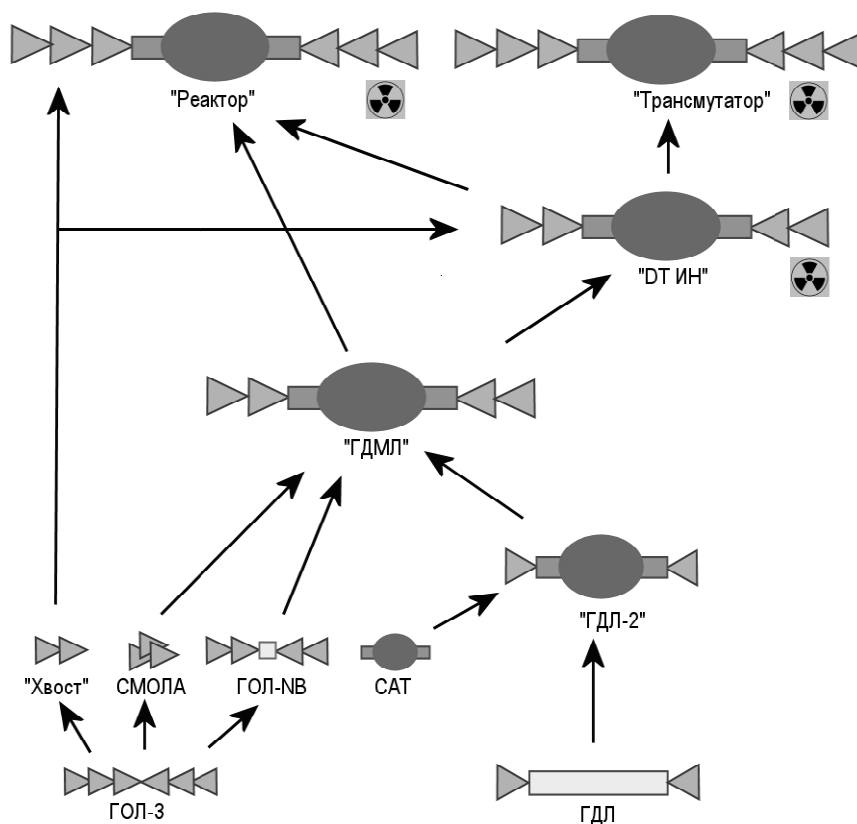
К настоящему времени созданы плазменные СВЧ генераторы, в которых частота излучения перестраивается от одного импульса к другому в несколько раз. Мощность излучения 50 – 100 МВт, длительность СВЧ импульса на разных ускорителях 20, 60, 500 нс. Показано, что частотой излучения СВЧ генератора можно управлять быстро — можно её изменять в каждом из 20 СВЧ импульсов, следующих с частотой 20 Гц. Создан СВЧ усилитель с полосой усиления от 9 до 13 ГГц. Мощность излучения 40 МВт, длительность СВЧ импульса 60 нс. Создан СВЧ усилитель в полосе частот 2,4 – 3,1 ГГц. Доказано постоянство структуры СВЧ пучка на выходе из рупора на разных частотах, что даёт возможность создать эффективную антенну. Мощность излучения более 100 МВт, длительность СВЧ импульса 500 нс. Большая часть доклада посвящена изложению результатов экспериментальных исследований, которые привели к созданию выше перечисленных плазменных релятивистских СВЧ источников.

## БУДУЩЕЕ ОТКРЫТЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Иванов А.А., Багрянский П.А., Беклемишев А.Д., Бурдаков А.В.

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия,  
email: [A.A.Ivanov@inp.nsk.su](mailto:A.A.Ivanov@inp.nsk.su)

Представлен краткий обзор современного состояния исследований в области удержания плазмы в открытых ловушках. В настоящее время лидирующие позиции в мире в этом направлении занимает ИЯФ СО РАН. Основное направление развития ловушек — осесимметричные системы с высоким бета и плотной плазмой ориентировано на создание относительно компактного реактора с высокой плотностью энерговыделения. Экспериментальные результаты существующих ловушек и новые предложения теории [1] позволяют надеяться на существенный прорыв в качестве удержания плазмы в ближайшем будущем. Сочетание высокого бета и эффективного использования магнитного поля в осесимметричной ловушке позволяет говорить о бестритиевых и даже безнейтронных топливах.



Дорожная карта, реализация которой может позволить создать термоядерные системы на основе открытой магнитной ловушки различного назначения.

В настоящее время в ИЯФ планируется экспериментальная проверка новых принципов улучшенного удержания на строящихся малых установках «СМОЛА» [2], «ГОЛ-NB» и др. Рассмотрены основные проблемы, которые необходимо для этого решить на создаваемых в ИЯФ новых экспериментальных установках.

### Литература

- [1]. A.D. Beklemishev, *Physics of Plasmas* 23, 082506 (2016).
- [2]. V.V. Postupaev, A.V. Sudnikov, A.D. Beklemishev, I.A. Ivanov, *Fusion Eng. and Design*, 106, 29 (2016).

## ЭНТРОПИЙНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ЗОНЫ АНОМАЛЬНОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Иосилевский И.Л.

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область,  
Россия, [iosilevskiy@gmail.com](mailto:iosilevskiy@gmail.com)*

В докладе обсуждаются особенности т. н. *энтропийных* фазовых переходов 1<sup>го</sup> рода ( $S$ -ФП) [1, 2] в сравнении с обычными *энтальпийными* (Ван-дер-Ваальсовыми) фазовыми переходами ( $H$ -ФП) [3]. Основным физическим «движущим» механизмом таких  $S$ -переходов является принудительный распад при сжатии каких-либо связанных комплексов — атомов, молекул, кластеров и др. [4, 5] вплоть до принудительного «деконфайнмента» адронов на составляющие их кварки в далекой области экстремальных состояний ультра-плотного вещества в недрах нейтронных звезд [6, 7]. Отличительным признаком энтропийных переходов является противоположный знак скрытой теплоты перехода и, соответственно, падающая  $P(T)$ -характеристика границы перехода. Прямым следствием этого является аномальная термодинамика вещества, как в пределах двухфазной области, так и в конечной зоне, примыкающей к высокотемпературной части бинадали  $S$ -перехода вблизи её критической точки. Эта аномальность проявляется [2, 6] в виде одновременной смены знака ряда обычно положительных вторых перекрестных производных термодинамического потенциала, прежде всего параметра Грюнайзена, коэффициента термического расширения и термического коэффициента давления и др. Следствием термодинамических аномалий  $S$ -переходов является аномальный порядок и взаимопересечения изолиний [2, 6] (изотерм, изоэнтроп, адиабат Гюгонио и др.) а также аномалии гидродинамики ударного сжатия, изоэнтропического расширения и конвективной неустойчивости [7]. Также примечательным атрибутом  $S$ -переходов является существенно более сложная структура стабильных и метастабильных зон в двухфазной области этих переходов [4 – 6] в сравнении с известной структурой этих зон для переходов Ван дер Ваальсовых (энтальпийных) [3]. Обсуждаемые аномалии  $S$ -переходов иллюстрируются на примерах диссоциативных, плазменных и других «делокализационных» фазовых переходов, зафиксированных, как в реальных экспериментах, так и полученных в модельных построениях и прямом численном моделировании.

### Литература

- [1]. Иосилевский И.Л., Красников Ю.Г., Сон Э.Е., Фортов В.Е. "Термодинамика и Транспорт в Неидеальной Плазме", Изд-во. МФТИ, Москва, 2000, ISBN 5-89155-017-2
- [2]. Iosilevskiy I. Entropic phase transitions and accompanying anomalous thermodynamics of matter, J. Phys.: Conf. Series (IOP Publishing) 653, 012077 (2015).
- [3]. Иосилевский И.Л. Старостин А.Н., Проблема термодинамической устойчивости и фазовых переходов в низкотемпературной плазме, Энциклопедия Низкотемпературной Плазмы, т. III-1, Ред. В.Е.Фортов, М.: Наука, (2000) с.327-339.
- [4]. Iosilevskiy I. Non-Ideality and Phase Transitions in Coulomb Systems, Lambert Academic Publishing, Germany, ISBN 978-3-8454-2137-7, PP. 235 (2011).
- [5]. Gryaznov V., Iosilevskiy I., J. Phys. A: Math. Theor. 42, 214007 (2009).
- [6]. Iosilevskiy I., IV Int. Conference "Compact Stars in the QCD Phase Diagram", Prerow, Germany, Ed. D. Blaschke, // eConf C140926 (2015) [[arXiv:1504.05850](https://arxiv.org/abs/1504.05850)]
- [7]. Hempel M., Heinemann O., Yudin A., Iosilevskiy I., Liebendoerfer M. and Thielemann F-K., Phys. Rev. D 94, 103001 (2016) [[arXiv:1511.0655](https://arxiv.org/abs/1511.0655)].

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КАПИЛЛЯРНЫХ РАЗРЯДАХ

Сасоров П.В.

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [pavel.sasorov@gmail.com](mailto:pavel.sasorov@gmail.com)*

Газовый разряд в тонком сквозном канале в диэлектрике называется капиллярным разрядом. Геометрия плазмы и магнитного поля в таких разрядах только количественно отличается от того, что имеет место в Z-пинчах. Плазма капиллярных разрядов имеет различные приложения: а) как источник ВУФ излучения; б) как активная среда для лазеров ВУФ и мягкого рентгеновского диапазонов; в) как плазменный волновод для достаточно дальней транспортировки мощных лазерных пучков; г) в качестве плазменной линзы для фокусировки пучков заряженных частиц; и т.п. В этом докладе будет представлен обзор физических процессов, определяющих основные свойства плазмы капиллярных разрядов.

Электрический ток, протекающий через капиллярный разряд, вызывает в основном два эффекта. Первый из них — это то, что этот ток  $j$  создает азимутальное магнитное поле  $B$ . Это приводит к возникновению силы Ампера, пропорциональной  $j \times B$ , которая стремится сжать плазму разряда к его оси. Второй эффект состоит в том, что электрический ток вызывает омический нагрев. Темп этого нагрева пропорционален  $j^2/\sigma$ , где  $\sigma$  — электрическая проводимость плазмы. Наличие магнитного поля может приводить также к эффектам второго плана, таким, как подавление теплопроводности.

Для случая более сильных токов, более горячей плазмы и с большим диаметром разряда доминирует первый эффект. Это приводит к сильному сжатию плазмы к оси разряда. Динамика плазмы в таких разрядах подобна динамике плазмы в классических Z-пинчах. Начальное давление газа, заполняющего капилляр, его химический состав, амплитуда тока и диаметр капилляра определяют максимальные температуру и плотность плазмы в момент максимального сжатия. Эти зависимости будут обсуждаться в этом обзоре.

Для более низких токов, относительно более холодной плазмы и меньших диаметров капилляра сильный омический нагрев приводит к тому, что роль силы Ампера становится пренебрежимо слабой по отношению к силам, вызванным градиентами давления. В результате капиллярная плазма приходит в довольно простое механическое и тепловое равновесие. Это позволило развить очень простую аналитическую модель для таких водородных капиллярных разрядов. Она описывает распределения температуры и электронной плотности по сечению таких разрядов.

Капиллярные разряды частоотягощены испарением стенки капиллярных разрядов из-за достаточно сильных потоков тепла на них. В докладе будут обсуждены физические процессы, определяющие температуру стенки, а также методы учета такого испарения в динамике капиллярной плазмы.

## РОЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ГЕНЕРАЦИИ АТОМОСФЕРНЫХ ВИХРЕЙ (ТОРНАДО)

<sup>1,2</sup>Гусейн-заде Н.Г., <sup>3</sup>Синкевич О.А.

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия, [ngus@mail.ru](mailto:ngus@mail.ru)

<sup>2</sup>Российский национальный исследовательский медицинский университет им. Н.И. Пирогова, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия, e-mail: [oleg.sinkevich@itf.mpei.ac.ru](mailto:oleg.sinkevich@itf.mpei.ac.ru)

Оцениваются возможности влажной атмосферы Земли как тепловой машины, генерирующей вихревое движение воздуха. Обсуждается роль электрических разрядов, в частности, разрядов молний, в генерации и поддержании вихрей, включая торнадо. Анализ базируется на известных фактах, о наличии самых разнообразных формы электрических разрядов в материнском облаке и самой воронке торнадо. Показано, что даже при интенсивной грозе молниевые разряды обеспечивают торнадо энергией не более чем на 10%, а скорее всего меньше. Однако разряд молнии может способствовать перераспределению концентрации свободных электрических зарядов в материнском облаке, приводить к образованию плазмы и нагреву воздуха в канале молнии. Это, в свою очередь, может приводить к ускорению воздушных потоков за счет мощного электрического поля под грозовым облаком. Кроме того протекающий по каналу молнии ток может приводить к образованию винтовой неустойчивости [1, 2] и генерации первоначального слабого вихря, локализованного в атмосфере горячего воздуха. Этот вихрь может усиливаться уже после прекращения тока молнии за счет циклонического движения воздуха в материнском облаке. Более детально анализируется возможность развития винтовой неустойчивости в канале разряда молнии, с учетом собственного магнитного поля и магнитного поля Земли.

Показано, что при учете внешнего магнитного поля Земли электрическое число Рэлея превышает критические значения в определенных диапазонах плотности тока только для случая правовинтовых возмущений, при этом апериодические возмущения могут лишь незначительно нарастать [3, 4]. При развитии винтовой неустойчивости в собственном магнитном поле электрического разряда молнии электрическое число Рэлея всегда больше критического и возникает апериодическая неустойчивость. Более того, возможно возникновение многозаходной винтовой структуры, коэффициент усиления возмущений для которой может существенно превышать аналогичный коэффициент для одновинтовой структуры вихря. В случае молнии облако – Земля проводимость может расти за счет появления в воздухе различных примесей: солей, паров металлов (при попадании разряда в металлические конструкции) и т.д. При этом растет и текущее электрическое число Рэлея, следовательно, и возмущения могут нарастать значительнее. Обсуждаются возможные сценарии усиления созданного при разряде молнии вихря и возможности превращения его в торнадо на послеразрядной стадии.

### Литература

- [1]. Синкевич О.А. // ДАН СССР. 1985. Т. 280. С.95
- [2]. Синкевич О.А.// In Int. Conf. MSS-9. Mode Conversation, Coherent Structures and Turbulence. // Moscow. 23-25 November. 2009. P. 294.
- [3]. Синкевич О.А., Блинова В.А. // Инженерная физика. 2011. Т. 1. С. 21.
- [4]. Sinkevich O.A., Glazkov V.V., Chilunov S.E. // Heat Transfer Research. 2010. V. 41. P.5.



## ТОКОВЫЕ СЛОИ В ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ И В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

<sup>1</sup>Франк А.Г., <sup>2</sup>Артемьев А.В., <sup>2</sup>Зеленый Л.М

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,  
annfrank@fpl.gpi.ru*

<sup>2</sup>*Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия*

Для многих явлений «вспышечного» типа характерно быстрое преобразование энергии магнитного поля в тепловую и кинетическую энергию плазмы, в потоки ускоренных частиц и излучений. Вспышечные явления — это вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и планет, неустойчивости срыва в токамаках, нестационарные явления в пинчах с обращенным полем, компактных торах, плазменном фокусе, Z- и  $\Theta$ -пинчах. Согласно современным представлениям, преобразование магнитной энергии в энергию плазмы реализуется благодаря процессам магнитного пересоединения, когда в некоторой локальной области пространства тесно сближаются магнитные силовые линии противоположных или различающихся направлений, и образуется токовый слой. Изучение возможностей формирования токовых слоев и происходящих в них процессов представляет значительный интерес, как в фундаментальном плане, так и для прикладных аспектов.

Наряду с многочисленными теоретическими исследованиями, динамика токовых слоев и процессы магнитного пересоединения изучаются в целом ряде специально поставленных лабораторных экспериментов. Более того, протяженный токовый слой хвостовой области магнитосферы Земли уже в течение нескольких десятилетий исследуется с помощью различных, в том числе современных многоспутниковых миссий.

В докладе проводится сопоставление основных характеристик токовых слоев, формируемых в лабораторных экспериментах, с результатами непосредственных спутниковых наблюдений в хвостовой области магнитосферы Земли. Анализ структуры магнитных полей свидетельствует, что и в хвостовой области магнитосферы, и в лабораторных условиях формируются сравнительно тонкие токовые слои, обладающие поразительным качественным сходством, несмотря на колоссальные различия в масштабах, параметрах плазмы, магнитных полей и токов [1 – 3]. Действительно, различия между абсолютными значениями параметров, характеризующих магнитосферные и лабораторные токовые слои, достигают 7 – 16 порядков величины, поэтому для их количественного сопоставления необходимо использовать безразмерные параметры [4]. Анализ ряда безразмерных параметров показал, что в обоих случаях они имеют достаточно близкие значения, что позволяет обосновать возможность количественного моделирования процессов, происходящих в магнитосфере, в лабораторных условиях. С другой стороны, многие явления, которые наблюдаются в хвостовой области магнитосферы Земли, могут иметь место в лабораторных токовых слоях и, по всей вероятности, могут быть обнаружены экспериментально.

Работа поддержана РФФИ, проект № 15-02-03644, и Программой ОФН РАН IV.2.14 «Динамика разреженной плазмы в космосе и в лаборатории».

### Литература

- [1]. A.V. Artemyev, A.A. Petrukovich, A.G. Frank et. al. // J. Geophys. Res. 2013. **118**. 2789.
- [2]. Е.В. Юшков, А.Г. Франк, А.В. Артемьев. и др. // Физика плазмы 2015. **41**. 73.
- [3]. L.M. Zelenyi, A.G. Frank, A.V. Artemyev et. al.// Plasma Phys. Contr. Fus. 2016. **58**. 054002.
- [4]. А.Г. Франк, А.В. Артемьев, Л.М. Зелёный // ЖЭТФ 2016. **150**. 807.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ

Савельев А.Б.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, г. Москва, Россия*

*МГУ имени М.В. Ломоносова, Международный лазерный центр, г. Москва, Россия,*

*e-mail: [abst@physics.msu.ru](mailto:abst@physics.msu.ru)*

Приведен обзор экспериментальных исследований взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью до  $5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> с плотной плазмой, выполненных в последнее время с использованием тераваттного фемтосекундного лазерного комплекса МЛЦ МГУ. Основной упор в этих исследованиях делается на управление параметрами формирующейся плазмы (яркость свечения в рентгеновском и гамма-диапазонах, получение пучков релятивистских электронов и быстрых многозарядных ионов) и их оптимизацию подбором режима взаимодействия и параметров преплазмы. Последняя неизбежно возникает вследствие воздействия предимпульсов различной интенсивности и длительности, присутствующих во временной структуре мощного импульса. В связи с этим особое внимание при развитии лазерной системы уделялось контрасту лазерного импульса на пико- и наносекундных масштабах. В настоящий момент контраст лазерного импульса нашей системы достигает  $10^{10}$  по интенсивности, что полностью предотвращает пробой поверхности до прихода основного лазерного импульса.

В докладе рассмотрены четыре основные группы экспериментов:

- исследование влияния различных типов предимпульсов на параметры плазмы (УСИ, короткие предимпульсы на нано и пикосекундном масштабах) при взаимодействии с твердыми мишенями [1 – 4];

- исследование взаимодействия высококонтрастного фемтосекундного лазерного импульса с протяженной управляемой преплазмой, формируемой дополнительным лазерным импульсом наносекундной длительности [4, 5];

- исследование влияния короткого предимпульса, опережающего основной на 5 – 15 нс, при взаимодействии с жидкометаллическими мишенями [6 – 8];

- исследование взаимодействия с мишенями с нано и микроструктурированной поверхностью и некоторые применения созданных лазерно-плазменных источников [9 – 10].

Исследования проводятся в тесном взаимодействии с научными группами институтов РАН и поддерживаются грантами РФФИ.

### Литература

- [1]. V. V. Bolshakov et al., JETP Letters, 88(6): 360–364, 2008.
- [2]. V. V. Bolshakov et al., Contributions to Plasma Physics, 49(7-8): 568–574, 2009.
- [3]. K. A. Ivanov et al., Contributions to Plasma Physics, 53(2): 116–121, 2013.
- [4]. K. A. Ivanov et al., Physics of Plasmas, 21: 093110–093110, 2014.
- [5]. S. A. Shulyapov et al., Journal of Physics: Conference Series, 653(3): 012007, 2015.
- [6]. K. A. Ivanov et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, 653: 58–61, 2011.
- [7]. D. S. Uryupina et al., Physics of Plasmas, 19: 013104–013104, 2012.
- [8]. A. Lar'kin et al., Physics of Plasmas, 21: 093103, 2014.
- [9]. K. A. Ivanov et al., Laser Physics Letters, 12(4): 046005, 2015.
- [10]. И. Н. Цымбалов et al., Физика и химия обработки материалов, (1): 25 – 30, 2016.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ И УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ НА СУБПЕТАВАТТНОМ ЛАЗЕРНОМ СТЕНДЕ PEARL

<sup>1</sup>Соловьев А.А., <sup>1</sup>Бурдонов К.Ф., <sup>1</sup>Еремеев А.А., <sup>1</sup>Гинзбург В.Н., <sup>1</sup>Хазанов Е.А.,  
<sup>1</sup>Кочетков А.А., <sup>1</sup>Кузьмин А.А., <sup>1</sup>Шайкин И.А., <sup>1</sup>Шайкин А.А., <sup>1</sup>Яковлев И.В.,  
<sup>1</sup>Сладков А.Д., <sup>1</sup>Коржиманов А.В., <sup>2</sup>Revet G., <sup>2</sup>Chen S.N., <sup>3</sup>Пикуз С.А., <sup>3</sup>Скобелев И.Ю.,  
<sup>3</sup>Рязанцев С.Н., <sup>3</sup>Алхимова М.А., <sup>3</sup>Филиппов Е.Д., <sup>3</sup>Пикуз Т.А., <sup>4</sup>Ciardi A.,  
<sup>4</sup>Khiair B., <sup>1</sup>Стародубцев М.В., <sup>2</sup>Fuchs J.

<sup>1</sup>*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия,  
e-mail: mstar@appl.sci-nnov.ru*

<sup>2</sup>*Ecole Polytechnique, Palaiseau, France*

<sup>3</sup>*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия*

<sup>4</sup>*LERMA, Observatoire de Paris, Paris, France*

Исследования процессов взаимодействия лазерного излучения высокой мощности с плазмой стимулируются многочисленными приложениями, такими как разработка лазерных методов ускорения заряженных частиц, источников рентгеновского излучения, создание плазмы с высокой плотностью энергии для исследования задач астрофизики и инерциального термоядерного синтеза и пр. В докладе представлен обзор экспериментальных исследований процессов лазерно-плазменного взаимодействия, проведенных на лазерно-плазменном комплексе PEARL (ИПФ РАН). Основные направления исследований, изложенных в докладе, связаны с задачами ускорения протонов и лабораторной астрофизикой.

Представлены результаты экспериментов по ускорению протонов при помощи лазерного импульса мощностью до 170 ТВт (<8 Дж, 60 фс), сфокусированного в пятно диаметром порядка 6 мкм на тонкую алюминиевую мишень (0,5 – 10 мкм), ориентированную под 45° к лазерной оси. Интенсивность лазерного излучения в фокальном пятне достигала  $3 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. Основным режимом ускорения протонов в проведенных экспериментах был TNSA (target normal sheath acceleration), в ходе которого протоны ускоряются электростатическим полем разделения зарядов, возникающим в результате нагрева электронов мишени лазерным излучением. В ходе экспериментов достигнуты энергии протонов, превышающие 43 МэВ, что является рекордом для лазерных систем с выходной энергией до 20 Дж.

В ходе экспериментов по лабораторному моделированию астрофизических проблем, проведенных на лазерном стенде PEARL, исследовались процессы взаимодействия высокоскоростных потоков горячей плотной лазерной плазмы с внешними магнитными полями, направленные на моделирование магнитогидродинамических процессов, развивающихся в окрестности компактных звезд. Изучались физические процессы в пограничном слое между движущейся плазмой и магнитным полем, что является ключевым фактором для создания физических моделей внутреннего края аккреционных дисков, аккреционных колонок, астрофизических джетов и пр. Представлены экспериментальные результаты, моделирующие аккрецию вещества на астрофизические объекты, обладающие собственным магнитным полем. Показано, что на внутреннем крае аккреционного диска, где газодинамическое давление плазмы сравнивается с магнитным давлением, развивается неустойчивость, приводящая к эффективному проникновению плазмы поперек внешнего магнитного поля. Отметим, что этот результат может привести к пересмотру традиционных моделей аккреционных дисков.

## ФАКЕЛЬНЫЙ СВЧ РАЗРЯД ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ТЕХНОЛОГИИ МРАСVD СИНТЕЗА АЛМАЗА

Арутюнян Н.Р., Летунов А.А., Лукина Н.А., Савельев А.В.,  
Светогоров Д. И., Сергейчев К.Ф.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия*  
*e-mail: [natlukina@rambler.ru](mailto:natlukina@rambler.ru)*

СВЧ разряд, зажигается и стабильно горит в форме вертикального факела при атмосферном давлении в струе газовой смеси: аргон-водород-метан, истекающей из сопла коаксиальной «горелки». Источником энергии служит магнетрон бытовой СВЧ печи (частота 2,45 ГГц), работающий в режиме непрерывной генерации (мощность  $\leq 1$  кВт). В плазменном столбе факела диаметром  $\sim 0,2$  см, длиной  $\leq 3$  см реализуется рекордно высокая плотность выделения энергии  $\leq 10^4$  Вт/см<sup>3</sup>. Значительную долю в балансе энергии в факеле составляет излучение, которое в своем спектре несет информацию об электронной и газовой температуре, о радикалах C<sub>2</sub> и атомарном водороде, участвующих в росте алмазных структур на подложках, помещаемых над факелом. Рабочая температура подложек варьируется в пределах 800... 1100°C, устанавливается за счет тепла самого факела выбором расстояния от подложки до сопла «горелки» - 25...45 мм.

Реализовано осаждение алмазных пленок нано- и микрокристаллической структуры на инородных подложках площадью  $\sim 1$  см<sup>2</sup> из тугоплавких металлов, композитов и кремния с предварительным засевом наноалмазным порошком или наноуглеродным коллоидом в ультразвуковой ванне.

Факельный СВЧ разряд, представляет интерес для ускоренного роста упрочняющих алмазных покрытий обрабатываемых и медицинских инструментов небольших размеров (сверл, режущих вставок, скальпелей и боров). Особый интерес факельный разряд представляет для увеличения объема синтетических и природных монокристаллов алмаза, благодаря высокой скорости осаждения. В факельном разряде получен эпитаксиальный рост алмазной пленки на искусственных алмазных монокристаллических подложках, выращенных методами НРНТ- и МРАСVD-технологии со скоростью  $\sim 40$  мкм/час. Отметим, что эксперименты проводились с техническими газами, содержащими примеси атмосферных газов, что, как оказалось, не мешает осаждению алмаза.

Контроль за режимами роста проводился спектральными методами.

Условием роста алмаза является поддержание оптимального соотношения между интенсивностью излучения радикала C<sub>2</sub> (полоса Свана  $\sim 516$  нм) и интенсивностью линии H $\alpha$  водорода (564 нм), которое находится в пределах одного порядка

По данным анализа оптических спектров плазмы в условиях роста алмазных пленок найдены средняя концентрация электронов  $N_e \sim 3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, температура электронов  $T_e \sim 1.5 \dots 3$  эВ и температура газа  $T_g = 3000 \dots 5000$  К,.. Представлены данные анализа углеродных (алмазных) пленок методами оптической микроскопии, электронной микроскопии и КР- рассеяния.

**СЕКЦИЯ  
«МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ  
ПЛАЗМЫ»**

**SECTION  
«MAGNETIC CONFINEMENT OF HIGH - TEMPERATURE  
PLASMAS»**



**ТОКАМАК — НАРАБОТЧИК ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА**

Стрелков В.С., Днестровский А.Ю.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: [Strelkov\\_VS@nrcki.ru](mailto:Strelkov_VS@nrcki.ru)*

В связи с ограниченными природными запасами делящихся изотопов в урановых и ториевых рудах (0,7% в урановой руде) с развитием энергопотребления в мире, в конце 21 века возникает потребность в «искусственном» производстве ядерного горючего путем облучения руды потоком 14,1 МэВ потоком термоядерных нейтронов [1, 2]. Для промышленного производства топлива по оценкам авторов [1] необходимая мощность нейтронного потока должна быть на уровне 1 ГВт, т.е.  $4,4 \times 10^{20}$  нейт/с, причем важной характеристикой является именно полная интенсивность нейтронного источника, размеры источника не имеют существенного значения. Важно сохранение этой цифры в среднем в течение года, источник может работать импульсно. Сейчас в качестве основного пути воспроизводства ядерного топлива предполагается использовать реакторы на быстрых нейтронах. В России есть опыт эксплуатации таких реакторов-бридеров. Однако в [2] утверждается, что эти реакторы производят большое количество тепла на один вновь рожденный атом делящегося изотопа. Их широкое, успешное использование приведет к необходимости изменения структуры всей отрасли атомной энергетики: существующие АЭС на тепловых нейтронах будут не рентабельны. Если рассматривать существующие термоядерные системы, то сегодня токамак больших размеров ( $R = 10$  м,  $a = 2,5$  м), работающий, только в режиме омического нагрева, способен непрерывно в течение суток генерировать со скважностью 0,8 нейтронные импульсы  $2 \times 10^{17}$  нейтр/с. На 50% смеси дейтерия и трития. Длительность импульса нейтронов определяется запасом вольт-секунд магнитопровода и равна 30 с. Нет необходимости добиваться зажигания плазмы. Возможна работа в подкритическом режиме.

Важно для первого реального шага максимально использовать проверенные и работающие решения: Круглый шнур, магнитопровод с железом (расход энергии на нагрев плазмы — минимален), управление только током, равновесием и плотностью. Графитовые лимитеры. На пути создания первого наработчика ядерного топлива токамак не должен быть предметом исследований. Мы используем результаты более чем полувековой работы. Такая машина будет набирать 1 – 1,5 кг  $U^{235}$  в течение года. Для наработки топлива не требуется создания постоянного тока в токамаке, токамак работает как трансформатор с частотой масштаба 0,01 Гц. Расчеты показывают, что на втором этапе введение 100 МВт дополнительной мощности в ионную компоненту приводит к росту потока нейтронов более чем в 200 раз, соответственно растет выход продукции. Использование ионного или электронного циклотронного нагрева не приведет к коренной модернизации установки: источники дополнительного нагрева располагаются вне тритиевой зоны установки. Удельная тепловая нагрузка камеры (дополнительный нагрев, джоулев нагрев и поток энергии уносимой альфа частицами) не превысит  $0,15$  МВт/м<sup>2</sup> и может быть снята излучением без изменения конструкции камеры при температуре камеры 400°C.

**Литература**

- [1]. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Азизов Э.А. и др. Термоядерный источник нейтронов для производства ядерного топлива. Атомная энергия, 1996, т. 114, с. 160 – 165
- [2]. В.Ф. Цибульский, Е.А. Андрианова, В.Д. Давиденко и др. Преимущества производства новых делящихся изотопов для атомной энергетики в гибридных термоядерных реакторах. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, вып. 4 (в печати)

## ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛЬНЫХ И НЕЛОКАЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ВНУТРЕННИХ ТРАНСПОРТНЫХ БАРЬЕРОВ ОКОЛО ПОВЕРХНОСТИ $q = 1$ В ТОКАМАКАХ

Неудачин С.В., Шелухин Д.А., Мустафин Н.А.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия*

Роль низкорациональных поверхностей  $q$  в формировании внутреннего транспортного барьера (ВТБ) показана на многих машинах ранее. Формирование ВТБ в Т-10 наблюдалось на фронте тепловой волны в области  $q \approx 1$  (при включении центрального ЭЦРН на фоне плазмы с подавленными пилообразными колебаниями, сформированной нецентральной ЭЦРН) при нагреве как на 1-й [1], так и на 2-й гармониках [2] ЭЦР. Внезапное и нелокальное (внутри 30 – 40%  $r/a$ ) уменьшение теплопроводности (ITV-event или ВТБ-событие) было обнаружено в различных режимах JT-60U, но исключительная роль  $q_{\min} = 2, 3, 3,5, 4$  видна лишь при небольшой мощности дополнительного нагрева [3]. Приведенная в данном докладе наша интерпретация экспериментов D-III-D со слабым обратным широм [4] приводит к появлению очень широкого ВТБ-события ( $0 < r/a < 0,8$ ) при  $q_{\min} = 2$  и при  $q_{\min} = 1,25$ .

Нелокальное уменьшение  $\chi_e$  в центральной части шнура ( $0 < r/a < 0,3-0,4$ ) обнаружено при появлении (или приближении) поверхности  $q = 1$  в Т-10 [5 – 6] после полного или частичного отключения нецентрального ЭЦРН. В пределах ошибок расчетов возможно появление зоны слабого отрицательного шира. Уменьшение  $\chi_e$  в узкой зоне центральной части шнура отмечено после пилообразных колебаний при контр и ко-генерации ЭЦ-тока [7 – 8]. ВТБ-событие обнаружено при отключении газонапуска в Омических режимах Т-10 и наблюдается как одновременное появление роста  $T_e$  в зоне  $0,2 < r/a < 0,5$ , то есть вокруг поверхности  $q = 1$ . В отличие от ВТБ при ЭЦРН, описанного выше, в данном случае начинается накопление примесей. В докладе обсуждаются противоречивые теоретические представления о влиянии поверхностей  $q = 1, 1,5, 2 \dots$  на формирование ВТБ.

Недавно описан новый тип ВТБ, вызываемого почти подавленными нецентральной ЭЦРН и ЭЦ-генерацией тока пилообразными колебаниями [9]. В данном докладе описана эволюция переноса и турбулентности (спектров по  $k$ -перпендикулярному) при появлении и последующем разрушении данного ВТБ. В разных сериях разрядов продемонстрировано, что при узкой зоне генерации тока (полуширина 1 см вычислялась кодом ASTRA/OGRAY) ВТБ создается лишь при генерации тока в узкой пространственной зоне шнура (тоже 1 см или  $r/a = 3\%$ ). Это совпадает с зоной самого эффективного подавления пилообразных колебаний при ЭЦ-токе, генерируемым слегка за  $q = 1$  [10]. Возможно, исключительность данной зоны связана с предсказываемой теоретиками области с повышенным широм  $E_r$  на краю острова  $q = 1$  [10]. Авторы планируют получить и новые данные в текущей кампании Т-10 2016-2017 гг.

### Литература

- [1]. Bagdasarov A.A., Vasin N.L., Neudatchin S.V. and Savrukhin P.V. 1991 Pl. Phys. and Control Nucl. Fus. Res. (Proc. 15th Int. Conf., Washington, 1990) vol 1 (Vienna: IAEA) p 253
- [2]. Neudatchin S.V., Kislov A.Ya, Krupin V.A. et al. 2003 Nucl. Fusion **43** 1405
- [3]. Neudatchin S.V., Takizuka T., et al. 2004 Nucl. Fusion 44 p. 945-953
- [4]. M.E. Austin. U. Texas 1999 DIII-D TECHNICAL BULLETIN A23064
- [5]. Neudatchin S., Inagaki S., Itoh K., Kislov A. et al., 2004 J. Plasma and Fus. Res. Series 6 134
- [6]. Neudatchin S.V. et al., 2006 Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conf. (Chengdo, 2006) EX/P1-8
- [7]. Kislov D.A., et al., 1995 22th EPS Conf. on Cont. Fus. and Pl. Phys. Bournemouth P.1 p392
- [8]. Kirneva N.A. et al. 2000 27th EPS Conf. on Cont. Fus. and Pl. Phys. (Budapest, 2000) P2.031
- [9]. Neudatchin S.V., Shelukhin D.A. et al. Proc. 25th IAEA Fus. En. Conf. (St-Petersburg, 2014) EX/P1-43 [10] Kislov D.A. et al. 2007 Nucl. Fusion **47** S590
- [10]. Kaveeva E. and Rozhansky V. 2003 30th EPS Conf. on Contr. Fus. and Pl Ph. (St Petersburg) P-3.150



## ЭКСПЕРИМЕНТЫ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДОВ ОТ ХОРОШЕГО К ПЛОХОМУ УДЕРЖАНИЮ ЧАСТИЦ В ОМИЧЕСКИХ И ЭЦР РАЗРЯДАХ ТОКАМАКА Т-10 ПРИ РАЗНЫХ ТОКАХ

Вершков В.А., Днестровский Ю.Н., Субботин Г.Ф., Черкасов С.В., Лысенко С.Е.,  
Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Шелухин Д.А.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, e-mail: [Dnestrovskiy\\_YN@nrcki.ru](mailto:Dnestrovskiy_YN@nrcki.ru)*

В наших предыдущих работах [1 – 3] было показано, что в омической плазме с низким рециклингом после отключения напуска газа устанавливается режим с хорошим удержанием частиц. Однако этот режим длится недолго (порядка 100 мс) и после этого происходит резкий переход по всему сечению плазмы к режиму с плохим удержанием частиц. Для краткости такой переход мы называем «фазовым переходом» от режима с хорошим удержанием частиц к режиму с плохим удержанием частиц. Эти результаты были показаны на установке Т-10 для импульсов с током  $I = 0,22$  МА и магнитным полем  $B = 2,4$  Тл ( $q_L = 3,3$ ). Там же была развита математическая модель удержания частиц и фазовых переходов, основанная на приближении канонических профилей. В омической плазме с высоким рециклингом фазовые переходы отсутствуют.

В настоящем докладе представлены результаты развития подобных экспериментов, проведенных в плазме с низким рециклингом для набора токов  $I = 0,15, 0,22$  и  $0,3$  МА. Было установлено, что и для других токов эффект фазового перехода в омических режимах наблюдается, однако с ростом тока относительная величина скачка коэффициента диффузии уменьшается. Анализ позволил определить коэффициенты диффузии в фазе хорошего удержания и относительные величины скачка при фазовом переходе для разных токов. На рис. 1 показано поведение коэффициента диффузии  $D$  в середине радиуса плазмы  $\rho = a/2$  во времени для трех омических импульсов с разными токами. Видно, что в фазе хорошего удержания частиц коэффициенты диффузии для импульсов с разными токами близки друг к другу. При переходе к стадии плохого удержания величина скачка коэффициента  $D$  зависит от тока. На рис. 2 показана зависимость относительной величины скачка коэффициента диффузии от запаса устойчивости  $q_L$  на примере трех омических импульсов с разными токами. Видно, что величина скачка возрастает почти линейно с ростом  $q_L$  (уменьшением тока). Подобный анализ проведен и для импульсов с ЭЦР нагревом.

Работа частично поддержана РНФ, проект 14-22-00193.

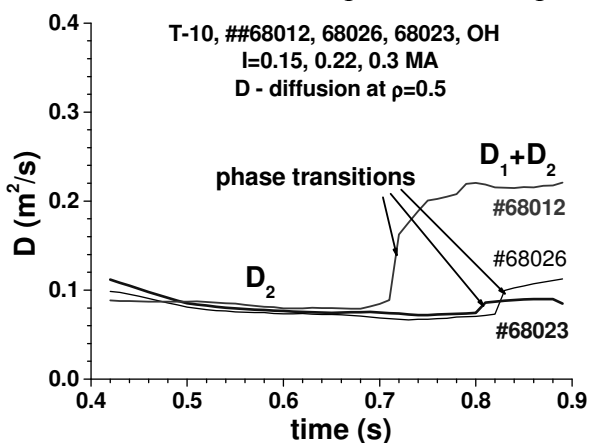


Рис. 1.

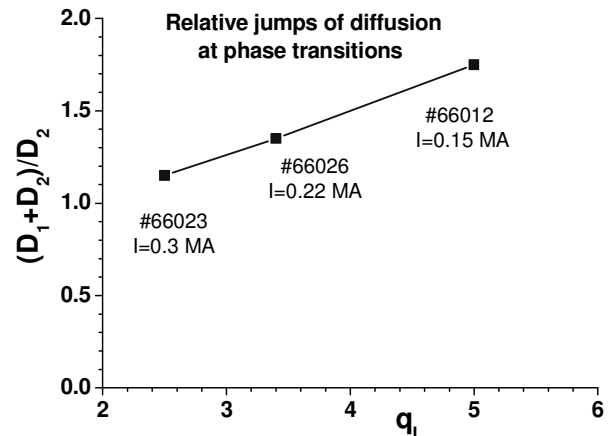


Рис. 2.

### Литература

- [1]. Verzhkov V.A., Borisov M.A., Subbotin G.F. et al. Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 083014
- [2]. Verzhkov V.A., Shelukhin D.A., Subbotin G.F., et al. Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 063014
- [3]. Днестровский Ю.Н., Вершков В.А. и др. Физика плазмы, 2016. т. 42. с. 197

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЕРЕНОСА ЛЕГКИХ, СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10

<sup>1</sup>Нурғалиев М.Р., <sup>1</sup>Крупин В.А., <sup>1</sup>Ключников Л.А., <sup>1</sup>Немец А.Р.,  
<sup>1,2</sup>Земцов И.А., <sup>1</sup>Днестровский А.Ю., <sup>1</sup>Сарычев Д.В., <sup>1</sup>Лисица В.С., <sup>1</sup>Грашин С.А.,  
<sup>1</sup>Рыжаков Д.В., <sup>1</sup>Сергеев Д.С., <sup>1</sup>Мустафин Н.А.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, [taxim.nurgaliev@gmail.com](mailto:taxim.nurgaliev@gmail.com)

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, г. Москва,  
Россия

На токамаке Т-10 в течение длительного времени проводятся исследования переноса примесей в разрядах с омическим и ЭЦР нагревом. В экспериментах [1] с инжекцией Ag и К получены следующие зависимости профилей коэффициентов аномального переноса от параметров плазмы в омических режимах:

$$D_{an}(r) = 9 \cdot 10^{-4} \frac{I_{pl}^{1.5}}{n_e(r) \cdot Z_{eff}(r)}, \quad V_{an}(r) = D_{an}(r) \frac{\nabla n_e(r)}{n_e(r)}, \quad (1)$$

где  $D_{an}$  — в м<sup>2</sup>/с;  $I_{pl}$  — в кА;  $n_e$  — в 10<sup>19</sup> м<sup>-3</sup>. В ОН плазме Т-10 динамическое время удержания, определенное по распаду ВУФ-линии иона К<sup>16+</sup> [1], линейно увеличивается с ростом параметра  $\gamma = \bar{n}_e \cdot \bar{Z}_{eff} \cdot I_{pl}^{-1.5}$ , где  $\bar{n}_e$  и  $\bar{Z}_{eff}$  — средние электронная плотность в м<sup>-3</sup> и эффективный заряд соответственно,  $I_{pl}$  — ток плазмы в кА. Такая же зависимость от  $\gamma$  наблюдается и у балансных характеристик удержания собственных примесей С, О [2] и W [3]. В работах [2, 3] в качестве характеристики удержания рассматривается степень аккумуляции примеси в центре плазмы  $A_Z = n_Z(0)/\Lambda_Z$ , которая является результатом двух процессов: пикирования,  $n_Z(0)/\bar{n}_Z$ , и накопления  $\bar{n}_Z/\Lambda_Z$ , здесь  $n_Z(0)$  и  $\bar{n}_Z$  — центральная и средне-хордовая концентрации примеси Z соответственно,  $\Lambda_Z$  — источник примеси Z, оцениваемый по линии иона низкой кратности ионизации.

По мере увеличения заряда примеси изменяются физические причины наблюдаемых зависимостей от  $\gamma$ . Если в случае легких примесей  $A_Z \propto \gamma$  по причине спада аномального переноса, то для W такая зависимость обусловлена усилением неоклассического переноса примесей с ростом параметра  $\gamma$ . По этой причине в разрядах с предельным уровнем  $Z_{eff} \geq 3,5$  не происходит сильного обострения профиля концентрации W, а сильная аккумуляция создана исключительно интегральным накоплением. Таким образом, зависимости аномальных коэффициентов переноса, впервые полученных в [1], хорошо описывают балансы легких, средних и тяжелых примесей в омических разрядах Т-10.

Данные исследования показывают, что в условиях омических разрядов Т-10 наблюдается аккумуляция примесей в разрядах с высоким  $\gamma$ , в которых в тоже время достигаются максимальные значения величин  $\beta_J$  и  $\tau_E$ , что обуславливает интерес именно к разрядам данного типа как в ОН, так и в ЭЦРН режимах. Введение дополнительного ЭЦР нагрева позволяет предотвратить подобную аккумуляцию примесей в центре за счет усиления аномального переноса частиц, который приводит к выполаживанию профилей концентрации примесей до профиля электронов. При этом происходит сильное снижение  $n_Z(0)$ . Эффективность данного процесса увеличивается с ростом мощности ЭЦР нагрева, но также определяется начальными омическими параметрами.

Работа выполнена за счет гранта РФФИ № 14-22-00193.

### Литература

- [1]. V. Krupin et al., 12<sup>th</sup> EPS Conference on Plasma Physics, Budapest 1985, pp. 207-210
- [2]. M. Nurgaliev et al., 43<sup>rd</sup> EPS Conference on Plasma Physics, Leuven 2016, P2.069
- [3]. M. Nurgaliev et al., 26<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conference, Kyoto, 2016, EX/P8-36

## О РОЛИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В СТИМУЛИРОВАНИИ ТРАНСПОРТНЫХ ПЕРЕХОДОВ

<sup>1</sup>Щепетов С.В., <sup>1,2</sup>Васильков Д.Г., <sup>1</sup>Хольнов Ю.В.

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия, [shch@fpl.gpi.ru](mailto:shch@fpl.gpi.ru),

<sup>2</sup>МГТУ им. Баумана, Москва, Россия

Работа состоит из двух частей. В первой части аналитически решена задача о пилинг-моды в плазме, устойчивой относительно критерия Мерсье, с магнитным бугром на краю плазменного шнура [1]. Показано, что корректный учет вакуумной области приводит к тому, что аналитически рассчитанные внутренние пилинг-моды оказываются устойчивыми, а у внешней моды появляется порог по градиенту давления. Аналитические расчеты соответствуют численным расчетам [2]. Основываясь на экспериментах на стеллараторе Л-2М, мы указываем на внешнюю пилинг-моду как на неустойчивость, инициирующую переход [3].

Во второй части обсуждается, какие модели наиболее адекватно описывают наблюдаемые в экспериментах явления. В настоящее время принято считать, что большинство неустойчивостей в магнитных ловушках при наличии магнитного бугра и устойчивых в рамках идеальной МГД (магнитной гидродинамики) хорошо описываются в рамках теории резистивных МГД-мод. Здесь показано, что данное мнение не универсально. В ходе экспериментов на стеллараторе Л-2М обнаружена пороговая высокочастотная (70 – 90 кГц) внутренняя электромагнитная мода имеющая пороги по плотности и давлению плазмы. Данная неустойчивость наблюдается при  $n(0) > 1,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $\langle \beta \rangle > 0,12\%$ , где  $n(0)$  — значение плотности плазмы, усредненное по центральной хорде и  $\langle \beta \rangle$  — отношение газокINETического давления плазмы к магнитному давлению, усредненное по объему плазменного шнура. Мода наблюдается в разрядах, в которых как встречаются, так и отсутствуют транспортные переходы. В более низкочастотной области спектра также найдены явления, не укладывающиеся в рамки теории резистивных перестановочных мод. Данные эксперименты анализируются на основе упрощенных оценок и моделей.

### Литература

- [1]. Shchepetov S.V. Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. P114002
- [2]. Михайлов М.И., Щепетов С.В., Нюренберг К. и Нюренберг Ю. Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 887.
- [3]. Shchepetov S.V., Kholnov Yu.V., Fedyanin O.I., Kuznetsov A.B., Vasilkov D.G., Akulina D.K., Batanov G.M., Gladkov G.A., Grebenschikov S.E. and Meshcheryakov A.I. Plasma Phys. Control. Fusion. 2008. V. 50. P. 045001.

## ДИНАМИКА LH-ПЕРЕХОДА В ТОКАМАКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ГАМ И ИНЖЕЦИИ ЗАМОРОЖЕННЫХ МАКРОЧАСТИЦ

<sup>1</sup>Белокуров А.А., <sup>1</sup>Аскинази Л.Г., <sup>2</sup>Буланин В.В., <sup>1</sup>Гурченко А.Д., <sup>1</sup>Гусаков Е.З.,  
<sup>1</sup>Жубр Н.А., <sup>3</sup>Kiviniemi T.P., <sup>1</sup>Корнев В.А., <sup>3</sup>Korpilo T., <sup>1</sup>Крикунов С.В., <sup>1</sup>Лебедев С.В.,  
<sup>3</sup>Leerink S., <sup>4</sup>Machielsen M., <sup>3</sup>Niskala P., <sup>2</sup>Петров А.В., <sup>1</sup>Тукачинский А.С., <sup>2</sup>Яшин А.Ю.

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: belokurov@mail.ioffe.ru

<sup>2</sup>Политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Aalto University, Espoo, Finland

<sup>4</sup>Eindhoven University of Technology, Netherlands

H-мода (режим улучшенного удержания плазмы) является необходимым режимом работы для токамака-реактора. Согласно современным представлениям, для перехода в H-моду (LH-перехода) необходимо создание самоподдерживающегося транспортного барьера – области, в которой подавлен аномальный перенос вследствие присутствия сильно неоднородного радиального электрического поля. В некоторых токамаках, несмотря на наличие такого поля, переход в H-моду не развивается, поэтому важной задачей является анализ возможности (или невозможности) LH-перехода.

В экспериментах на токамаке ТУМАН-3М обнаружено, что LH-переходу в режиме с низкой плотностью всегда предшествует вспышка ГАМ, в то время как в ФТ-2 LH-переход не происходит, несмотря на наличие колебаний ГАМ значительной амплитуды. В токамаке ТУМАН-3М существует возможность инициирования LH-перехода возмущением периферийного градиента концентрации при инжекции макрочастицы.

При помощи гирокинетического моделирования были установлены качественные и количественные характеристики турбулентного переноса в плазме обоих токамаков, в частности обнаружена быстрая реакция коэффициента аномальной диффузии и потоков частиц и энергии на колебания электрического поля, сопровождающие ГАМ.

На основе экспериментальных данных и результатов гирокинетических расчетов было проведено моделирование эволюции концентрации плазмы в ТУМАН-3М и ФТ-2 при наличии колебаний ГАМ и периферийном испарении пеллеты. Для ТУМАН-3М происходит инициирование перехода при превышении порогового значения для длительности или амплитуды ГАМ; на фоне колебаний градиента плотности и радиального электрического поля обнаружено постепенное увеличение средних значений этих величин, приводящее к достижению порога для LH-перехода. При испарении пеллеты из-за сильного возмущения градиента плотности возникает способствующее переходу неоднородное радиальное электрическое поле, приводящее к улучшению удержания в том случае, если охлаждение ионной компоненты на периферии незначительно. Для ФТ-2 ни при экспериментальных параметрах ГАМ, ни при искусственно увеличенной длительности и амплитуде вспышки ГАМ промоделировать инициирование LH-перехода не удалось.

Анализ нелинейной зависимости потока частиц от градиента концентрации позволяет выявить вероятные причины наличия и отсутствия LH-перехода. Уравнение диффузии с коэффициентом диффузии, зависящим от ширя электрического поля, в стационарном случае имеет (в зависимости от источника заряженных частиц) либо два устойчивых решения (для L- и H-моды, соответственно), либо одно – только для одного из режимов удержания. Последний случай, когда второе устойчивое решение (H-мода) не реализуется, соответствует параметрам разряда и характеристикам турбулентности в токамаке ФТ-2, что подтверждается результатами эксперимента и численного моделирования.

Авторы выражают благодарность РФФИ за частичную финансовую поддержку: гранты 16-32-00360 мол\_a (А.А. Белокуров), 16-02-00580 (А.Д. Гурченко) и 15-02-03766 (Е.З. Гусаков).

**ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ КОНЦЕПЦИИ ГДМЛ**

Беклемишев А.Д.

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия  
Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия,  
e-mail: [bekl@bk.ru](mailto:bekl@bk.ru)*

Газодинамическая многопробочная ловушка (ГДМЛ) — проект открытой ловушки нового поколения, разрабатываемый в ИЯФ СО РАН с 2011 года [1]. Исходная концепция была основана на комбинировании многопробочного улучшения продольного удержания, обоснованного экспериментами ГОЛ-3 [2], и центральной ячейки с плещущимися ионами, для воспроизведения режимов удержания ГДЛ [3]. К настоящему моменту, как исходная конструкция, так и теоретические основы проекта утратили актуальность. Проект ГДМЛ возвращён на стадию концептуального проектирования, появившиеся новые предложения проходят стадии теоретической и экспериментальной апробации. В частности, сооружается ловушка с винтовой гофрировкой поля — СМОЛА [4], которая предназначена для проверки концепции перекачивания вращающейся плазмы в такой магнитной структуре. Важной особенностью этой новой системы по сравнению с пассивным многопробочным удержанием является повышенная эффективная частота столкновений из-за неустойчивости на запертых частицах, что должно обеспечить эффективность и управляемость подавления продольных потерь. Второй новый элемент проекта — диамагнитный режим удержания плазмы в центральной ячейке, который должен обеспечить существенное повышение эффективного пробочного отношения при высоком бета плазмы [5]. Сегодня важно представить себе, как могла бы выглядеть и какими свойствами обладать открытая ловушка, инкорпорирующая в свою конструкцию новые идеи винтовых многопробочных секций и диамагнитного удержания. Насколько эти новации совместимы друг с другом? Какого выигрыша по сравнению с исходной конструкцией ГДМЛ можно ожидать? Как меняются требования к нагреву, стабилизации и другим подсистемам ловушки? Какие предварительные эксперименты должны быть поставлены для проверки работоспособности перспективной системы? В данной работе представлена и проанализирована перспективная конструкция ловушки, которая (при условии работоспособности новых элементов) позволит рассчитывать на достижение  $Q_{DT} > 1$  в габаритах прежней ГДМЛ.

**Литература**

- [1]. Beklemishev, A., et al., Fusion Sci. Technol., 2013, **63** (No. 1T), 46.
- [2]. Burdakov, A., et al., Fusion Sci. Technol., 2009, **55** (No. 2T), 63.
- [3]. Bagryansky, P.A., et al., Nucl. Fusion, 2015, **55**, 053009.
- [4]. Postupaev, V.V., et al., Fusion Eng. and Design, 2016, **106**, 29.
- [5]. Beklemishev, A.D., Physics of Plasmas, 2016, **23**, 082506.

## ИССЛЕДОВАНИЕ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ: НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И БЛИЖАЙШИЕ ПЛАНЫ

<sup>1</sup>Багрянский П.А., <sup>1</sup>Аникеев А.В., <sup>2</sup>Аникеев М.А., <sup>3</sup>Господчиков Е.Д., <sup>1</sup>Иванов А.А.,  
<sup>1</sup>Коробейникова О.А., <sup>1</sup>Коржавина М.С., <sup>1</sup>Максимов В.В., <sup>1</sup>Мурахтин С.В.,  
<sup>1</sup>Пинженин Е.И., <sup>1</sup>Приходько В.В., <sup>1</sup>Солдаткина Е.И., <sup>1</sup>Соломахин А.Л.,  
<sup>3</sup>Шалашов А.Г., <sup>1</sup>Яковлев Д.В.

<sup>1</sup>*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия,  
e-mail; p.a.bagryansky@inp.nsk.su*

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*

<sup>3</sup>*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия*

Активные и успешные исследования по удержанию плазмы в магнитных ловушках открытого типа практически прекратились в конце 80-х годов прошлого века, несмотря на ряд потенциальных преимуществ таких систем в качестве основы для различных термоядерных приложений. Причина заключается в том, что сама концепция ловушки открытого типа, как было принято считать, имеет три весьма непривлекательных свойства. Магнитная система является слишком сложной, плазма подвержена микро-неустойчивостям, а электронная температура никогда не достигала требуемого «килоэлектронвольтового» диапазона. Исследования на установке газодинамическая ловушка (ГДЛ) в Институте ядерной физики им Г.И. Будкера показали возможность преодоления этих трех недостатков. Стабильное удержание плазмы с высокой плотностью и энергией может быть реализовано при помощи простой осесимметричной магнитной системы [1, 2]. Продемонстрированы режимы удержания, когда микро-неустойчивости не вызывают существенных потерь [3], а электронная температура достигает значения в 1 кэВ [4, 5]. Эти три достижения могут быть основой для пересмотра концепции ловушки открытого типа в качестве источника нейтронов для материаловедческих исследований, «дожигания» радиоактивных отходов и производства ядерного топлива, а также реактора ядерного синтеза для производства энергии. Кроме того, эти три достижения позволили перейти к решению проблем следующего уровня, которые направлены на обоснование экспериментальных установок следующего поколения, а также реакторов ядерного синтеза на основе магнитных ловушек открытого типа. К наиболее важным проблемам следующего уровня следует отнести оптимизацию режимов нагрева плазмы при помощи атомарной инжекции и дополнительного ЭЦР нагрева, а также детальное исследование физических процессов в расширителях/диверторах (областях с расширяющейся магнитным полем за магнитными пробками), которые ответственны за ограничение продольных потерь энергии. Предлагаемый доклад ориентирован на обзор результатов недавних исследований по указанным проблемам. Существенная часть доклада будет посвящена результатам изучения физических процессов в расширителях/диверторах, которые определяют продольный транспорт энергии. Кроме того будут представлены и обсуждены планы исследований 2017 года.

### Литература

- [1]. Beklemishev, Alexei, et al., Fusion Sci. Technol. (2010), **57**, 351.
- [2]. Simonen, Tom, et al., J. Fusion Energ. (2010), **29**, 558.
- [3]. Zaytsev, Konstantin, et al., Physica Scripta (2014), **2014**, 014004.
- [4]. Bagryansky, Peter, et al., Physical Review Letters (2015), **114**, 205001.
- [5]. Bagryansky, Peter, et al., Nuclear Fusion (2015), **55**, 053009.

## РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА МНОГОПРОВОЧНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ЛОВУШКАХ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ УТС

Бурдаков А.В., Поступаев В.В., Судников А.В.

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

*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*

*Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия*

*e-mail : [A.V.Burdakov@inp.nsk.su](mailto:A.V.Burdakov@inp.nsk.su)*

Приводится обзор результатов, полученных на многопровочной ловушке ГОЛ-3 и состояние дел на сооружаемых установках ГОЛ-NB и СМОЛА. На установке ГОЛ-3 исследовались нагрев плазмы мощным релятивистским электронным пучком и ее удержание в гофрированном магнитном поле [1, 2]. Показано, что электронная и ионная компонента плазмы нагревались до температуры 2 – 4 кэВ при плотности  $\sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , найдены режимы с улучшенным удержанием при указанных параметрах. Эти результаты, совместно с достижениями установки ГДЛ, послужили основой для проекта линейной ловушки нового поколения ГДМЛ [3] для удержания термоядерной плазмы. Дорожная карта движения к термоядерному реактору на основе открытой ловушки предполагает создание новых установок, позволяющих расширить базу данных и получить ключевые зависимости.

Установка ГОЛ-NB [4] предназначена для изучения удержания плазмы в конфигурации магнитного поля, близкой к ГДМЛ. Она состоит из центральной ловушки с магнитным полем 0,3 – 0,6 Тл, длиной 2,5 м и диаметром 1 м, в которую будут инжектироваться два пучка нейтральных атомов с общей мощностью 1,5 МВт. Поток истекающей плазмы будет запирается многопровочными секциями с максимальным полем до 4,5 Тл. Общая длина ловушки 11 м. Плотность плазмы будет варьироваться от  $10^{19}$  до  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Параметры плазмы в центральной ловушке зависят от конфигурации магнитного поля в многопровочных секциях. Конструкция установки позволяет проводить ее запуск поэтапно.

В 2015 – 2016 гг. на автономной части соленоида ГОЛ-3 были проведены эксперименты по транспортировке потока низкотемпературной плазмы от дугового источника через 6-метровую камеру, в которой создавалось магнитное поле однородной или многопровочной конфигурации. В экспериментах продемонстрировано заполнение ловушки плазмой во всех режимах при коэффициенте магнитного сжатия до 60 [5]. При этом достигнутая плотность на оси превышала  $1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , что является приемлемым для начала работ на ГОЛ-NB. В настоящее время ведется монтаж конструкций первой очереди этой установки.

В качестве нового направления развития концепции многопровочной ловушки предложена идея винтового удержания [6], заключающаяся в активном подавлении истекающего потока полем, бегущим в системе отсчёта плазмы против градиента плотности. Ожидается экспоненциальная зависимость эффективности удержания от длины ловушки. Для проверки идеи в ИЯФ СО РАН создаётся установка СМОЛА [7]. В экспериментах будет исследоваться торможение вращающейся плазменной струи при помощи соленоида с геликоидальным полем.

### Литература

- [1]. Burdakov A., et al., Fusion Sci. Technol., 2007, **51** (No. 2T), 106.
- [2]. Burdakov A.V., et al., Fusion Sci. Technol., 2011, **59** (No. 1T), 9.
- [3]. Beklemishev A., et al., Fusion Sci. Technol., 2013, **63** (No. 1T), 46.
- [4]. Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov A.A., Fusion Sci. Technol., 2015, **68**, 92.
- [5]. Поступаев В.В., и др., Физика плазмы, 2016, **42**, 321.
- [6]. Beklemishev A.D., Fusion Sci. Technol., 2013, **63** (No. 1T), 355.
- [7]. Postupaev V.V., et al., Fusion Eng. Des., 2016, **106**, 29.

## ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ВЕРХНЕГИБРИДНЫХ ЧАСТОТ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОМУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ

<sup>1,2</sup>Бурдаков А.В., <sup>1,3</sup>Иванов И.А., <sup>1,3</sup>Скляр В.Ф.

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

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия*

<sup>3</sup>*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*

*e-mail: [V.F.Sklyarov@inp.nsk.su](mailto:V.F.Sklyarov@inp.nsk.su)*

Взаимодействие электронных пучков с плазмой, удерживаемой во внешнем магнитном поле, может приводить к генерации интенсивного электромагнитного излучения в окрестности верхнегибридной частоты и её второй гармоники. Данные процессы регистрируются как в астрономических событиях во время солнечной активности [1], так и в лабораторных условиях [2]. При этом во времени регистрируемое электромагнитное излучение представляет собой последовательность кратковременных вспышек излучения, наблюдаемых на стадии интенсивного нагрева плазмы.

В докладе будут представлены результаты анализа временного хода эмиссии электромагнитных волн из плазмы в экспериментах по релаксации сильнотоочного ( $j_e \approx 2 \text{ кА/см}^2$ ) релятивистского ( $\gamma L = 3$ ) электронного пучка в плотной плазме ( $n_e = 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), удерживаемой в гофрированном магнитном поле ( $B = 3,2 \div 4,8 \text{ Тл}$ ), на установке ГОЛ-3, проведённых в 2009 – 2014 годах.

Для анализа мелкомасштабной структуры сигналов использовался вейвлет-анализ, в качестве материнского вейвлета использовалась функция Морлэ. В экспериментах наблюдается несколько выраженных частот появления всплесков. При релаксации электронного пучка диаметром  $\sim 4 \text{ см}$  происходит монотонный дрейф наиболее высокочастотной компоненты в спектре появления всплесков излучения от величины 120 до 20 МГц. В экспериментах по инъекции электронного пучка уменьшенного диаметра ( $\varnothing \sim 1 \text{ см}$ ) дрейф высокочастотной компоненты не наблюдается.

Одним из возможных объяснений данных результатов может быть следующее. Как было установлено ранее, область источника излучения находится внутри области, занятой электронным пучком в плазме [3]. В качестве кандидата на источник излучения могут выступать динамические провалы плотности плазмы, образующиеся на нелинейной стадии двухпоточковой неустойчивости во время интенсивного нагрева плазмы. Эволюция таких провалов плотности определяется соотношением газокINETического давления со стороны плазмы и давления высокочастотного поля, связанного с плазменными волнами, запёртыми внутри данных областей. При нагреве, соответственно, увеличивается газокINETическое давление, приводящее к уменьшению времени существования провалов плотности, вплоть до того, что они не могут образовываться и их плотность должна значительно снижаться. Поскольку в плазме исчезают области с большой плотностью плазменных волн, осуществляющих интенсивную перекачку энергии от плазменных волн частицам плазмы, то прекращается нагрев плазмы и генерация излучения.

### Литература

- [1]. Benson R.F. et al., Magnetospheric electron densities inferred from upper-hybrid band emissions // *Geophysical Research Letters*, Vol. 31, L20803, 2004.
- [2]. Arzhannikov A.V. et al., Observation of spectral composition and polarization of sub-terahertz emission from dense plasma during relativistic electron beam–plasma interaction // *Physics of Plasmas*, Vol. 21(8), 082106, 2014.
- [3]. Arzhannikov A.V. et al., Experimental and theoretical investigations of high power sub-millimeter wave emission at two-stream instability of high-current REB // *Transactions of Fusion Science and Technology*, Vol. 63, p. 82, 2013.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ЭЛЕМЕНТАХ ТОПЛИВНОЙ СИСТЕМЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН

Ананьев С.С., Спицын А.В., Кутеев Б.В., Чеботарев Р.С.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, [Ananyev\\_SS@nrcki.ru](mailto:Ananyev_SS@nrcki.ru)*

Для успешного проектирования сложных технических устройств, использующих водород, требуется иметь инструментарий, позволяющий рассчитывать потоки и накопление изотопов водорода в отдельных узлах этих систем. Авторами ранее был создан код «Tritium Cycle of Fusion Neutron Source» [1, 2] (TC-FNS), ориентированный на моделирование оборота тяжелого изотопа водорода трития в системах термоядерного реактора. В дальнейшем, код был модернизирован (до «Fuel Cycle of Fusion Neutron Source» — FC-FNS) для получения возможности использовать код для решения большего круга задач, требующих расчетов накопления и распределения водорода в различных элементах рассматриваемых систем.

В докладе описан концептуальный топливный цикл для термоядерного реактора, использующего в качестве источника нейтронов термоядерную плазму, стационарно поддерживаемую в тороидальной магнитной ловушке [3]. Основное отличие термоядерного источника нейтронов (ТИН) от демонстрационного термоядерного реактора (ДЕМО) заключается в том, что для ТИН нет необходимости достижения условия зажигания термоядерной реакции, а достаточно обеспечить мощность термоядерной реакции, сопоставимую с мощностью дополнительного нагрева плазмы. В отличие от чистого термоядерного реактора без делящихся материалов, необходимая термоядерная мощность ТИН может быть до 100 раз меньше при сопоставимой общей тепловой мощности в связи с тем, что основное энерговыделение происходит в подкритическом blankets за счет реакций деления, что существенно снижает требования к параметрам плазмы и материалам токамака.

Приведены расчеты, выполненные для проекта ДЕМО-ТИН с термоядерной мощностью 3 – 50 МВт путем моделирования поведения всех изотопов водорода в системах токамака и определения их потоков и запасов в каждой системе. Учитываются потери в результате термоядерной реакции в плазме и  $\beta$ -распада трития, производство водорода в blankets (устройстве для производства водорода в термоядерном реакторе), увеличение количества водорода в системах за счет механизмов высвобождения водорода из конструкционных материалов в процессе эксплуатации установки и его образования в результате термоядерных реакций.

В структуре концептуального топливного цикла (ТЦ) рассматриваются элементы, разработанные в рамках подготовки проектов ИТЭР и ДЕМО. Для уменьшения газовой смеси, накапливаемой в элементах систем, производится оптимизация схемы ТЦ в соответствии с параметрами ДЕМО-ТИН. Сравняются две альтернативные схемы обеспечения газом инжекторов нейтральных атомов: с использованием смеси дейтерия и трития в равных долях и дейтерия без примеси трития, что подразумевает использования отдельной газовой системы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ и Правительства Москвы в рамках научного проекта № 15-38-70030 мол\_a\_мос.

### Литература

- [1]. Anan'ev S.S. et al. Fuel cycle for a fusion neutron source // *Physics of Atomic Nuclei*, 78(10), 1138-1147, 2015
- [2]. S.S. Ananyev, et al., Concept of DT fuel cycle for a fusion neutron source DEMO-FNS, *Fusion Eng. Des.* (2016), Volumes 109–111, Part A, Pages 57–60
- [3]. B.V. Kuteev, et al. // Published 26 June 2015 © 2015 IAEA, Vienna Nuclear Fusion, Volume 55, Number 7.

## ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИВЕРТОРА ДЛЯ РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН

<sup>1,2</sup>Кукушкин А.С., <sup>3</sup>Сергеев В.Ю., <sup>1</sup>Кутеев Б.В.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: [ank755@gmail.com](mailto:ank755@gmail.com), [Kuteev\\_BV@nrcki.ru](mailto:Kuteev_BV@nrcki.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [V.Sergeev@spbstu.ru](mailto:V.Sergeev@spbstu.ru)

Проект гибридной термоядерно-ядерной установки ДЕМО-ТИН [1] разрабатывается в Курчатовском Институте с привлечением других организаций. В этой установке предполагается использовать термоядерную плазму в качестве источника нейтронов для реакций деления в ядерном материале blankets. Такой реактор работает в подкритическом режиме, что существенно повышает безопасность его эксплуатации. В то же время жесткий спектр термоядерных нейтронов обеспечивает эффективность реакций деления в blankets и позволяет вести наработку делящихся материалов или дожигание продуктов реакции в отработанном топливе.

Термоядерная часть ДЕМО-ТИН представляет собой токамак с большим радиусом 3,2 м и термоядерной мощностью около 40 МВт [2]. Одним из принципиальных вопросов в обеспечении квазистационарной работы такой машины является организация пристеночной плазмы, через которую происходит съём выделяемой в плазме мощности, откачка продуктов реакции и управление плотностью плазмы в разряде. Для этого в ДЕМО-ТИН предусмотрен двухнулевой полоидальный дивертор [3], работающий в режиме «детачмента», то есть, отрыва плазмы от приёмных пластин [4]. В настоящей работе обсуждаются результаты численного моделирования первого варианта дивертора ДЕМО-ТИН с помощью пакета программ SOLPS4.3 [5]. Исследуется влияние геометрии дивертора на детачмент, условия откачки и плотность плазмы в диверторном слое (последняя определяет требования к мощности излучения из пристеночной плазмы, контролируемой введением дополнительных примесей). Показано, в частности, что для поддержания плотности плазмы на краю шнура в пределах  $(4 \div 5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  около 70% мощности, выходящей с плазмой через сепаратрису, должно излучаться на примесях в пристеночной плазме.

### Литература

- [1]. B.V. Kuteev et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 073035
- [2]. Yu. Shpansky, E. Azizov and B.V. Kuteev, IAEA FEC, Kyoto, 2016, paper FNS/1-1
- [3]. V.Yu. Sergeev et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 123013
- [4]. S. I. Krashennnikov, A. S. Kukushkin and A. A. Pshenov, Phys. Plasmas 23 (2016) 055602
- [5]. A.S. Kukushkin, et al., Fusion Eng. Des. 86 (2011) 2865

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СБОРА ЛИТИЯ КОЛЛЕКТОРНОЙ МИШЕНЬЮ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ В СИСТЕМЕ ЭМИТТЕР-КОЛЛЕКТОР НА ТОКАМАКЕ Т-11М

<sup>1</sup>Джурик А.С., <sup>2</sup>Вертков А.В., <sup>2</sup>Жарков М.Ю., <sup>1</sup>Лазарев В.Б., <sup>2</sup>Люблинский И.Е.,  
<sup>1</sup>Мирнов С.В., <sup>1</sup>Отрощенко В.Г., <sup>1</sup>Щербак А.Н.

<sup>1</sup>*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк,*

*г. Москва, Россия, e-mail: [shcherbak@triniti.ru](mailto:shcherbak@triniti.ru)*

<sup>2</sup>*АО «Красная Звезда», г. Москва, Россия*

Одним из ключевых элементов контура непрерывной циркуляции лития в тени литиевого эмиттера стационарного ТИНа являются коллекторы лития, предназначенные для сбора «отработанного лития» с целью его последующего полезного использования в циркуляционной схеме. Важной характеристикой эффективности литиевого коллектора является степень захвата им падающего на него потока литиевых ионов. Для гладкого металлического коллектора из нержавеющей стали в случае охлаждения его изнутри жидким азотом этот коэффициент можно было считать близким к 1, по крайней мере, в ходе экспозиции коллектора длительностью 600 рабочих импульсов Т-11М, что эквивалентно примерно 150 с непрерывной работы коллектора. В стационарных условиях работы коллекторной мишени охлаждение жидким азотом становится нерентабельно, и следует быть готовым к переходу на другие способы охлаждения и, соответственно, на другие температуры рабочих поверхностей будущих коллекторов лития. При этом возникает вопрос о допустимом пределе отклонения температуры поверхности коллектора от криогенного уровня в реальных условиях, когда поверхность коллектора уже будет покрыта активным слоем собранного лития.

Таким образом, целью этой работы было изучение эффективности гладкого металлического покрытия в качестве коллектора по отношению к падающим на него ионам лития, а именно, определение допустимого температурного диапазона сбора лития гладкой мишенью.

Эксперименты по сбору лития коллекторной мишенью, находящейся в тени лимитера-эмиттера, проводились на токамаке Т-11М в типичных разрядах установки:  $I_p = 70$  кА,  $V_T = 1,4$  Тл,  $t = 200$  мс,  $n_e = 3 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. В работе использовалась коллекторная мишень нового образца с возможностью нагрева ее поверхности до 500°C. Мишень вводилась в камеру токамака на расстояние примерно 10 см от стенки камеры токамака и располагалась в тени основного лимитера-эмиттера. Кроме того, в тени основного эмиттера также располагался графитовый лимитер, который служил индикатором литиевого потока на периферии плазменного шнура. После экспозиции коллекторной мишени в рабочих разрядах Т-11М при различных рабочих температурах поверхности мишени, она выводилась из камеры токамака через шлюз, затем погружалась в горячую дистиллированную воду, и полученный раствор впоследствии анализировался.

В ходе работы была также исследована зависимость сбора лития коллекторной мишенью от времени экспозиции мишени в рабочих разрядах токамака для двух режимов: с охлаждением мишени жидким азотом и без него, — в экспериментах с продольным литиевым лимитером в качестве основного эмиттера лития.

**НЕЛИНЕЙНОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ МАКРОЗАРЯДОВ В КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЕ**<sup>1,2</sup>Мартынова И.А., <sup>1,2</sup>Иосилевский И.Л., <sup>3</sup>Шагайда А.А.<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область, Россия<sup>3</sup>Исследовательский центр имени М.В. Келдыша, г. Москва, Россия

В основе этой работы лежит известная и общепринятая фазовая диаграмма пылевой плазмы с потенциалом в форме потенциала Юкавы [1]: кристалл бсс – кристалл фсс – флюид в координатах  $\Gamma - \kappa$  ( $\Gamma$  — параметр кулоновской неидеальности,  $\kappa$  — безразмерный параметр экранирования). С использованием приближенных уравнений состояния [1,2] выявлено существование на фазовой диаграмме пылевой плазмы [1] обширных областей с отрицательной сжимаемостью и отрицательным давлением [3, 4]. В связи с этим обсуждаются вопросы термодинамической устойчивости и возможность существования в равновесных многокомпонентных системах неучтенного фазового перехода типа газ – жидкость и/или газ – кристалл. Рассматриваются двухкомпонентные высоко-асимметричные системы классических макроионов с зарядом  $Z$  и точечных противоионов (микроионов), где макроион приводит к сильной неоднородности плазмы в своей окрестности. Показано, что линейное дебаевское приближение неприменимо в значительной части области параметров, характерной для реальной пылевой плазмы. Для учета нелинейного характера экранирования макроионов в приповерхностной зоне сильного притяжения микро- и макроионов для распределения последних было численно решено нелинейное уравнение Пуассона-Больцмана в электронейтральной ячейке Вигнера-Зейтца. В результате вычислений получены профили микроионов и потенциалы, создаваемые макроионом в ячейке. Это позволяет провести перенормировку заряда макроиона и ввести наряду с истинным («голым») зарядом  $Z$  дополнительно понятие видимого (эффективного) заряда  $Z^*$  макроионов. Эта перенормировка заряда макроионов позволяет в свою очередь перестроить базовую диаграмму [1] к виду, реально учитывающему нелинейный характер экранирования заряда вблизи макроионов. С учетом проведенной перенормировки анализируется положение дополнительного неучтенного ранее фазового перехода на фазовой диаграмме [1].

Работа поддержана РФФ, грант № 14-50-00124.

**Литература**

- [1]. Hamaguchi S., Farouki R.T. Dubin D. Phys. Rev. E 1997. Vol. 56. P. 4671–4682.
- [2]. Khrapak S.A., Khrapak A.G. Ivlev A.V., Morfill G.E. Phys. Rev. E 2014. Vol. 89. P. 023102.
- [3]. Martynova I.A., Iosilevskiy I.L. Contrib. Plasma Phys. 2016. Vol. 56, №5. P.432–441.
- [4]. Martynova I.A., Iosilevskiy I.L. J. Phys.: Conf. Ser. 2015. Vol. 653. P. 012141.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И КВАЗИ-ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ ВЕРХНЕГО ГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА В ПЛАЗМЕ С ВЫСОКИМ ЗНАЧЕНИЕМ $\beta$

Господчиков Е.Д., Шалашов А.Г., Кутлин А.Г.

*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия,  
[anton.kutlin@gmail.com](mailto:anton.kutlin@gmail.com)*

В данной работе представлены результаты аналитического исследования и численного моделирования трансформации электромагнитных волн в квазиэлектростатические в слабо анизотропной магнитоактивной плазме в условиях верхнего гибридного резонанса. Случай слабо анизотропной плазмы является промежуточным между случаем изотропной среды и случаем сильной анизотропии, однако ни существующая теория для сильно анизотропной плазмы, ни хорошо проработанная модель изотропной плазмы не способны дать даже качественного согласия с полученными результатами. Представленный в [1] подход к описанию линейной трансформации основан на решении модельного уравнения, полученного из дисперсионного уравнения электромагнитных волн в среде. Более детальный анализ, основанный на непосредственном использовании уравнений Максвелла, продемонстрировал несостоятельность идеи использования дисперсионного уравнения в качестве отправной точки для построения теории в общем случае. Однако в случае распространения волн вдоль градиента концентрации формула, представленная в [1], даёт качественно верные предсказания, хоть и нуждающиеся в уточнении. В настоящей работе была развита теоретическая модель, демонстрирующая качественное согласие с численным моделированием как в случае произвольного направления распространения волны, так и в частном случае распространения вдоль градиента концентрации.

В целях упрощения анализа плазма считалась плавно-неоднородной плоскостройной средой с градиентом электронной концентрации, ортогональным направлению внешнего магнитного поля. Коэффициент линейной трансформации электромагнитных волн в квазиэлектростатические считался равным коэффициенту столкновительного поглощения. Такое допущение оправдано независимостью величины поглощения от его физической природы в слабостолкновительном пределе. Были найдены оптимальная частота и направление ввода излучения, для которых реализуется поглощение с эффективностью, заметно превышающей максимальное поглощение, предсказываемое ранее разработанной теорией.

Представленные результаты могут быть использованы для повышения эффективности нагрева электронной компоненты плазмы в магнитных ловушках с высоким уровнем газодинамического давления плазмы, поскольку заметно уточняют оценки эффективности нагрева по сравнению с существующими результатами.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №15-02-07600-а.

### Литература

- [1]. Гинзбург В.Л., *Распространение электромагнитных волн в плазме* (1967), 427с.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РАСПАДА НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ НА ДВА ВЕРХНЕГИБРИДНЫХ ПЛАЗМОНА В ПЛАЗМЕННОМ ФИЛАМЕНТЕ

<sup>1</sup>Архипенко В.И., <sup>1</sup>Симончик Л.В., <sup>1</sup>Усачёнок М.С., <sup>2</sup>Алтухов А.Б.,  
<sup>2</sup>Гурченко А.Д., <sup>2</sup>Гусаков Е.З.

<sup>1</sup>Институт физики им. Степанова НАН республики Беларусь, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

В последнее десятилетие в экспериментах по ЭЦ нагреву плазмы на токамаках и стеллараторах накопилось большое количество наблюдений, не укладывающихся в простую линейную картину [1]. Среди этих явлений особенно подробно изучено аномальное рассеяние греющего СВЧ излучения назад со сдвигом частоты, наблюдавшееся в экспериментах по нагреву на второй гармонике резонанса в токамаке Текстор [2]. В этих экспериментах было показано, что радиационная температура рассеянного излучения в тысячу раз превышает температуру электронов, а его амплитуда сильно модулирована на частоте магнитного острова. При этом наибольший уровень аномального рассеяния достигается при совпадении плотности плазмы в острове с верхнегибридным значением для половинного значения частоты накачки. Это обстоятельство позволило предложить теоретическую модель [3], позволяющую объяснить эффект аномального рассеяния назад, как следствие возбуждения параметрической неустойчивости (ПН) распада волны накачки на два верхнегибридных (ВГ) плазмона запертых в окрестности максимума плотности, сопутствующего острову [4].

В настоящей работе предпринята попытка экспериментального моделирования низкопороговой ПН двухплазмонного распада, протекающей в вытянутом вдоль магнитного поля плазменном филаменте, создаваемом с помощью ВЧ разряда. Плазменный объём (кварцевая труба с внутренним диаметром 22 мм), заполненный аргоном при давлении около 1 Па, проходит через волновод  $72 \times 34$  мм<sup>2</sup> параллельно широким стенкам. Начальная плазма создается ВЧ мощностью около 100 Вт на частоте около 27 МГц, которая подается на кольцевые электроды на внешней стороне кварцевой трубы, расположенные по обе стороны волновода на расстоянии около 30 см. По волноводу к плазме подводятся импульсы СВЧ мощности (до 200 Вт) на частоте 2,35 ГГц. Частота СВЧ излучения значительно превышает ЭЦ и ВГ значения и имеет необыкновенную поляризацию. С помощью оптической и СВЧ диагностик продемонстрировано наличие сильного аномального поглощения СВЧ мощности в плазме при её плотности, превышающей значение плотности ВГ резонанса для частоты, равной половине частоты волны накачки. Этот эффект исследован в зависимости от магнитного поля, плотности плазмы и СВЧ мощности. Определены пороги аномального поглощения. Проведены эксперименты по зондированию плазмы СВЧ волнами с частотой близкой к частоте ВГ резонанса.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ Бел-а 16-52-00019 и БРФФИ Ф16Р-095.

### Литература

- [1]. M. Porkolab, B.I. Cohen 1988 *Nucl. Fusion* **28**, 239
- [2]. S.K. Nielsen, M. Salewski, E. Westerhof et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 115003 (2013)
- [3]. E.Z. Gusakov and A.Yu. Popov 2016 *Physics of Plasmas* **23**, 082503
- [4]. M.Yu. Kantor et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 055002 (2009)

## СИСТЕМА ФИЛЬТРАЦИИ ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДОПЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

<sup>1</sup>Харчевский А.А., <sup>1</sup>Богачёв Н.Н., <sup>2</sup>Малахов Д.В., <sup>3</sup>Шелухин Д.А.,  
<sup>1</sup>Нефедов В.И., <sup>2</sup>Скворцова Н.Н.

<sup>1</sup>Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники, электроники и автоматики, г. Москва, Россия, 89168766306@mail.ru

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия, 89199945791@mail.ru

<sup>3</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

Во время экспериментальной сессии на стеллараторе Л-2М было обнаружено, что увеличение мощности электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева плазмы гиротронным излучением выше 400 кВт приводило диагностическую систему доплеровской рефлектометрии [1] к нестабильной работе. Нестабильность выражалась в зашумлении приёмных детекторов во время начала импульса ЭЦР нагрева и при совместной работе двух гиротронов комплекса МИГ-3 [2].

Для фильтрации излучения гиротронов на частоте близкой к 75 ГГц применяются два типа режекторных фильтров — волноводные штыревые фильтры и фильтр на основе резонатора Фабри-Перо из слюдяных пластин. В статье [3] ранее описывался способ изготовления фильтра Фабри-Перо на частоту 75 ГГц из медных плоскопараллельных сеток на текстолитовой основе, но ввиду невозможности их изготовления в нашей лаборатории, был применён другой подход. В системе автоматизированного проектирования Electro-Magnetic Professional (САПР EMPro) от компании Keysight Technologies полосно-заграждающий фильтр был представлен как несколько пар соприкасающихся слюдяных пластин, расположенных последовательно на некотором расстоянии друг от друга. Пластины были условно помещены в коаксиальный волновод перпендикулярно его оси, чтобы обеспечить распространение TEM волны. Расчет проводился методом конечных элементов (МКЭ, Finite Element Method — FEM) в блоке Agilent FEM Simulator. Компьютерное моделирование фильтра-резонатора позволило определить, на каком расстоянии должны располагаться слюдяные пластины, чтобы обеспечить пик затухания СВЧ на частоте

ЭЦР нагрева плазмы. Так как диагностика обладает единым приёмо-передающим трактом (зондирование и приём ведётся на одну антенну) важным техническим условием к режекторным фильтрам является минимальное затухание электромагнитных волн на частоте работы доплеровского рефлектометра (в пределах единиц дБ).

Первые тестовые измерения показали улучшение соотношения сигнал/шум, что потребовало оптимизации алгоритмов анализа данных и разработки нового ПО.

Характеристики фильтров были измерены с помощью АВ Millimetre MVNA 8–350 GHz Millimeter vector network analyzer. На частоте 75 ГГц затухание для трёх штыревых фильтров имело уровень 30 дБ, а в фильтре резонаторе оказалось близким к расчётному — около 21,8 дБ.

Работа поддержана при частичной поддержке гранта президента РФ для молодых ученых №МК-5298.2016.8.

### Литература

- [1]. Пшеничников А.А., Терещенко М.А., Харчев Н.К. и др., Применение доплеровской рефлектометрии на стеллараторе Л-2М // Физика плазмы, 2005, т. 31, №7, с. 604-611.
- [2]. Батанов Г.М., Белоусов В.И., Бондарь Ю.Ф., Степахин В.Д. и др., Новый гиротронный комплекс МИГ-3 для создания и нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М и результаты первых экспериментов // Прикладная физика, 2012. № 6, С. 79-87.
- [3]. Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю. и др., Исследование генерации миллиметрового излучения в планарном мазере на свободных электронах с комбинированным брегговским резонатором // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2006. Том 1, выпуск 2, с.71-81.

## **ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНЫХ ВИХРЕЙ И ПЛАЗМЫ СТЕЛЛАТОРА Л-2М**

<sup>1</sup>Маслов С.А., <sup>2</sup>Смирнов В.А., <sup>2</sup>Харчевский А.А.

<sup>1</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия, [sergm90@mail.ru](mailto:sergm90@mail.ru),*

<sup>2</sup>*Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники, электроники и автоматики, г. Москва, Россия, [vipex15@mail.ru](mailto:vipex15@mail.ru), [toshaxar@mail.ru](mailto:toshaxar@mail.ru)*

В настоящей работе одновременно проводится вейвлет-анализ процессов различной природы — плазменных сигналов с резкими скачками параметров и интенсивных атмосферных вихрей таких, как тайфунов (тропических ураганов) и торнадо (смерчей). Проводится сравнительный анализ частотно-временной эволюции давления в атмосферных вихрях и плазменной турбулентности в стеллараторе Л-2М [1]. Для исследования процессов используется вейвлет Хаара [2], эффективность которого отмечается в [3]. Применение вейвлета Хаара оказывается надежным в ходе исследования как плазменных процессов, так и атмосферных вихрей.

Вейвлет-анализ показывает, что быстрые переходы в плазменных сигналах стелларатора Л-2М обычно сопровождаются резким затуханием или, наоборот, усилением флуктуаций параметров. Кроме того, амплитуда колебаний в плазме при быстрых переходах изменяется синхронно: не наблюдается существенной зависимости скорости их затухания или усиления от частоты. Сильные магнитные поля и высокая концентрация заряженных частиц в плазме обеспечивают интенсивный обмен энергией между различными участками частотного спектра.

Атмосферный воздух, в отличие от плазмы, обычно не обладает сильной ионизацией, и магнитное поле Земли (не более  $5 \times 10^{-5}$  Тл) гораздо меньше поля в стеллараторе Л-2М — около 1,3 Тл [1]. Этим обусловлено различие частотно-временных характеристик плазменных процессов и атмосферных вихрей. В момент максимального падения давления в торнадо и тайфунах имеют место быстрые переходы, как и в плазме, но наблюдается асинхронность возрастания и затухания колебаний давления на периферии вихря: более высокочастотные флуктуации претерпевают переход ближе к оси вихря, чем низкочастотные.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-31-00456 мол\_а.

### **Литература**

- [1]. Recent ECRH Experiments in the L-2M Stellarator with the Use of a New High-Power Gyrotron / N. K. Kharchev et al. // Plasma and Fusion Research. 2011. V.6. P. 2402142-1 – 2402142-4.
- [2]. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. М; Ижевск: РХД, 2004. 463 с.
- [3]. Maslov S.A., Vasilkov D.G., Kholnov Yu.V., Skvortsova N.N. Wavelet analysis of the parameters of edge plasma fluctuations in the L-2M stellarator // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 666. No. 1. P. 012009 (7 pp).



## УДЕРЖАНИЕ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ПОВЫШЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

<sup>1</sup>Бахарев Н.Н., <sup>2</sup>Гончаров П.Р., <sup>1</sup>Гусев В.К., <sup>1</sup>Ибляминова А.Д., <sup>1</sup>Курские Г.С.,  
<sup>1</sup>Мельник А.Д., <sup>1</sup>Минаев В.Б., <sup>1</sup>Миронов М.И., <sup>1</sup>Патров М.И., <sup>1</sup>Петров Ю.В.,  
<sup>1</sup>Сахаров Н.В., <sup>1</sup>Толстяков С.Ю., <sup>1</sup>Чернышев Ф.В., <sup>1</sup>Щеголев П.Б.

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: bakharev@mail.ioffe.ru

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

В рамках реконструкции токамака Глобус-М в 2016 году были установлены новые источники питания. На токамаке Глобус-М2 они позволят получить тороидальное магнитное поле  $B_{tor}$  и ток плазмы  $I_p$  соответственно 1 Тл и 500 кА. На токамаке Глобус-М эти источники могут быть использованы для увеличения  $B_{tor}$  и  $I_p$  минимум на 25% до значений 0,5 Тл и 250 кА. Ранее такой режим работы почти не использовался из соображений безаварийности эксплуатации. Расчеты показывают, что из-за увеличенной нагрузки на компоненты системы, пропорциональной  $B_{tor} \times I_p$ , в таком режиме установка способна проработать несколько сотен разрядов.

В работе описаны результаты экспериментов по инжекции атомов высокой энергии на токамаке Глобус-М при повышенном тороидальном магнитном поле и токе плазмы. Применялась ко- и контр- инжекция дейтерия и водорода в дейтериевую плазму при тороидальном магнитном поле до 0,5 Тл и токе до 250 кА. Проведено сравнение ионной и электронной температуры, потерь быстрых частиц и нейтронного выхода в режимах с тороидальным полем и током 0,4 Тл, 200 кА [1], 0,5 Тл 200 кА и 0,5 Тл 250 кА. Рассмотрено влияние тороидального магнитного поля и тока плазмы на удержание быстрых частиц. Результаты экспериментов находятся в хорошем соответствии с вычислениями с помощью трехмерного алгоритма для расчета траекторий частиц, объединенного с решением уравнения Больцмана для моделирования замедления ионов высокой энергии. Рассмотрено влияние неустойчивостей – альфвеновских мод, пилообразных колебаний, фишбонов, на удержание быстрых частиц при тороидальном магнитном поле 0,5 Тл.

Бахарев Н.Н., Ибляминова А.Д., Курские Г.С. и Щеголев П.Б. благодарят за финансовую поддержку РФФИ (научный проект № 16-32-00027 мол\_а).

### Литература

[1]. Bakharev et al. // Nucl. Fusion, 2015, Vol. 55, 043023

## ИНЖЕКЦИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

<sup>1</sup>Бишаев А.М., <sup>2</sup>Гавриков М.Б., <sup>1</sup>Козинцева М.В., <sup>2,3</sup>Савельев В.В.

<sup>1</sup>Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники, электроники и автоматики, г. Москва, Россия, e-mail: [bishaev@mirea.ru](mailto:bishaev@mirea.ru)

<sup>2</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия, e-mail: [ssvvvv@rambler.ru](mailto:ssvvvv@rambler.ru)

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

Инжекция плазменного сгустка в мультипольную ловушку [1] может применяться для создания начальной плазмы в объеме ловушки. Инжекция сгустка в ловушку типа токамак может рассматриваться как дополнительный инструмент управления процессом нагрева плазмы. В обоих случаях инжекция производится перпендикулярно магнитному полю ловушки. Рассмотрение процесса проникновения сгустка в поперечное магнитное поле на основе закона сохранения импульса показывает, что длина проникновения плазменного сгустка в поперечное магнитное поле пропорциональна энергии сгустка и обратно пропорциональна магнитному давлению и площади поперечного сечения сгустка. Эта зависимость была подтверждена экспериментально в МИРЭА [2], а также позволила объяснить результаты работ выполненных в ИОФАН [3] и ТРИНИТИ [4], в которых было получено, что для остановки сгустков величина давления магнитного поля в барьере на порядок превышала скоростной напор сгустка. Математическое моделирование инжекции сгустка в магнитное поле было проведено в двумерном приближении. Конфигурация магнитного поля в барьере, по мере продвижения сверхпроводящего недеформируемого сгустка через барьер (см. рис.1, движение сгустка слева направо) рассчитывалась с помощью уравнений Максвелла. Расчеты распределения магнитного поля позволили

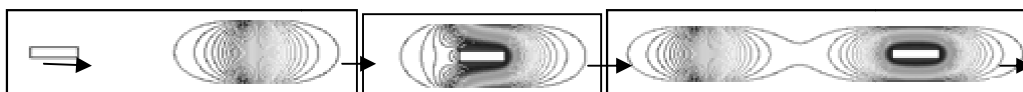


Рисунок. Конфигурация магнитного поля при различных положениях сгустка

определить зависимость потенциальной энергии сгустка от его местоположения в барьере. По этой зависимости определялась длина проникновения сгустка в барьер и ее зависимость от начальных параметров сгустка и величины магнитного поля в барьере. Проведенное математическое моделирование подтвердило правомерность предложенного подхода к определению длины проникновения сгустка в барьер и правильности предложенного подхода к рассмотрению процесса взаимодействия плазменного сгустка с поперечным магнитным полем. Полученные результаты дают возможность рассчитать параметры плазменного сгустка, при которых он будет захвачен в ловушку.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (№16-11-10278).

### Литература

- [1]. Морозов А.И., Савельев В.В. УФН. 1998. Т. 168. № 11. С. 1153-1194.
- [2]. Bishaev A.M.et al. Proc. of 25<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conference. St. Petersburg, 13-18 October 2014, PD/P3-2.
- [3]. Андрюхина Э.Д., Шпигель И.С., ЖТФ, 1965, том 35, №7, с. 1242-1251.
- [4]. В.И.Васильев, А.М.Житлухин, В.М.Струнников, Ф.Р.Хамидуллин. Энциклопедия низкотемпературной плазмы, т.1Х-3 Радиационная плазмодинамика, Глава 3 2008. С.244-278.

## ПОТОКИ ПЛАЗМЫ В СОЛЕНОИДЕ С ВИНТОВОЙ ГОФРИРОВКОЙ ПОЛЯ

Беклемишев А.Д.

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия  
Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия,  
e-mail: [bekl@bk.ru](mailto:bekl@bk.ru)*

Секции с винтовой гофрировкой поля предложены в качестве дополнительных запирающих элементов, снижающих продольные потери из газодинамических ловушек [1]. Кроме того, аналогичные системы с переменным шагом гофрировки могут использоваться в качестве ускорителей плазмы в электрореактивных двигателях мегаваттного класса [2]. Идея состоит в том, что вращение плазмы в системе с винтовой гофрировкой продольного магнитного поля и с радиальным электрическим полем приводит к появлению средней силы вдоль системы из-за трения дрейфующих запертых и пролётных частиц. Работа по ускорению плазмы совершается радиальным электрическим полем, которое может либо быть естественным — амбиполярным, либо поддерживаться внешними источниками. Если в системе есть продольные и радиальные градиенты давления плазмы, то секция с винтовой гофрировкой, в зависимости от её винтовой симметрии и направлений полей, может приводить к весьма разнообразным последствиям. В отсутствие внешнего источника тока возможны как ускорение, так и замедление продольного истечения (при противоположной винтовой симметрии системы), но оба варианта приведут к радиальному расширению разряда, что соответствует режиму неоклассического переноса. Эта ситуация сохранится, хотя и с иными значениями потоков, если внешний источник есть, но не меняет направления вращения плазмы относительно амбиполярного. При мощности и полярности внешнего источника, достаточного для изменения направления вращения плазмы, ускорение и замедление продольного потока будет сопровождаться радиальным сжатием (пинчеванием) разряда. Этот режим, очевидно, является наиболее интересным. В открытых ловушках внешний источник может быть реализован с помощью подачи потенциала на секционированные плазмоприёмники, инъекции заряда с электронными пучками вдоль силовых линий, или с помощью инъекции момента импульса с вне-осевыми атомарными пучками. Данная работа посвящена теоретическому описанию связи между продольными и поперечными градиентами давления и потоками плазмы в длинном соленоиде с винтовой гофрировкой поля при вращении плазмы в радиально распределённом потенциале.

### Литература

- [1]. A.D. Beklemishev, Fusion Science and Technology, 2013, **63** (1T), 355.
- [2]. A.D. Beklemishev, Physics of Plasmas, 2015, **22**, 103506.

## **РАЗРАБОТКА ИСТОЧНИКА ДЛЯ ПОДАЧИ ТОПЛИВА В ЦЕНТРАЛЬНУЮ ЗОНУ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА**

<sup>1</sup>Воронин А.В., <sup>1</sup>Бахарев Н.Н., <sup>1</sup>Гусев В.К., <sup>2</sup>Горяинов В.Ю., <sup>1</sup>Ибляминова А.Д.,  
<sup>1</sup>Новохацкий А.Н., <sup>1</sup>Поняев С.А., <sup>1</sup>Сахаров Н.В.

<sup>1</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия*

Одной из проблем управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием плазмы является подача топлива в центральную область реактора. Так для подпитки реактора ИТЭР необходимо инжектировать топливо с плотностью  $>10^{23} \text{ м}^{-3}$  и скоростью потока  $\geq 100 \text{ км/с}$ . В настоящее время коаксиальные плазменные пушки позволяют получать плотные, высокоионизованные струи с плотностью частиц  $\sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$  и скоростью потока  $\geq 100 \text{ км/с}$  [1, 2].

В настоящей работе представлены результаты исследований по разработке плазменного источника, основанного на коаксиальном ускорителе со щелевой геометрией канала для разгона тока. Исследования показали, что плазменная струя вытекала с более высокой кинетической энергией по сравнению с энергией, получаемой в обычных коаксиальных ускорителях. Проведены измерения параметров плазмы на выходе ускорителя – плотности частиц, скорости потока, элементного состава и давления струи. Рассматриваемый источник генерировал достаточно чистую плазму при токе разряда  $\leq 80 \text{ кА}$ , обеспечивал более высокое давление струи и плотность частиц по сравнению с пушкой Маршала.

Представлены первые результаты исследований источника плазмы с рельсотронной геометрией электродов и импульсным напуском рабочего газа в ускоритель. Проведены измерения параметров плазменной струи. Представлен сравнительный анализ параметров ускорителей с коаксиальной, щелевой и рельсотронной геометрией канала распространения разряда.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-08-00338 а).

### **Литература**

- [1]. A.V. Voronin et al., Nukleonika 53 (2008) 103.
- [2]. V.K. Gusev et al., Nuclear Fusion 2011 Volume 51 Number 10 1-12.

## ОТКРЫТАЯ ЛОВУШКА С ВИНТОВЫМ УДЕРЖАНИЕМ

Судников А.В., Беклемишев А.Д., Поступаев В.В., Бурдаков А.В., Иванов И.А.,  
Васильева Н.Г., Куклин К.Н., Макаров А.Г., Сидоров Е.Н.

*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия*  
*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*  
*e-mail: A.V.Sudnikov@inp.nsk.su*

В ИЯФ СО РАН создаётся установка «СМОЛА» для экспериментальной проверки концепции улучшенного удержания вращающейся плазмы в магнитном поле с винтовой симметрией [1–3]. Установка представляет собой «уединённую» винтовую пробочную секцию длиной ~2,5 м. Согласно теоретическим оценкам, данный метод позволяет обеспечить экспоненциальную зависимость эффективности удержания от длины ловушки [4]. Использование внешнего источника электрического поля для управления вращением приводит также к пинчеванию ионов к оси установки.

Радиальный профиль электрического поля, необходимый для обеспечения заданного продольного и радиального распределения плотности, определяется геометрией поля и параметрами удерживаемой плазмы. Минимальные величины электрических полей достигаются при  $B_z \geq 0,1 - 0,2$  Т. При среднем по сечению пробочном отношении  $R \sim 1,5$  доля запертых частиц, необходимых для эффективного удержания, достигается во всём объёме плазмы, за исключением приосевой области с  $d < \rho_B$ . В этом случае характерная величина поля составляет  $E_r \sim (2-3)T_e/ea$  для  $T_e \sim 40$  эВ и выше. При более низких температурах плазмы требуется повышение поля для подавления амбиполярной диффузии.

Критический эксперимент основан на сравнении профилей плотности плазмы при одинаковых режимах работы плазменной пушки, значениях радиального электрического поля и магнитной конфигурации, но противоположном направлении магнитного поля. Данное изменение приводит к изменению направления приложенной к плазме силы, и, следовательно, переходу от режима удержания к режиму ускоренного истечения плазмы из ловушки.

На первом этапе предполагается проведение экспериментов без дополнительного нагрева с радиальным электрическим полем, сосредоточенным на краю плазмы. Последующая научная программа может потребовать увеличения электронной температуры для минимизации диффузионного вклада, что приведёт к необходимости создания электрического поля во внутренних областях.

Физический запуск и первые эксперименты по проверке обсуждаемой концепции намечены на 2017 год.

В докладе представлены также основные технические решения, принятые при создании установки.

### Литература

- [1]. A. D. Beklemishev, “Helicoidal System for Axial Plasma Pumping in Linear Traps”, *Fusion Sci. Technol.* **63** (No. 1T), 355-357 (2013)
- [2]. V. V. Postupaev, et al., “Helical mirrors for active plasma flow suppression in linear magnetic traps”, *Fusion Eng. Design*, **106**, 29-33 (2016)
- [3]. A. V. Sudnikov, et al., “Helical mirror concept exploration: Design and status”, *AIP Conference Proceedings*, 1771, 030002 (2016); doi: 10.1063/1.4964158
- [4]. A. D. Beklemishev, “Radial and Axial Transport in Trap Sections with Helical Corrugation”, *AIP Conference Proceedings*, 1771, 040006 (2016); doi: 10.1063/1.4964191

## О ВЛИЯНИИ СТОЛКНОВЕНИЙ НА ВОЛНЫ ВАН КАМПЕНА

Тимофеев А.В.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, [Timofeev\\_AV@nrcki.ru](mailto:Timofeev_AV@nrcki.ru)

В классической задаче об эволюции начальных возмущений в плазме волны Ван Кампена представляют индивидуальные степени свободы. В отличие от собственных колебаний, спектр частот которых дискретен, волны Ван Кампена имеют непрерывный спектр. Единичная волна Ван Кампена образуется заряженными частицами с одним и тем же значением скорости, плотность которых промодулирована в направлении движения  $f_1(x, V, t) = n_1 \delta(V - V_0) \exp(ik(x - Vt))$ . Комбинируя наборы волн Ван Кампена, можно получить образования с существенно различающимися законами временной эволюции. Ряд возможностей, характерных для бесстолкновительной плазмы, был рассмотрен в работе *Van Kampen N.G.* // Physica. 1955. V.21. P.949.

В настоящей работе чтобы учесть влияние столкновений, временная эволюция волн Ван Кампена рассматривается с помощью кинетического уравнения, в котором учитывается диффузия заряженных частиц по скоростям, вызванная кулоновскими столкновениями. Диффузия сглаживает особенность функции распределения, возникающую при совпадении скорости частиц с фазовой скоростью колебаний. После преобразования Лапласа по времени модифицированное кинетическое уравнение принимает вид неоднородного уравнения Эйри. Анализ временной зависимости возмущений с использованием прообраза Лапласа приводит к следующему выражению для асимптотики волн Ван Кампена

$n_{1,k} \approx 2^{3/2} \pi n_1 \exp\left(-ik(x - V_0 t) - \frac{4}{3}(\Omega t)^3\right)$ , где  $\Omega = (Dk^2)^{1/3}$ ,  $D$  — коэффициент диффузии

заряженных частиц по скоростям.

Интересующая нас задача рассматривалась также ранее (*Карпман В.И.* // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 907) с помощью кинетического уравнения, в котором, наряду с диффузией по скорости, учитывалось также динамическое трение, что не позволяет свести его к уравнению

Эйри. В этой работе утверждается, что в интервале времени  $1/\Omega \ll t \ll (kv_T)^2 / \Omega^3$  волны Ван Кампена затухают по закону  $\propto \exp(-(\Omega t)^3 / 24)$ , а при  $(kv_T)^2 / \Omega^3 \ll t$  закон затухания

принимает вид  $\propto \exp\left(-\frac{\Omega^3}{(kv_T)^2} t\right)$ , где  $v_T$  — тепловая скорость заряженных частиц. Последняя зависимость невозможна ввиду аналитичности кинетического уравнения, описывающего волны Ван Кампена.

## ДИНАМИКА ГАМ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ЧАСТИЦ В ТОКАМАКЕ Т-10

<sup>1</sup>Елисеев Л.Г., <sup>1</sup>Зенин В.Н., <sup>1</sup>Лысенко С.Е., <sup>1,2</sup>Мельников А.В.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: [Lysenko\\_SE@nrcki.ru](mailto:Lysenko_SE@nrcki.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

На токамаке Т-10 исследовались геодезические акустические моды (ГАМ) и турбулентный поток частиц. Впервые на Т-10 в разрядах с омическим и ЭЦР нагревом ( $B = 1,6 \div 2,4$  Тл,  $I_p = 0,15 \div 0,3$  МА,  $\bar{n}_e = (0,6 \div 5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) в горячей зоне плазмы с помощью зондирования пучком тяжелых ионов (НІВР) измерены широкополосные колебания электрического потенциала и плотности с частотами до 250 кГц. На периферии,  $\rho > 0.8$  наблюдался преобладающий пик ГАМ с частотой  $\sim 14$  кГц и заметный пик квазикогерентных колебаний с частотами 40–100 кГц. НІВР измерения многощелевым энергетическим анализатором позволили оценить полоидальное электрическое поле  $E$  и радиальный электростатический турбулентный поток частиц, возбуждаемый  $E \times B$  дрейфом. Предварительные эксперименты показали, что ГАМ пик виден на спектре колебаний потенциала, рис. 1, а, но практически не виден на спектре колебаний  $E$ , рис. 1, б, и на частотно разрешенном потоке частиц. Однако в широкополосной области поток виден. Эти результаты согласуются с общей теоретической концепцией ГАМ как высокочастотной ветви зональных потоков с симметричной полоидальной структурой возмущений потенциала [1], а также с прежними измерениями, где был получен полоидальный номер моды  $m = 0$  [2].

Работа выполнена за счет финансовой поддержки РФФ, проект 14-22-00193.

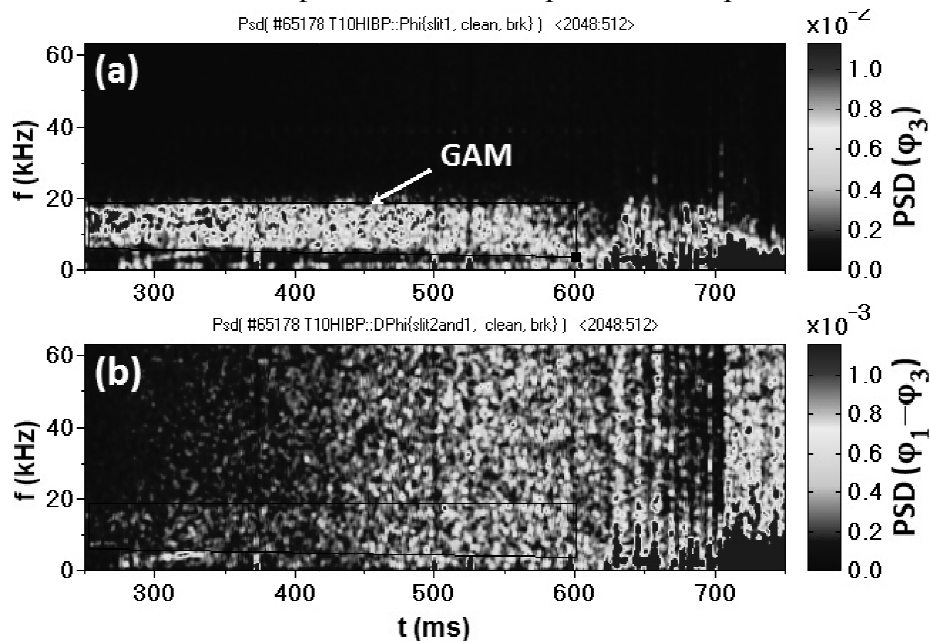


Рис. 1. ГАМ видны на удельной спектральной плотности колебаний потенциала (PSD), измеренных центральной щелью анализатора ( $\phi_3$ , а), но не видны на PSD колебаний разности потенциалов на центральной и крайней щели ( $\phi_1 - \phi_3$ ), б).

### Литература

- [1]. Diamond P.H. et al., Plasma Phys. Control. Fusion. 2005, v. 47, p. R35.  
 [2]. Zenin V.N. et al., Problems Atom. Sci. Techn., Ser. Plasma Phys. 2014 (20), № 6. p. 269.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ ЛЕВИТИРУЮЩИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КАТУШЕК ЛОВУШЕК-ГАЛАТЕЙ

<sup>1</sup>Козинцева М.В., <sup>1</sup>Бишаев А.М., <sup>1</sup>Буш А.А., <sup>2</sup>Гавриков М.Б., <sup>1</sup>Десятков А.В.,  
<sup>1</sup>Каменцев К.Е., <sup>1,3</sup>Савельев В.В., <sup>1</sup>Воронченко С.А., <sup>1</sup>Сазонов П.Г.

<sup>1</sup>Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники, электроники и автоматики, г. Москва, Россия,  
e-mail: [kozintseva@mirea.ru](mailto:kozintseva@mirea.ru)

<sup>2</sup>Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [ssvvvv@rambler.ru](mailto:ssvvvv@rambler.ru)

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия,  
e-mail: [ssvvvv@rambler.ru](mailto:ssvvvv@rambler.ru)

В исследованиях, посвященных разработке мультипольных ловушек-галатей с левитирующими сверхпроводящими магнитными 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) от координат свободных колец вдоль оси системы и углов отклонения их осей от общей оси системы в однородном поле силы тяжести в приближении тонких колец [1, 2, 3]. Параметрами данной зависимости являются размеры сверхпроводящих катушек, знак и значения захваченных потоков, массы левитирующих колец. В реальном эксперименте важно создать с помощью левитирующих сверхпроводящих катушек поле необходимой конфигурации, поэтому влияние поля поддерживающей катушки должно быть сведено к минимуму. Поиск состояний равновесия таких систем начинается с поиска значений параметров, при которых в отсутствие поля силы тяжести энергия магнитного взаимодействия достигает минимума. Расчеты показывают, что в случае, когда в поле закрепленного сверху сверхпроводящего кольца левитирует другое сверхпроводящее кольцо, захватившее поток того же знака, при достижении минимума энергии магнитного взаимодействия ток в катушке, захватившей меньший поток, обращается в ноль. Смена знака тока в этой точке и делает это равновесие устойчивым. При этом ток в катушке, захватившей больший поток, практически не изменяется. Если магнитный поток, захваченный левитирующей катушкой, по крайней мере, на порядок превышает поток, захваченный закрепленной катушкой, то и в состоянии равновесия, смещенном за счет силы тяжести, левитирующая катушка создаст поле магнитного диполя, лишь слабо возмущенное полем закрепленной катушки. Простейшей магнитной системой, в которой формируется характерная для ловушек-Галатей область нуля магнитного поля, является левитирующий квадруполь, состоящий из двух коаксиальных катушек с током одного направления. Целью дальнейших исследований является поиск значений параметров, при которых два кольца, левитирующих в поле третьего закрепленного кольца, будут создавать слабо возмущенное поле квадруполя.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ грант №13-08-00717.

### Литература

- [1]. Бишаев А.М., Козинцева М.В. и др. Письма в ЖТФ. 2012г., т. 38, вып. 19, стр. 23-29.
- [2]. Бишаев А.М., Буш А.А., Козинцева М.В. и др. ЖТФ. 2013г., т. 83, вып. 5, стр. 61-68.
- [3]. Kozintseva M.V., Bishaev A.M., Bush A.A., et al. EUCAS 2015, France, Lyon, 6-12 Sept. 2015, 3A-LS-P-04.07. EUCAS\_2015\_Abstract\_Book.pdf, p.247. <http://www.eucas2015.org/>



## ТРАНСПОРТИРОВКА ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В МНОГОПРОВОЧНОЙ ЛОВУШКЕ ГОЛ-3

<sup>1</sup>Баткин В.И., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>1,2</sup>Бурмасов В.С., <sup>1,2</sup>Иванов И.А., <sup>1</sup>Куклин К.Н.,  
<sup>1</sup>Меклер К.И., <sup>1,2</sup>Поступаев В.В., <sup>1,2</sup>Полосаткин С.В., <sup>1</sup>Ровенских А.Ф.

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

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*

<sup>3</sup>*Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия,  
e-mail: [i.a.ivanov@inp.nsk.su](mailto:i.a.ivanov@inp.nsk.su)*

Представлены новые экспериментальные результаты по магнитной компрессии и транспортировке дуговой низкотемпературной плазмы на расстояние  $\sim 3$  м. Магнитный коэффициент сжатия потока плазмы варьировался в пределах  $5 \div 60$  раз при первоначальном диаметре плазмы около 5 см. Теория предсказывает, что многопровочное магнитное поле не должно существенно замедлить и ослабить столкновительную низкотемпературную плазму, создаваемую дуговым плазменным источником [1]. Удержание и транспортировка плазменной струи в многопровочной конфигурации сравнивалась с предыдущими экспериментальными данными, полученными в простом пробкотроне [2]. В результате была получена плазма с плотностью  $(1 \div 4) \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$  на оси на расстоянии  $\sim 3$  м от дугового источника плазмы. Данные эксперименты имели цель промоделировать базовый сценарий заполнения стартовой плазмой установки ГОЛ-НВ. Такая плазма в данной установке будет являться мишенью при инжекции быстрых атомов от двух нагревных пучков с мощностью 0,75 МВт. В свою очередь установка ГОЛ-НВ должна будет продемонстрировать эффективность работы многопровочной магнитной системы для удержания умеренно столкновительной плазмы с низким уровнем турбулентности.

Результатом экспериментов по транспортировке плазмы от дугового источника вдоль многопровочного магнитного поля явилось подтверждение принятых методов и технических решений по созданию предварительной плазмы в ГОЛ-НВ.

### Литература

- [1]. R. V. Bravenec, et al., Physics of Fluids, **24**, 1320-1325 (1981); doi: 10.1063/1.863534
- [2]. V. V. Postupaev, et al., Plasma Phys. Rep. **42**, 319-326 (2016).

## СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО ПЛАЗМОЙ В ГОЛ-ПЭТ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

<sup>1,2</sup>Аржанников А.В., <sup>1,2</sup>Бурмасов В.С., <sup>1,2</sup>Иванов И.А., <sup>1</sup>Касатов А.А., <sup>1</sup>Макаров М.А., Меклер К.И., <sup>1,2</sup>Поступаев В.В., <sup>1</sup>Ровенских А.Ф., <sup>1,2</sup>Синицкий С.Л., <sup>1,2</sup>Скляров В.Ф.

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

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия,

e-mail: [i.a.ivanov@inp.nsk.su](mailto:i.a.ivanov@inp.nsk.su)

В работе описаны результаты последних экспериментов по изучению суб-ТГц волн, выходящих из области взаимодействия релятивистского электронного пучка и плазмы в установке ГОЛ-ПЭТ. Плазма диаметром 6 см, длиной 2,5 м и плотностью  $(0,2 \div 2) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  удерживается в многопробочном магнитном поле со средним значением 4 Тл. Релятивистский электронный пучок имеет следующие параметры: энергия  $E_b \sim 8 \text{ МэВ}$ , ток  $I_b \sim 30 \text{ кА}$ , плотность тока  $J_b \sim 2 \text{ кА/см}^2$  в среднем ведущем магнитном поле.

Предыдущие исследования показали, что электронный пучок накачивает плазменные колебания в окрестности верхне-гибридной ветви колебаний [1, 2]. Эти колебания плазмы могут преобразовываться в электромагнитные волны на регулярных или искусственных градиентах плотности плазмы в окрестности верхней гибридной частоты. Электромагнитные волны с двойной верхнегибридной частотой могут также генерироваться в плазменно-пучковой системе из-за слияния плазменных колебаний в случае высокого уровня плотности энергии колебаний. Представляемые эксперименты посвящены измерению спектральных свойств генерируемого излучения как поперек, так и вдоль плазменного столба в области 0,1 – 0,5 ТГц в зависимости от параметров плазмы и пучка. В результате было получено электромагнитное излучение в интервале частот  $0,25 \div 0,5 \text{ ТГц}$ , сосредоточенное в направлении вдоль оси плазменного столба, при плотности плазмы около  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

### Литература

- [1]. A.V. Arzhannikov et al., Phys. Plasmas, 21, No. 8, Art. ID 082106, 1-6 (2014).
- [2]. A.V. Arzhannikov et al., IEEE Trans. THz Sci. Technol., 6, No. 2, 245-253 (2016).

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ИЗ-ЗА КОНЕЧНОСТИ ПРОВОДИМОСТИ СТЕНКИ В ПРОСТОМ ИЗЛОЖЕНИИ

Арсенин В.В.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, e-mail: [Arsenin\\_VV@nrcki.ru](mailto:Arsenin_VV@nrcki.ru)*

Неустойчивость из-за конечности проводимости стенки [1] имеет место, когда: без стенки есть идеальная МГД-неустойчивость; эта идеальная неустойчивость подавляется, если достаточно близко к плазме присутствует идеально проводящая стенка; такая стенка заменена на стенку с конечной проводимостью. Анализировалось развитие этой неустойчивости в различных плазменных конфигурациях, в частности, в пинче [2], в токамаке (RWM, [3] и многочисленные последующие публикации), в стабилизируемой большим  $\beta$  [4] открытой ловушке [5].

Своеобразие рассматриваемой неустойчивости в том, что, с одной стороны, хотя инкремент мал, она принадлежит к той же идеальной МГД-ветви, что нарастает в отсутствие стенки. При этом критерий неустойчивости и инкремент получаются из граничных условий для идеального МГД-возмущения на границе плазма-вакуум. С другой стороны, инкремент может быть найден из решения уравнения диффузии магнитного поля в диссипативной среде — твердой стенке; при этом неравновесность плазмы, источник неустойчивости, сказывается через граничное условие к этому уравнению. В теории (см., например, обзор [6]) существенны оба свойства.

В предлагаемой работе на примере RWM в прямом шнуре, служащем моделью токамака с большим аспектным отношением, радиальная структура возмущения, нарастающего во времени, описывается с привлечением простых иллюстраций. С использованием их прослеживается изменение граничных условий, определяющих устойчивость, в зависимости от параметров стенки.

### Литература

- [1]. Pfirsch D., Tasso H. // Nucl. Fusion. 1971. V. 11. P. 259.
- [2]. Goedbloed J.P., Pfirsch D., Tasso H. // Nucl. Fusion. 1972. V. 12. P. 649.
- [3]. Turnbull A.D., Taylor T.S., Straight E.J. et al. // 15th Int. Conf. on Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Res., Seville, 1994. IAEA-CN-60/A-5-11-4.
- [4]. Berk H.L., Horton C.W., Rosenbluth M.N. et al. // 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Res., London, 1984. Nucl. Fusion Suppl. 1985. V. 2. P. 321.
- [5]. Арсенин В.В., Куянов А.Ю. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 478.
- [6]. Pustovitov V.D. // J. Plasma Phys. 2015. V. 81. 905810609.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬФРАМА В СТАЦИОНАРНОЙ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЕ ПОСЛЕ ЕГО ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Хрипунов Б.И., Гуреев В.М., Койдан В.С., Корниенко С.Н., Латушкин С.Т.,  
Муксунов А.М., Рязанов А.И., Семенов Е.В., Унежев В.Н.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, e-mail: [Khripunov\\_BI@nrcki.ru](mailto:Khripunov_BI@nrcki.ru)*

В настоящее время вольфрам рассматривается как перспективный материал для покрытия дивертора и, возможно, первой стенки в термоядерном реакторе-токамаке. Предусматривается использование вольфрамового покрытия в диверторе ИТЭР. Наряду с испытаниями материала под воздействием высоких плазменных и тепловых нагрузок необходимо экспериментально изучить его реакцию на нейтронное облучение (DT реакция, 14 МэВ), вызывающее в нем радиационные повреждения и ядерные реакции с образованием водорода, гелия и других элементов, в результате чего происходит ослабление его защитных свойств. Радиационное повреждение материала происходит в результате смещения атомов решетки из их положения равновесия и накопления дефектов при длительном облучении (более  $10^{26}$  н/м<sup>2</sup>).

Нами проводится исследование влияния накопления радиационных дефектов в вольфраме на его стойкость к воздействию плазмы (эрозию), изменение микроструктуры поверхности и накопление в нем изотопов водорода (дейтерия) [1].

В настоящее время наиболее реальным подходом к решению задачи получения радиационно-поврежденного материала (вольфрама) является использование пучков ионов высокой энергии (МэВ-ного диапазона). Метод, развиваемый нами в последние годы в Курчатовском институте, состоит в испытании материала в стационарной плазме после его облучения ионами высокой энергии до получения высокого уровня по смещениям на атом (1 – 100 сна). Для облучения применялись ионы различного вида — протоны, ионы гелия, углерода, неона, обладающие различной способностью генерации дефектов. Эксперименты включают облучение материалов ускоренными ионами (3,5 ÷ 10 МэВ) и последующую экспозицию облученного материала на установке ЛЕНТА в стационарной дейтериевой плазме в условиях моделирования дивертора ( $10^{26}$  ÷  $10^{27}$  D/м<sup>2</sup>).

Исследование скорости эрозии вольфрама в дейтериевой плазме происходит при энергии плазменных ионов на поверхности, превышающей порог распыления вольфрама дейтонами, в потоках  $10^{25}$  ÷  $10^{26}$  ион/м<sup>2</sup>. Для вольфрама, облученного ионами гелия, измерены коэффициенты эрозии  $W$  99,95 ат.% в среднем на уровне  $Y \sim 10^{-3}$  ат/ион. Показано, что в структуре материала происходят существенные изменения, связанные с накоплением в нем гелия (образование полостей, пор, флекинг). Изменение структуры поверхностного слоя материала может приводить к изменению скорости эрозии.

Методом реакций ядер отдачи исследовано содержание дейтерия, накопленного при экспозиции облученного материала в плазме. Проведено сравнение накопления дейтерия при различных видах облучения – ионами гелия и ионами углерода. В слоях характеризующихся одинаковым уровнем повреждения материала (2 ÷ 3 сна) показано близкое содержание накопленного дейтерия  $(1,6 \div 1,8) \times 10^{20}$  м<sup>-2</sup>. Максимум дейтерия залегает на глубине 20 ÷ 30 нм и может достигать 20 ат.%, спад концентрации происходит вглубь материала до уровней 2 ат.% и менее. В экспериментах с вольфрамом, облученным ионами углерода, исследовано влияние температуры на эффект накопления (0 ÷ 500°C). Методом термодесорбции обнаружено снижение накопления дейтерия при высокой температуре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 15-08-04409-а.

### Литература

[1]. Koidan V.S., et al., IAEA 25<sup>th</sup> FEC, St Petersburg, paper MPT/P7-37, 2014.

## СТАТУС РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ УСТАНОВКИ ГОЛ-NB

<sup>1,2</sup>Поступаев В.В., <sup>1,2</sup>Баткин В.И., <sup>1,2</sup>Беклемишев А.Д., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В.,  
<sup>1,2</sup>Бурмасов В.С., <sup>1</sup>Горбовский А.И., <sup>1,2</sup>Иванов И.А., <sup>1</sup>Куклин К.Н., <sup>1</sup>Меклер К.И.,  
<sup>1,3</sup>Полосаткин С.В., <sup>1</sup>Ровенских А.Ф., <sup>1</sup>Сидоров Е.Н., <sup>1</sup>Черноштанов И.С., <sup>1</sup>Юров Д.В.

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

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

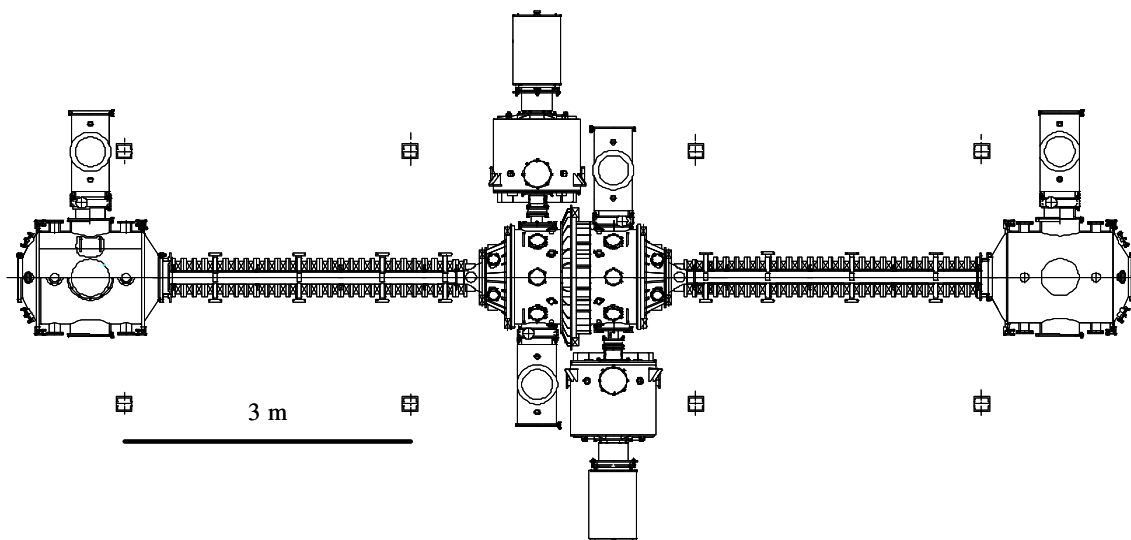
<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

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

В ИЯФ СО РАН ведутся работы, направленные на создание физической базы данных, необходимой для проектирования термоядерного реактора на основе открытой ловушки. Одновременно с разработкой физического проекта установки нового поколения ГДМЛ [1] предполагается проведение экспериментов на нескольких установках небольшого масштаба для демонстрации работоспособности закладываемых в этот проект идей и технологий.

Установка ГОЛ-NB предназначена для проверки способа уменьшения продольных потерь из ловушки за счет применения секций с периодически модулированным по длине магнитным полем [2]. Эта идея, получившее название схемы многопробочного удержания, была впервые предложена в [3]. Ранее в многопробочной ловушке ГОЛ-3 было продемонстрировано удержание турбулентной плазмы, нагреваемой сильноточным электронным пучком, при  $n \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$  и  $T \sim 2 \div 4 \text{ кэВ}$  [4]. Структура новой установки ГОЛ-NB близка к предполагаемой для ГДМЛ. Плазма с  $n \sim 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  будет нагреваться двумя нейтральными пучками с общей мощностью 1,5 МВт и удерживаться в центральной ловушке с магнитным полем  $0,3 \div 0,6 \text{ Тл}$ . Поток истекающей плазмы будет запирается многопробочными секциями с максимальным полем до 4,5 Тл. Параметры плазмы в центральной ловушке зависят от конфигурации магнитного поля в многопробочных секциях.

В докладе будут представлено текущее состояние работ по проектированию и сооружению установки и результаты стендовых экспериментов [5] по отработке схемы заполнения ловушки стартовой низкотемпературной плазмой.



### Литература

- [1]. Beklemishev A., et al., Fusion Sci. Technol., 2013, **63** (No. 1T), 46.
- [2]. Postupaev V.V., Burdakov A.V., Ivanov A.A., Fusion Sci. Technol., 2015, **68**, 92.
- [3]. Будкер Г. И., Мирнов В. В., Рютов Д. Д., Письма в ЖЭТФ, 1971, **14**, 320.
- [4]. Burdakov A.V., et al., Fusion Sci. Technol., 2011, **59** (No. 1T), 9.
- [5]. Поступаев В.В., и др., Физика плазмы, 2016, **42**, 321.

## РЕГИСТРАЦИЯ ВЫХОДА DD РЕАКЦИИ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ В РЕЖИМАХ С ЭЦР НАГРЕВОМ

<sup>1,2</sup>Максимов В.В., <sup>1</sup>Пинженин Е.И.

<sup>1</sup>*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия,  
e-mail: [V.V.Maximov@inp.nsk.su](mailto:V.V.Maximov@inp.nsk.su)*

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*

На установке Газодинамическая ловушка (ГДЛ) продолжаются эксперименты с инжекцией атомов дейтерия с энергией 25 кэВ и дополнительным СВЧ нагревом. Захваченные в плазме быстрые дейтоны удерживаются в адиабатическом режиме и вблизи точек останова имеют пикированный профиль. Измерения абсолютных значений и пространственного распределения выхода DD реакции при столкновении быстрых ионов между собой, а также с ионами мишенной плазмы (в случае дейтериевой плазмы), дают важную информацию о плазме в ГДЛ. В экспериментах наблюдаются продукты реакции 3,02 МэВ протоны и 2,45 МэВ нейтроны, количество которых практически одинаково.

Для регистрации протонов используются полупроводниковые детекторы, размещенные внутри вакуумной камеры ГДЛ. Детектор состоит из PIN диода с тонким мертвым слоем и расположенного рядом предусилителя. Входное окно PIN диода закрывается 10 мкм алюминиевой фольгой для защиты от излучения плазмы. При необходимости устанавливается коллиматор в виде набора пластин из нержавеющей стали. Влияние искривления траектории 3 МэВ протонов магнитным полем в наших условиях небольшое и учитывается расчетными поправками. Детектор работает в счетном режиме, сигнал записывается в виде осциллограммы, пики длительностью 35 нс автоматически подсчитываются после выстрела. Такой подход позволяет получать абсолютные значения и избежать ошибок при наводках на сигнал.

Нейтронные детекторы на основе ФЭУ Hamamatsu 2611 и органического сцинтиллятора установлены снаружи вакуумной камеры и используются для регистрации временной эволюции интенсивности DD реакции в потоковом режиме. В экспериментах с дополнительным СВЧ нагревом на сцинтилляционных детекторах регистрировались вспышки гамма излучения, которое имеет тормозную природу и вызвано появлением популяции электронов с энергией более 100 кэВ [1]. Одновременное использование двух типов детекторов позволяет отделить вклад гамма излучения. Переход на разработанные в ИЯФ СО РАН регистраторы ADC12500 [2] с большой длиной записи позволяет делать это в каждом цикле.

На ГДЛ были проведены эксперименты с 4 МВт нейтральной инжекцией и дополнительным ЕЦР нагревом с мощностью СВЧ 0,7 МВт при магнитном поле 0,29 Тл в центре камеры в режиме нагрева широкой области плазмы [3]. Понижение магнитного поля (ранее 0,35 Тл) связано с особенностями существующей магнитной конфигурации при согласовании СВЧ поглощения. При дополнительном ЕЦР нагреве электронная температура увеличивалась на 44%, диамагнетизм плазмы на 20%, выход DD реакции на 80%.

### Литература

- [1]. E. I. Pinzhenin and V. V. Maximov, AIP Conf. Proc. 1771, 050013 (2016)
- [2]. Е.А. Пурыга. и др. Приборы и техника эксперимента, 2012, No 2, с. 75-83.
- [3]. P.A. Bagryansky et al., Nuclear Fusion. V. 55.Iss.5, 053009 (2015).

## ЭЛЕКТРОННЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

<sup>1</sup>Соломахин А.Л., <sup>1</sup>Багрянский П.А., <sup>2</sup>Викторов М.Е., <sup>1,2</sup>Господчиков Е.Д.,  
<sup>1,2</sup>Лубяко Л.В., <sup>2</sup>Мансфельд Д.А., <sup>1</sup>Савкин В.Я., <sup>1,2</sup>Шалашов А.Г., <sup>1</sup>Яковлев Д.В.

<sup>1</sup>*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия,  
e-mail: [A.L.Solomakhin@inp.nsk.su](mailto:A.L.Solomakhin@inp.nsk.su)*

<sup>2</sup>*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия,  
e-mail: [ags@appl.sci-nnov.ru](mailto:ags@appl.sci-nnov.ru)*

На установке газодинамическая ловушка (ГДЛ) в ИЯФ СО РАН, которая является прототипом мощного источника термоядерных нейтронов [1], продолжается успешный эксперимент по дополнительному нагреву плазмы на электронном циклотронном резонансе (ЭЦР). Нагрев происходит в результате поглощения мощного СВЧ излучения электронами плазмы, находящимися в резонансе с волной. Источником излучения служат два гиротрона “Буран-А”  $f = 54,5$  ГГц,  $P = 450$  кВт,  $\tau = 3$  мс каждый. С помощью системы сверхразмерных гофрированных волноводов и квазиоптической трёхзеркальной системы излучение инжектируется в виде необыкновенной волны в плазму под углом  $36^0$  к оси ловушки. Волна, двигаясь в неоднородной плазме и неоднородном магнитном поле, захватывается в плазменный волновод, доставляется до электронного циклотронного резонанса и полностью поглощается [2].

На ГДЛ реализован новый метод создания начальной холодной плазмы с помощью системы ЭЦР нагрева [3]. Плазма в нём создаётся с помощью СВЧ пробоя газа, которым предварительно заполняется вакуумная камера. Была построена теоретическая модель [4] этого процесса, которая хорошо согласуется с экспериментом. В рамках этой модели за счёт энергии СВЧ излучения рождается группа горячих электронов с энергией  $\sim 10$  кэВ, которая ионизует газ и рождает холодную плазму. Преимущество этого метода по сравнению с традиционным для ГДЛ использованием дугового источника плазмы — лучшие вакуумные условия в расширителе, где установлен источник плазмы. С помощью этого метода удалось достичь параметров плазмы, сопоставимых с традиционным методом создания начальной плазмы.

При ЭЦР нагреве в разреженной плазме образуется популяция надтепловых электронов. При создании плазмы при помощи СВЧ пробоя эта популяция очень важна. Однако в процессе ЭЦР нагрева эта популяция играет скорее негативную роль, так как поглощает часть мощности СВЧ излучения, при этом слабо взаимодействуя с основной плазмой. К тому же, эти электроны имеют анизотропную функцию распределения, что может приводить к развитию кинетических неустойчивостей. Поведение этой популяции изучалось с помощью регистрации их излучению в СВЧ и рентгеновском диапазоне, а также с помощью плоских зондов, установленных в расширителе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14-12-01007.

### Литература

- [1]. A.A.Ivanov and V.V.Prikhodko, Plasma Phys. Control. Fusion, 2013, 55, 063001.
- [2]. A.G.Shalashov et al., Physics of Plasmas, 2012, 19, 052503.
- [3]. D.V. Yakovlev et al., AIP Conf. Proc., 2016, 1771, 030007.
- [4]. A.G. Shalashov et al., AIP Conf. Proc., 2016, 1771, 030008.

## ИЗУЧЕНИЕ ИОННОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10

<sup>1</sup>Ключников Л.А., <sup>1</sup>Крупин В.А., <sup>1</sup>Нурғалиев М.Р., <sup>1</sup>Немец А.Р., <sup>1</sup>Земцов И.А., <sup>1</sup>Рыжаков Д.В.,  
<sup>1</sup>Сарычев Д.В., <sup>2</sup>Науменко Н.Н., <sup>1</sup>Тугаринов С.Н.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, [lklyuchnikov@list.ru](mailto:lklyuchnikov@list.ru)

<sup>2</sup>Институт физики им. Степанова НАН республики Беларусь, г. Минск, Беларусь

Актуальность изучения процессов переноса тепла в плазме обуславливается необходимостью реализации в ближайшем будущем длительной управляемой реакции термоядерного синтеза, для чего необходимо глубокое понимание физики процессов, обуславливающих удержание энергии в плазменном шнуре.

На токамаке Т-10 возможно получение плазменных режимов в очень широком диапазоне изменения параметров плазмы, в том числе с мощным (до 3 МВт) ЭЦР-нагревом. Кроме того, имеющийся на Т-10 подвижный литиевый лимитер позволяет эффективно контролировать поступление лёгких примесей, что обеспечивает возможность проведения экспериментов в диапазоне величины  $Z_{\text{eff}}$  в пределах от 1 до  $3,5 \div 4$ .

Для определения профилей ионной и электронной теплопроводности необходимо иметь надёжные данные об абсолютных величинах и профилях температуры и концентрации ионов и электронов плазмы. На Т-10 данные о профилях электронной температуры обеспечиваются диагностиками электронного циклотронного излучения (ECE) и мягкого рентгеновского излучения (SXR). Диагностика SXR излучения обеспечивает абсолютные измерения электронной температуры, в то время как ECE-диагностика предназначена только для измерений профиля  $T_e(r)$  в относительных величинах. Профили электронной температуры, полученные с помощью двух диагностик, хорошо совпадают друг с другом в пределах их рабочих диапазонов. Данные о профилях электронной плотности обеспечиваются 16-ти канальными интерферометрическими измерениями. Профили концентрации и температуры ионов обеспечиваются с помощью активной спектроскопической диагностики (CXRS). Дополнительно проводятся измерения периферийной ионной температуры с помощью пассивной спектроскопии по величине доплеровского уширения линии иона  $C^{5+}$ .

Определение коэффициентов теплопроводности производится с использованием транспортного кода ASTRA, который учитывает неоклассический и аномальный перенос тепла в плазме токамака.

Для того чтобы отработать методику определения коэффициентов теплопроводности были проведены измерения в омических плазменных разрядах. Для измерений была выбрана та область параметров плазмы, где наблюдается хорошее согласие двух диагностик электронной температуры при величинах плотности электронов  $n_e = (1,5 \div 3) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Установлено, что наблюдаемые в эксперименте величины ионной теплопроводности в омических режимах Т-10 в исследованном диапазоне параметров близки к неоклассическим величинам в градиентной области плазмы ( $\rho \sim 0,5$ ). Как неоклассические, так и полученные в эксперименте величины ионной теплопроводности сильно растут с ростом величины  $Z_{\text{eff}}$ .

Работа по модернизации диагностик профилей температуры и концентрации ионов выполнена за счёт гранта Российского научного фонда (проект №14-22-00193). Авторы благодарят за финансовую поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (проект № 16-32-00148 мол\_а).



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТА ВОЛЬФРАМА В ПЛАЗМЕ Т-10

<sup>1,2</sup>Земцов И.А., <sup>1</sup>Крупин В.А., <sup>1</sup>Нургалиев М.Р., <sup>1</sup>Ключников Л.А., <sup>1</sup>Немец А.Р.,  
<sup>1</sup>Днестровский А.Ю., <sup>1</sup>Сарычев Д.В., <sup>1</sup>Лисица В.С., <sup>1</sup>Шурыгин В.А., <sup>1</sup>Грашин С.А.,  
<sup>1</sup>Рыжаков Д.В., <sup>1</sup>Сергеев Д.С., <sup>1</sup>Трухин В.М.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
 Россия, [ivan.zemtcov@gmail.com](mailto:ivan.zemtcov@gmail.com)

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, г. Москва,  
 Россия

В работе представлены результаты моделирования в транспортном коде STRANL поведения вольфрама в плазме установки Т-10 с W-лимитером. Моделирование выполнено в ОН разрядах, сильно отличающихся по уровню легких примесей, а именно при величинах  $Z_{eff} \approx 4 \div 5$  и  $Z_{eff} \approx 1$  (с литиезацией камеры Т-10). Для определения профиля концентрации вольфрама была выбрана диагностика AXUV, измеряющая профиль интегральных радиационных потерь в диапазоне 50 – 10 кэВ [1]. С помощью моделирования показано, что в ОН разрядах относительные концентрации ионных состояний вольфрама располагаются в шнура на радиусах своего коронального равновесия [2]. В то же время, полуширины профилей суммарной концентрации W определяются в модели, в основном, процессами переноса. В условиях соблюдения коронального равновесия для ионов W становится возможным решить задачу по определению суммарной концентрации ионов вольфрама  $\sum n_i$ , используя экспериментальные данные о полной интенсивности  $\sum I_i$  излучения вольфрама:

где  $Q_i$  — скоростной коэффициент возбуждения  $i$ -го иона W [3],  $n_e$  — концентрация электронов. Описан метод выделения полного излучения вольфрама на фоне излучения всех элементов плазмы с помощью введения в разряд вольфрамового образца того же состава, что и материал W-лимитера.

Показано, что моделирование профиля  $\sum I_i(r)$  в разряде с  $Z_{eff} \approx 1$  при значениях коэффициентов ионизации, рекомбинации из базы данных ADAS [4] и переноса [5] не позволяет получить полного совпадения с экспериментальными данными. Представлена зависимость профилей излучения W от имеющихся данных по скоростным коэффициентам возбуждения, ионизации, рекомбинации и от величины аномального транспорта.

Описание экспериментальных профилей концентрации вольфрама в разрядах с  $Z_{eff} \approx 4 \div 5$  и  $Z_{eff} \approx 1$  с помощью численного моделирования позволяет сделать предположение о величине аномального коэффициента диффузии вольфрама в плазме Т-10.

### Литература

- [1]. Изучение радиационных потерь плазмы токамака Т-10 с помощью AXUV-детекторов. // Сарычев Д.В. и др. // XXX Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 2003.
- [2]. Леонтович М.А. // Вопросы теории плазмы. — Энергоиздат, 1982.
- [3]. Steady-state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas / DE Post, RV Jensen, CB Tarter et al. // Atomic data and nuclear data tables. — 1977. — Vol. 20, no. 5. — P. 397–439.
- [4]. H. Summers, // The ADAS User Manual, version 2.6 (2004).
- [5]. V. Krupin et.al. // 12th EPS Conference on Plasma Physics, Budapest, 1985, pp. 207 — 210

## АНАЛИЗ СЦЕНАРИЕВ РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ ТОКАМАК Т-15

<sup>1</sup>Сычугов Д.Ю., <sup>1</sup>Зотов И.В., <sup>2</sup>Касьянова Н.В., <sup>2</sup>Мельников А.В., <sup>2</sup>Сушков А.В.,  
<sup>3</sup>Садыков А.Д., <sup>3</sup>Шаповалов Г.В.

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия,  
[sychugov@cs.msu.ru](mailto:sychugov@cs.msu.ru), [iv-zotov@cs.msu.ru](mailto:iv-zotov@cs.msu.ru),

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, [melnikov\\_07@yahoo.com](mailto:melnikov_07@yahoo.com)

<sup>3</sup>Национальный ядерный центр Республики Казахстан, г. Курчатов, Республика  
Казахстан, [sadykov\\_a@nnc.kz](mailto:sadykov_a@nnc.kz)

Ведущееся в настоящее время строительство токамака Т-15 делает актуальной задачу анализа базовых сценариев разряда, предполагаемых в экспериментах на данной установке. В работах [1, 2] был проведен анализ разрядов на установке Т-15 на стационарной стадии. Было показано, что такие состояния могут поддерживаться обратными связями. Также было показано, что система магнитной диагностики может восстанавливать границу плазменного шнура с заданной точностью, если погрешность измерений не превышает 1 – 3%.

Между тем, анализ одних только стационарных состояний является недостаточным. В работе [3] приведен пример «неудачного» (нереализуемого) сценария, в ходе которого из-за слишком раннего растягивания плазменного шнура по вертикали возникала конфигурация, вертикальная неустойчивость которой не могла быть подавлена системой обратной связи.

На сегодняшний день все основные элементы конструкции Т-15 обрели свою конкретику [4], и поэтому есть возможность проведения достаточно реалистичного анализа стадий подъема тока и выхода на стационар в разряде на установке Т-15. Целью данной работы являлось проведение такого анализа. При расчетах использовался ресурс [pfusion.cs.msu.ru](http://pfusion.cs.msu.ru), который интегрировал в себя модули TOKSCEN (равновесие, вертикальная устойчивость и эволюция плазмы) [5] и RPB (восстановление границы плазмы) [6]. В каждый момент времени определялась возможность подавления вертикальной неустойчивости плазмы и точность определения ее границы. В результате расчетов удалось найти реализуемые, с точки зрения авторов доклада, сценарии разряда.

### Литература

- [1]. Н.В. Касьянова, А.В. Мельников, А.В. Сушков, Д.Ю. Сычугов, А.Д. Садыков Оптимизация равновесных конфигураций плазмы с большой вытянутостью и треугольностью для модернизированного токамака Т-15. – Сборник тезисов докладов: XLII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 9-13 февраля 2015 г, г. Звенигород, с. 87 (<http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLII/M.html>).
- [2]. I.V.Zotov, A.V. Melnikov, D.Yu. Sychugov, V.E. Lukash, R.R. Khayrutdinov. Optimization of electromagnetic diagnostic system of the T-15 tokamak. 43rd EPS Conference on Plasma Physics, 4-8 July 2016, Leuven, Belgium, P2.035 (<http://ocs.ciemat.es/EPS2016PAP/pdf/P2.035>).
- [3]. Какурин А.М., Леонов В.М., Ноткин Г.Е., Хвостенко П.П., Цаун С.В., Бондарчук Э.Н., Васильев В.И., Минеев А.Б., Максимова И.И., Амелин В.В., Гасилов Н.А., Сычугов Д.Ю. Основные сценарии разряда токамака Т-15М. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2005, вып.4, с.53-75.
- [4]. Melnikov A.V. et al. Physical program and diagnostics of the T-15 upgrade tokamak (brief overview) – Fusion Engineering and Design, 96-97 (2015), pp.306-310.
- [5]. A.D. Sadykov, D.Yu. Sychugov, G.V. Shapovalov, B.Zh. Chektybaev, M.K. Skakov and N.A. Gasilov. The numerical code TOKSCEN for modelling plasma evolution in tokamaks. Nuclear Fusion, v. 55 (2015), N. 4, 55 043017, [doi:10.1088/0029-5515/55/4/043017](https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/4/043017).
- [6]. Зотов И.В., Белов А.Г. Вычислительный код RPB для расчета границы плазмы по магнитным измерениям (модуль библиотеки «Виртуальный Токамак»). – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, т.37 (2014), вып.1, с.97-102.

## СИНТЕТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ДОПЛЕРОВСКОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА ДЛЯ ОМИЧЕСКОГО РАЗРЯДА ТОКАМАКА ФТ-2

<sup>1</sup>Алтухов А.Б., <sup>1</sup>Гурченко А.Д., <sup>1</sup>Гусаков Е.З., <sup>1</sup>Есипов Л.А., <sup>1</sup>Ирзак М.А.,  
<sup>2</sup>Кивиниеми Т., <sup>2</sup>Лирик С., <sup>2</sup>Нискаала П.

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Университет Аалто, г. Эспоо, Финляндия

Микроволновая диагностика Доплеровского рефлектометра (ДР) широко используется на токамаках и стеллараторах для получения информации о турбулентности различных масштабов, о спектре по волновым числам и о вращении плазмы [1]. В последние годы получила распространение и радиальная корреляционная схема Доплеровского рефлектометра, позволяющая исследовать радиальную структуру турбулентности. К сожалению, интерпретация данных, полученных с помощью этой методики, осложняется эффектами малоуглового рассеяния, приводящими к переоценке корреляционной длины турбулентности, а также нелинейными эффектами, приводящими, напротив, к ее занижению. В силу этого для интерпретации результатов измерений в последнее время используется сопоставление с данными gyroкинетических расчётов, которые в свою очередь обрабатываются с помощью синтетической диагностики, позволяющей рассчитывать экспериментальные сигналы, используя результаты gyroкинетического моделирования турбулентности.

В настоящей работе проведена разработка синтетической диагностики Доплеровского рефлектометра для gyroкинетического кода ELMFIRE [2], основанной на Борновском (линейном) приближении и моделирующей экспериментальные частотные спектры и корреляционные измерения для токамака ФТ-2, выполненные со стороны сильного и слабого магнитного поля. Результаты расчётов сравниваются с экспериментальными измерениями, полученными Доплеровским рефлектометром в необыкновенной поляризации волны 4-мм диапазона со стороны сильного магнитного поля и с измерениями ДР в обыкновенной поляризации волны 8-мм диапазона со стороны слабого магнитного поля [3]. Показано, что частотные спектры хорошо совпадают в обоих случаях. Вместе с тем показано значительное отличие от данных эксперимента в случае расчётов корреляционных функций радиального корреляционного рефлектометра. Это отличие объяснено в работе значительной модуляцией фазы зондирующей волны, подтверждённой как расчётом, так и специально выполненными измерениями, давшими близкие результаты. Учёт этой модуляции при расчёте корреляционной функции позволил уменьшить расхождения расчётных и экспериментальных корреляционных функций.

Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН и частично поддержана грантом РФФИ 15-02-03766.

### Литература

- [1]. Conway A.D. et al. 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, 1165.
- [2]. S. Leerink et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* 109 165001.
- [3]. A B Altukhov et al. 2016 *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** 105004

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕСНОГО СОСТАВА ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С УГЛЕРОДНЫМ, ВОЛЬФРАМОВЫМ И ЛИТИЕВЫМ ЛИМИТЕРАМИ НА T-10

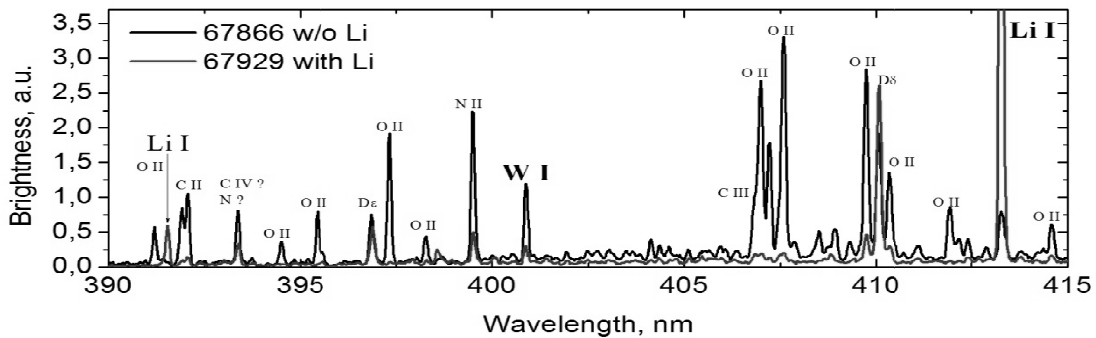
Немец А.Р., Крупин В.А., Ключников Л.А., Нургалиев М.Р., Земцов И.А.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [Nemets\\_AR@nrcki.ru](mailto:Nemets_AR@nrcki.ru)

Работа посвящена исследованиям примесного состава плазмы во время экспериментальных кампаний 2015 ÷ 2016 гг. на T-10, в течение которых углеродный лимитер был заменен на вольфрамовый и установлен подвижный литиевый лимитер.

В данных экспериментах величина эффективного заряда плазмы определялась из интенсивности тормозного континуума [1]. Из абсолютных измерений профилей линейчатого излучения оценивалось поступление в плазму легких примесей (C, N, O, Li), а также примеси вольфрама.

Как видно из рисунка, при литиезации камеры в результате введения Li-лимитера, существенно снизилось поступление в плазму легких примесей C, N, O. В то же время, поток атомов лития в плазму присутствовал на крайне малом уровне ( $\sim 5,5 \times 10^{17} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ), в результате чего концентрация ядер лития в центре не достигла уровня, измеримого CXRS-диагностикой (0,3% от  $n_e$ ) и не увеличила  $Z_{eff}$ . В ОН режимах уровень  $Z_{eff}$  снизился с  $\sim 4 \div 5$  до  $\sim 1 \div 1,5$  (при литиезации). Одновременно уменьшилось поступление вольфрама W в 2 ÷ 4 раза, а также его проникновение в центр (за счет уменьшения столкновительности плазмы) в 5 ÷ 6 раз.



Работа выполнена за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 14-22-00193)

### Литература

- [1]. Крупин В.А. и др. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, вып. 1, с. 81—94.

## РЕЖИМ С УЛУЧШЕННЫМ УДЕРЖАНИЕМ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ДЕЙТЕРИЕВЫХ ПЕЛЛЕТ В ПЛАЗМУ ТОКАМАКА Т-10 С ВОЛЬФРАМОВОЙ И ЛИТИЕВОЙ ДИАФРАГМАМИ

<sup>1</sup>Рыжаков Д.В., <sup>1</sup>Павлов Ю.Д., <sup>1</sup>Борщеговский А.А., <sup>1</sup>Горшков А.В., <sup>2</sup>Капралов В.Г.,  
<sup>1</sup>Ключников Л.А., <sup>1</sup>Крылов С.В., <sup>1</sup>Мальцев С.Г., <sup>1</sup>Сергеев Д.С.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [ryjakovdv@gmail.com](mailto:ryjakovdv@gmail.com)

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия, [kapralov@phf.stu.neva.ru](mailto:kapralov@phf.stu.neva.ru)

Исследования плазменных режимов по улучшенному удержанию энергии и частиц при инжекции дейтериевых пеллет на токамаке Т-10 проводятся в течение длительного времени. За последние несколько лет были проведены ряд экспериментов с пеллет инжекцией с диафрагмами из разных материалов. В экспериментальную кампанию 2015 ÷ 2016 гг. графитовая кольцевая и подвижная диафрагмы были заменены на вольфрамовые, и дополнительно была установлена литиевая диафрагма.

В данной работе представлены первые экспериментальные результаты исследования режимов с улучшенным удержанием плазмы в токамаке Т-10 при инжекции дейтериевых пеллет в условиях с вольфрамовой диафрагмой и сравнение их с результатами экспериментов при графитовой диафрагме. В экспериментах использовался модернизированный многоствольный пеллет инжектор (МПИ-8) фирмы Пелин. После модернизации МПИ-8 позволяет инжектировать до 5-ти пеллет диаметром 1 мм и до 3-х диаметром 0,7 мм за разряд, со скоростью пеллет  $\sim 0,5 \div 0,8$  км/с. Вакуумный тракт системы пеллет инжекции был оснащен системой хордовой инжекции, разработанной в СПбПУ, которая позволяет менять полоидальный угол влета пеллет.

Эксперименты с пеллет инжекцией проводились при уже неработающей литиевой диафрагме. Несмотря на это в камере установки присутствовало некоторое количество лития, которое улучшало параметры плазмы по сравнению с плазмой в разрядах при наличии только вольфрамовой диафрагмы. Как и в более ранних экспериментах с графитовой диафрагмой, инжекция дейтериевых пеллет во время дополнительного СВЧ нагрева приводит к улучшению удержания энергии, даже несмотря на значительно более высокий уровень содержания примесей, чем при графитовой диафрагме. Энергетическое время жизни  $\tau_E$ , определенное по диамагнитным измерениям, после инжекции пеллет увеличивается в  $\geq 1,5$  раза по сравнению с  $\tau_E$  до инжекции. Такое же увеличение энергетического времени наблюдалось и при графитовой диафрагме. На профиле электронной температуры имеются области с повышенным градиентом, что также характерно для внутренних транспортных барьеров, образование которых удалось показать в экспериментах с графитовой диафрагмой. Поведение основных параметров плазмы при вольфрамовой диафрагме аналогично их поведению с графитовой диафрагмой, что, по-видимому, позволяет предполагать наличие внутренних барьеров.

Работа выполнена в рамках контракта с ГК «Росатом» от. 28.03.2016 № Н.4х.44.9Б.16.1021. Работы по системе хордовой инжекции выполнены при поддержке гранта РФФИ №14-02-00697-а.

### Литература

- [1]. Yu.D. Pavlov et al. 18th Fusion Energy Conference, IAEA-CN77/EXP/5/17, Sorrento, Italy 2000.
- [2]. Yu.D. Pavlov et al. 28<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Pl. Phys., p4.020, Madera, Portugal, 2001.
- [3]. Yu.D. Pavlov et al. 21th Fusion Energy Conference, IAEA06/EX.P3-11.p.46, China 2006.

## ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ УДЕРЖАНИЯ ЭНЕРГИИ ОТ ТОКА ПЛАЗМЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

<sup>1</sup>Курские Г.С., <sup>1</sup>Сахаров Н.В., <sup>1</sup>Щёголев П.Б., <sup>1</sup>Бахарев Н.Н., <sup>1</sup>Гусев В.К.,  
<sup>1</sup>Иблямина А.Д., <sup>1</sup>Киселев Е.О., <sup>1</sup>Минаев В.Б., <sup>2</sup>Мирошников И.В., <sup>1</sup>Патров М.И.,  
<sup>1</sup>Петров Ю.В., <sup>1</sup>Солоха В.В., <sup>1</sup>Тельнова А.Ю., <sup>1</sup>Толстяков С.Ю.

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия,  
gleb.kurskiev@gmail.com*

*<sup>\*</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия*

В докладе приводятся результаты экспериментального исследования времени удержания энергии плазмы  $\tau_E$  на сферическом токамаке Глобус-М. Исследования проводились преимущественно в режиме омического нагрева в диверторной конфигурации с вытянутостью  $<1,9$  и треугольностью  $<0,3$ . Сканирование по току плазмы проводилось в диапазоне 0.12-0.25 МА при фиксированных значениях тороидального магнитного поля 0,4 и 0,5 Тл при средней плотности плазмы  $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Получена практически линейная зависимость времени жизни энергии от тока плазмы, что больше соответствует предсказаниям скейлинга ИТЭР нежели результатам, полученным на сферических токамаках MAST и NSTX. Дополнительно было проведено сканирование по плотности при фиксированном токе 0,2 МА. Увеличение магнитного поля на 20% привело к существенному изменению энергозапаса плазмы и времени жизни энергии при относительно высокой плотности плазмы  $>4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Энергозапас электронного компонента плазмы определялся путем интегрирования профилей температуры и концентрации электронов по объему плазменного шнура. Для измерения пространственных распределений температуры и концентрации электронов использовалась диагностика Томсоновского рассеяния, а магнитная конфигурация реконструировалась с помощью кода EFIT. Энергозапас ионного компонента рассчитывался с помощью кода АСТРА в предположении неоклассической теплопроводности ионного компонента. Полученные значения ионной температуры хорошо согласуются с измерениями спектров атомов перезарядки, а рассчитанная полная тепловая энергия соответствует диамагнитным измерениям. Заметный нагрев плазмы был получен при дополнительном нагреве нейтральным пучком, что позволило определить достаточно слабую зависимость времени жизни от поглощенной мощности  $P_{\text{abs}}$  как  $\tau_E \sim P_{\text{abs}}^{-0,3}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ грант №. 16-32-60114 мол\_а\_дк, а так же гранта Президента РФ МК-5846.2016.2.

## ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ К-СПЕКТРА ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

<sup>1</sup>Батанов Г.М., <sup>1,2</sup>Борзосеков В.Д., <sup>3</sup>Глявин М.Ю., <sup>1,2</sup>Кончечков Е.М., <sup>3</sup>Морозкин М.В.,  
<sup>1,2</sup>Петров А.Е., <sup>3</sup>Седов А.С., <sup>1,2</sup>Степахин В.Д., <sup>1</sup>Харчев Н.К., <sup>3</sup>Цветков А.И.

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,  
konchekov@fpl.gpi.ru*

<sup>2</sup>*Российский национальный исследовательский медицинский университет  
им. Н.И. Пирогова, г. Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия*

Получение к-спектра турбулентности высокотемпературной плазмы в тороидальных магнитных ловушках является актуальной задачей. Микроволновые диагностики позволяют изучать флуктуации плотности с определённым  $k$ . В основе диагностик лежит явление коллективного рассеяния электромагнитного излучения, удовлетворяющее условию Брэгга. Хотя разнообразие микроволновых диагностик существующих на сегодняшний день впечатляет [1 – 3], однако только на стеллараторе Л-2М для этих целей используется рассеянное излучение электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева. Для ЭЦР нагрева на стеллараторе Л-2М применяются два гиротрона, суммарная мощность которых превышает 1 МВт, что даёт огромные величины удельной мощности микроволнового нагрева порядка 4 МВт/м<sup>3</sup>.

Существующие диагностики рассеяния греющего СВЧ излучения позволяют получить данные о флуктуациях плотности с волновыми числами  $k = 2, 20, 30 \text{ см}^{-1}$ .

В данной работе рассматривается возможность создания новой диагностики флуктуаций плотности плазмы, основанной на регистрации рассеянного микроволнового излучения специального диагностического терагерцового гиротрона. Предлагаемая диагностика будет исследовать флуктуации плотности с плазмы с волновыми векторами  $k = 80 \text{ см}^{-1}$  и  $160 \text{ см}^{-1}$  в центральных областях плазменного шнура. Прием рассеянного излучения будет осуществляться с помощью спроектированной антенной системы, установленной снаружи вакуумной камеры в верхнем диагностическом патрубке сечения. Ввод излучения диагностического гиротрона предполагается во внешний диагностический патрубок.

Диагностический гиротрон разработан и изготовлен (с частотой 0.3 ТГц), в настоящий момент производится его модернизация и оптимизация на наладочном стенде в ИПФ РАН

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-08-05455А «Разработка и создание диагностики коллективного рассеяния импульсного излучения гиротрона терагерцового диапазона для исследования мелкомасштабных флуктуаций плотности плазмы в стеллараторе Л-2М».

### Литература

- [1]. Rhodes T.L., Peebles W.A., Nguyen X. et al. // Millimeter-wave backscatter diagnostic for the study of short scale length plasma fluctuations // Rev. Sci. Instrum., 2006, V.77, P.10E922 (8pp).
- [2]. Smith D.R., Mazzucato E., Lee W. et al. // A collective scattering system for measuring electron gyroscale fluctuations on the National Spherical Torus Experiment // Rev. Sci. Instrum., 2008, V.79, P.123501.
- [3]. Zhou C., Liu A.D., Zhang X.H. et al. // Microwave Doppler reflectometer system in the Experimental Advanced Superconducting Tokamak // Rev. Sci. Instrum., 2013, V.84, P.103511 (6pp).

## ПОРОГ И ИНКРЕМЕНТ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РАСПАДА НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ НА ДВА ВЕРХНЕГИБРИДНЫХ ПЛАЗМОНА В ПЛАЗМЕННОМ ФИЛАМЕНТЕ

Гусаков Е.З., Попов А.Ю., Симончик Л.В., Сысоева Е.В., Усачёнок М.С.

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия  
Институт физики им. Степанова НАН Республики Беларусь, г. Минск, Беларусь*

Электронный циклотронный (ЭЦ) нагрев плазмы, хорошо зарекомендовавший себя в экспериментах на различных тороидальных установках, планируется к использованию в токамаке-реакторе ITER для подавления неклассической тиринг-моды. Согласно устоявшимся представлениям, одно из его главных достоинств заключается в том, что распространение ЭЦ волн и их поглощение в плазме хорошо описываются в рамках линейной теории и являются детально предсказуемыми [1]. Вместе с тем в последнее время в экспериментах по ЭЦ нагреву плазмы на многих установках накопилась критическая масса наблюдений явлений, не укладывающихся в описанную выше линейную картину. Среди этих явлений — ускорение ионов и формирование хвоста на ионной функции распределения [2], а также аномальное рассеяние греющего СВЧ излучения назад, наблюдаемое в экспериментах по ЭЦ нагреву на второй гармонике резонанса при уровне мощности всего 200 кВт [3].

Ранее, авторами работы предложена теоретическая модель [4], позволяющая количественно объяснить эффект аномального рассеяния назад, как следствие возбуждения низкопороговой двухплазменной параметрической распадной неустойчивости (ПРН). Предложенная модель состоит из трёх существенных элементов. Во-первых, это собственно неустойчивость распада на два ВГ плазмона; во-вторых — модель насыщения неустойчивости в результате каскада последовательных распадов и, в-третьих — механизм генерации рассеянного назад излучения в результате слияния ВГ плазмонов. Для проверки этой модели был предложен модельный эксперимент на линейной установке Гранит [5], направленный на изучение ПРН необыкновенной волны, приводящей к возбуждению двух верхне-гибридных (ВГ) плазмонов, локализованных в замагниченном плазменном филаменте.

В настоящей работе для параметров и конфигурации плазмы, реализующейся в эксперименте [5], вычислены коэффициенты усиления конвективной ПРН необыкновенной волны, а также исследована возможность возбуждения абсолютной неустойчивости в случае локализованного в пространстве пучка накачки. В результате определены пороги и инкременты абсолютной неустойчивости и получена оценка для уровня ее насыщения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ Бел-а 16-52-00019 и БРФФИ Ф16Р-095.

### Литература

- [1]. M. Porkolab, B.I. Cohen 1988 Nucl. Fusion **28**, 239
- [2]. A.N. Karpushov et al. 2006 Proc. of 33<sup>rd</sup> EPS Conference on Plasma Physics, 2006 **30I** P1.152
- [3]. E. Westerhof, S. Nielsen, J.W. Oosterbeek et al. 2009 Phys. Rev. Lett. **103**, 125001
- [4]. E.Z. Gusakov and A.Yu. Popov 2016 Physics of Plasmas **23**, 082503
- [5]. Симончик Л.В. и др. Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу XLIV 2017, с. 70



## КОНЦЕПЦИОННАЯ РАЗРАБОТКА МАЛОАСПЕКТНОГО СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ТОКАМАКА С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ (Т15-С)

Иванов Д.П., Мельников А.В., Коробов К.В.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, e-mail: [denis.ivanov30@mail.ru](mailto:denis.ivanov30@mail.ru)*

В отделении токамаков Курчатовского Института в настоящее время создается токамак Т-15 с вытянутым сечением плазмы и водоохлаждаемыми катушками [1, 2]. Он имеет следующие параметры:  $R = 1,5$  м,  $a = 0,67$  м,  $B = 2$  Тл, ток плазмы  $I = 2$  МА, вытянутость плазмы  $k < 2$ , треугольность  $< 0,4$ , длительность импульса  $< 10$  с.

В представленной статье рассматривается следующая стадия модернизации этой установки с заменой её магнитной системы с тѐплой на сверхпроводящую при сохранении размеров и формы плазмы. Оценки показывают возможность сделать тороидальный магнит с аспектом  $A = 2,2$ , магнитным полем на оси плазмы  $B_0 = 5$  Тл и максимальным полем 12,5 Тл. Такое поле дает возможность получить ток плазмы  $I$  до 5 МА. Оценки показывают, что получить столь высокие поля в крутом торе возможно, если использовать для удержания сил, действующих на катушки, не только корпуса катушек, но и саму обмотку, сделанную из кабеля с толстостенным кондуитом (рисунок). Кроме того, обмотка должна состоять из трёх слоев: с NbTi в наружном, Nb<sub>3</sub>Sn в среднем и ВТСП во внутреннем. Предлагается также охлаждение потоком гелия через систему поперечных и продольных каналов, имеющую низкое гидравлическое сопротивление и единый контур охлаждения обмотки и корпусов катушек.

Этот новый проект предлагает перспективную комбинацию малого аспекта с сильным полем, облегчающую задачу получения стационарного режима работы благодаря большой фракции бутстреп тока. Кроме того, он послужит тестовым стендом, абсолютно необходимым для разработки и освоения технологии магнита для нейтронного источника.

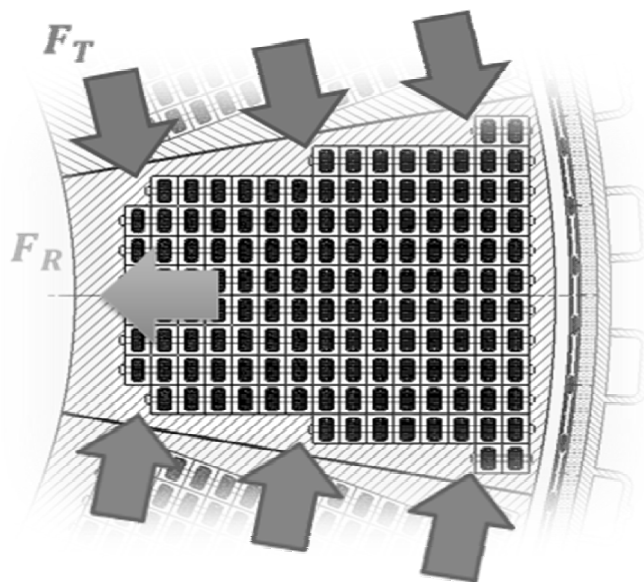


Рисунок. Напряжения в обмотке от магнитного поля  $B_0 = 5$  Тл:  $F_R = 3,7$  МН,  $\sigma = 50$  МПа,  $F_T = 185$  МН,  $\sigma = 150$  МПа,  $F_Z = 15$  МН,  $\sigma = 360$  МПа.

### Литература

- [1]. Azizov E. et al. 25th Fusion Energy Conf. t. Petersburg, 2014. Rep FIP/3-2.
- [2]. Melnikov A.V. et al. Fusion Eng. Design 2015, v. 96-97, p.306.

## СТАТУС ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

<sup>1,2</sup>Солоха В.В., <sup>1</sup>Курский Г.С., <sup>1</sup>Мухин Е.Е., <sup>1</sup>Толстяков С.Ю., <sup>1</sup>Баженов А.Н.,  
<sup>1,2</sup>Бабинов Н.А., <sup>1</sup>Букреев И.М., <sup>1</sup>Дмитриев А.М., <sup>1</sup>Кочергин М.М., <sup>1</sup>Коваль А.Н.,  
<sup>1</sup>Литвинов А.Е., <sup>1</sup>Масюкевич С.В., <sup>1</sup>Раздобарин А.Г., <sup>1</sup>Самсонов Д.С., <sup>1</sup>Семёнов В.В.,  
<sup>1</sup>Соловей В.А., <sup>3</sup>Чернаков П.В., <sup>3</sup>Чернаков Ал.П., <sup>3</sup>Чернаков Ан.П., <sup>4,5</sup>Иваненко С.В.,  
<sup>4,5</sup>Хильченко А.Д., <sup>4</sup>Пурьга Е.А., <sup>4</sup>Квашнин А.Н.

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия,  
email: v.solokha@spbstu.ru

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>ЗАО «Спектрал-Тех», г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Буккера СО РАН, г. Новосибирск, Россия

<sup>5</sup>Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

Доклад посвящён развитию комплекса диагностики томсоновского рассеяния (ТР) на токамаке Глобус-М. Диагностика ТР на токамаках играет важную роль в исследованиях физики процессов нагрева, удержания и устойчивости плазмы. Особый интерес представляет область плазменного шнура вблизи сепаратрисы со стороны слабого магнитного поля, где формируются сильные градиенты температуры и концентрации плазмы, а также развиваются локальные неустойчивости характерные для края плазменного шнура. При модернизации диагностики ТР токамака Глобус-М одной из приоритетных задач было измерение профиля электронной температуры ( $T_e$ ) и концентрации ( $n_e$ ) на периферии плазмы при низких значениях температуры и концентрации  $T_e > 10$  эВ,  $n_e > 0,5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  с высоким пространственным разрешением. Для зондирования плазмы в диагностике ТР краевой плазмы Глобус-М применялся лазер с активным элементом Nd:Glass (генерация на длине волны 1055 нм). За время разряда токамака производилось до 20 измерений с частотой следования регулируемой до 3 кГц. Длительность лазерного импульса составляла 40 нс, а характерная энергия в импульсе 2 Дж. Зондирование плазмы осуществлялось в экваториальной плоскости. Для сбора рассеянного излучения с периферии плазмы использовалась система сбора света центральной плазмы. Оптоволоконная линия, предназначенная для передачи рассеянного излучения к регистрирующей системе, обеспечивала пространственное разрешение краевой диагностики  $\sim 10$  мм при характерной ширине пьедестала плазменного разряда  $\sim 50$  мм. Для анализа уширенных контуров рассеяния использовались фильтровые полихроматоры, оснащённые лавинными фотодиодами и малошумящими трансимпедансными усилителями. Оцифровка сигналов томсоновского рассеяния осуществлялась с помощью АЦП при частоте оцифровки 2 ГГц и разрядностью 12 бит. Высокая полоса пропускания регистрирующей аппаратуры позволяла разделить полезный сигнал рассеяния и сигнал паразитной засветки излучением лазера, отраженного от элементов конструкции вакуумного объема. В докладе приводятся методы обработки первичных данных и результаты обработки экспериментальных данных.

## ИНЖЕКЦИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ПУЧКА ДЛЯ НАГРЕВА И ГЕНЕРАЦИИ ТОКОВ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М, ГЛОБУС-М2

<sup>1</sup>Щёголев П.Б., <sup>1</sup>Минаев В.Б., <sup>1</sup>Тельнова А.Ю., <sup>1</sup>Бахарев Н.Н., <sup>2</sup>Гончаров П.Р.,  
<sup>1</sup>Гусев В.К., <sup>1</sup>Курский Г.С., <sup>1</sup>Патров М.И., <sup>1</sup>Петров Ю.В., <sup>1</sup>Сахаров Н.В.,  
<sup>1</sup>Толстяков С.Ю.

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: [peter\\_shchegolev@mail.ioffe.ru](mailto:peter_shchegolev@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Инжекция нейтрального пучка — принципиальный метод для нагрева плазмы и генерации тока в токамаке-реакторе, поскольку она обеспечивает возможность его стационарной работы. Инжекция пучка атомов особенно важна в компактных термоядерных источниках нейтронов на основе сферического токамака из-за ограниченного числа методов дополнительного нагрева, применимых в условиях высокой плотности и относительно низкого магнитного поля. Следовательно, одной из основных целей экспериментов на токамаках Глобус-М, Глобус-М2 является исследование и демонстрация эффективного нагрева плазмы и генерации токов увлечения пучком атомов.

Сферический токамак Глобус-М [1] оборудован инжектором нейтральных частиц, способным доставлять в плазму дейтериевый/водородный пучок атомов мощностью 1 МВт с энергией до 30 кэВ [2]. В последнее время на установке достигнут определенный прогресс в исследованиях нагрева плазмы и генерации тока пучком атомов [3]. Эксперименты проводили в плазме токамака при тороидальном магнитном поле  $B_{\text{tor}} = 0,4$  Тл, в диапазоне токов плазмы  $I_p = 0,17 - 0,23$  МА, прицельный параметр инжекции составлял 32 см. Водород и дейтерий использовались в качестве рабочего газа для плазмы-мишени и инжектируемого пучка.

Обсуждается программа модернизации комплекса нейтральной инжекции токамака Глобус-М2, которая включает в себя модернизацию существующего нейтрального инжектора, ввод в строй его нового ионного источника с энергией частиц до 40 кэВ и установку второго инжектора, который обеспечит дополнительный пучок водорода/дейтерия мощностью 1 МВт с энергией до 50 кэВ. Выполнен анализ геометрии инжекции второго пучка атомов, и выбрана оптимальная схема экспериментов. Для моделирования потерь быстрых частиц использовали трехмерный алгоритм [4], в то время как численные расчеты основных параметров плазмы для разрядов Глобус-М2 ( $B_{\text{tor}} \leq 1$  Тл,  $I_p \leq 0,5$  МА) выполняли с помощью кода ASTRA [5]. Кроме этого, представлены первые результаты выполненного для токамака Глобус-М моделирования радиальных профилей плотности тока быстрых ионов на основе работы [6] с учётом экранирующего эффекта электронов плазмы.

В заключении приводятся результаты предсказательного моделирования параметров разряда токамака Глобус-М2 с инжекцией двух пучков атомов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00454 мол\_а.

### Литература

- [1]. Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З. и др., ЖТФ, т.69 (1999) № 9, стр. 58-62
- [2]. Гусев В. К., Деч А.В., Есипов Л.А. и др., ЖТФ, т.77 (2007) № 9, стр. 28-43
- [3]. Щёголев П.Б., Бахарев Н.Н., Гусев В.К. и др., ЖТФ, т.85 (2015) № 9, стр. 62-66
- [4]. Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goncharov P.R., et al., Nuclear Fusion, 55 (2015) 043023
- [5]. Pereversev G.V., Yushmanov P.N., (2002), IPP, 5/98, Garching, Germany
- [6]. Goncharov P.R., Kuteev V.V., Sergeev V.Yu., et al., Nuclear Fusion, 51 (2011) 103042

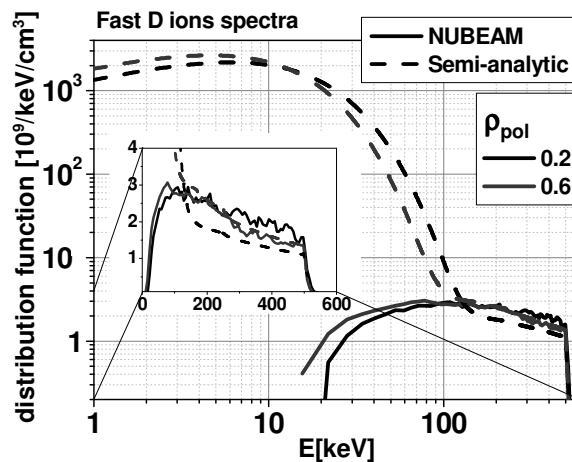
## СПЕКТРЫ ГОРЯЧИХ ИОНОВ В ТОКАМАКЕ ДЕМО-ТИН

<sup>1</sup>Днестровский А.Ю., <sup>2</sup>Гончаров П.Р.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: [dnestrov0@gmail.com](mailto:dnestrov0@gmail.com)

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Распределения горячих ионов по энергии в плазме несут информацию о нагреве, генерации тока (асимметрия спектров по направлению скорости ионов) и раскачке неустойчивостей. Данная работа посвящена расчетам спектров горячих частиц при инъекции быстрых нейтральных пучков. Расчеты проводятся с помощью полуаналитического подхода к функции распределения быстрых ионов [1] в дополнение к численным расчётам по Монте Карло коду NUBEAM [2]. Геометрия ввода нейтрального пучка подбирается для установки ДЕМО-ТИН [3] вместе с вариацией большого радиуса. Численный и полуаналитический подходы рассматриваются совместно на общей транспортной платформе ASTRA, позволяющей задавать данные равновесия плазменного шнура в различных режимах. Результаты сравнения расчетов спектров горячих ионов дейтерия при инъекции нейтрального дейтерия в установке ДЕМО-ТИН приведены на рисунке для двух используемых подходов. Полуаналитический метод (штриховая линия) описывает переход горячей компоненты в тепловую с условием сохранения частиц. В то время как в Монте Карло коде задается потеря горячей частицы при достижении ее энергии значения  $3/2 T_i$  на данной магнитной поверхности. Получено хорошее совпадение спектров в области середины малого радиуса токамака. Расхождение спектров в центральной области обусловлено учетом дрейфа поперек магнитной поверхности в Монте Карло коде.



### Литература

- [1]. P.R. Goncharov, B.V. Kuteev, T. Ozaki, S. Sudo Analytical and semianalytical solutions to the kinetic equation with Coulomb collision term and a monoenergetic source function, Phys. Plasmas 17 (2010) 112313
- [2]. Pankin A, Mccune D, Andre R, Bateman G and Kritz A 2004 The tokamak Monte Carlo fast ion module NUBEAM in the National Transport Code Collaboration library, Comp. Phys. Comm. 159 (2004) 157-184
- [3]. Dnestrovskij A.Yu. et al. 2015 Integrated modelling of DEMO-FNS current ramp up scenario and steady state regime Nucl. Fusion 55 063007

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОРОИДАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ВДОЛЬ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ НА ТОКАМАКЕ T-10 И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Булдаков М.А., Вершков В.А., Исаев М.Ю., Шелухин Д.А.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: m.a.buldakov@gmail.com

В экспериментах с корреляционной рефлектометрией на T-10 было показано [1, 2], что спектр турбулентности может быть представлен в виде суммы спектров нескольких типов флуктуаций плотности, имеющих различные радиальные, полоидальные и тороидальные корреляционные свойства. Система антенн T-10, показанная на рисунке, дает возможность проводить измерения корреляций флуктуаций плотности вдоль магнитной силовой линии. Такие эксперименты могут дать дополнительную информацию о физических свойствах различных типов флуктуаций. Также такие измерения могут позволить оценить распределение тока по радиусу. В сечении D токамака T-10 расположены 2 системы антенн на LFS и HFS. В сечении A, разнесенном тороидально на  $90^\circ$  от сечения D, также расположены 2 системы антенн на LFS и HFS на полоидальных углах  $68,5^\circ$  и  $118,5^\circ$  соответственно.

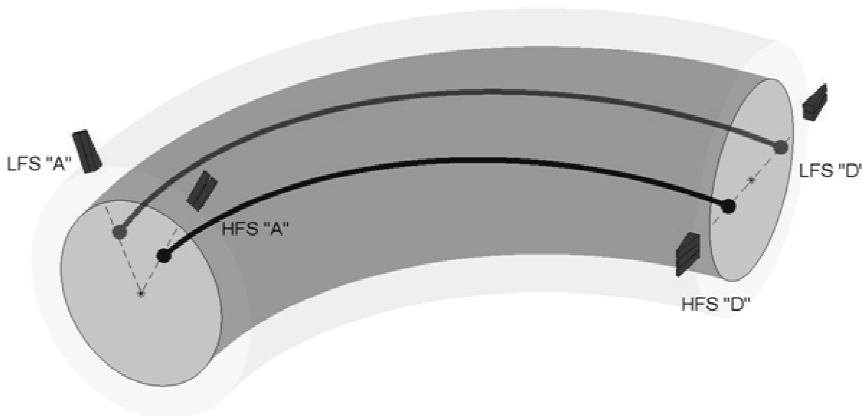


Рисунок. Антенная система токамака T-10. Также показаны силовые линии на LFS и HFS.

Группы антенн, расположенные в различных тороидальных сечениях, дают возможность проведения измерений тороидальных корреляций как на LFS,

так и на HFS. Эксперименты были проведены для двух комбинаций антенн, как показано на рисунке. В экспериментах производилось зондирование плазмы рефлектометром на двух концах силовой линии, и был рассчитан уровень корреляции между сигналами двух антенн. Радиус отсечки и соответствующие значения  $q$  менялись с помощью варьирования частоты рефлектометра. Эксперименты по тороидальным корреляциям показывают, что высокий уровень когерентности вдоль магнитной силовой линии наблюдается для квазикогерентных (QC) флуктуаций. Стохастические низкочастотные (SLF) и широкополосные (BB) флуктуации не коррелируют на расстоянии, равном  $1/4$  длины обхода тора. С целью интерпретации экспериментальных данных и учета нелокальности рефлектометрии было проведено моделирование пространственной структуры турбулентности на T-10 с использованием 2D стохастической модели турбулентности. В модели предполагалось, что амплитуды флуктуаций плотности постоянны вдоль магнитных силовых линий. Были смоделированы сигналы антенн на LFS и HFS с помощью полноволнового 2D кода. Показано, что для модельных сигналов наблюдается высокий уровень тороидальных корреляций для QC в соответствии с экспериментом, однако также наблюдается высокий уровень корреляций и для BB флуктуаций, что противоречит экспериментальным данным.

### Литература

- [1]. Vershkov V.A. et al. Rev. Sci. Instrum.- 1999 – V. 70. - № 3. – P. 1700-1709.
- [2]. Vershkov V.A. et al. Nuclear Fusion. – 2005. – V. 45. - № 10. – P. S203-S226.

## ВЛИЯНИЕ УВЕЛИЧЕНИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НАГРЕВ И УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В РАЗРЯДАХ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М С НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ

<sup>1</sup>Тельнова А.Ю., <sup>1</sup>Минаев В.Б., <sup>1</sup>Щёголев П.Б., <sup>1</sup>Авдеева Г.Ф., <sup>1</sup>Бахарев Н.Н.,  
<sup>1</sup>Гусев В.К., <sup>1</sup>Курский Г.С., <sup>2</sup>Мирошников И.В., <sup>1</sup>Петров Ю.В., <sup>1</sup>Сахаров Н.В.,  
<sup>1</sup>Шевелев А.Е.

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: [anna.telnova@mail.ioffe.ru](mailto:anna.telnova@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

В ходе экспериментов на токамаке Глобус-М [1] достигнуты практически все предельные параметры установки. Основным фактором, ограничивающим дальнейшее улучшение параметров плазмы и применение методов дополнительного нагрева, является относительно низкое магнитное поле [2]. В связи с этим было принято решение о модернизации токамака Глобус-М, включающей в себя повышение тороидального магнитного поля до 1 Тл и тока плазмы до 0,5 МА [3]. Данные изменения должны, в частности, способствовать улучшению удержания быстрых ионов, возникающих во время нейтральной инжекции [4].

В докладе обсуждаются результаты экспериментов по инжекции нейтрального пучка в плазму, полученные на токамаке Глобус-М при повышении тороидального магнитного поля с 0,4 до 0,5 Тл. В частности исследовано влияние его увеличения на нагрев ионов и электронов плазмы. На основе диамагнитных измерений сделаны оценки запасенной в плазме энергии и энергетического времени жизни, и проведено их сравнение с результатами численного моделирования, выполненного на основании кинетических измерений. Кроме этого, при повышении тороидального магнитного поля зарегистрирован рост потока DD нейтронов.

В заключении подводятся итоги проведенной при увеличенном тороидальном магнитном поле экспериментальной кампании, подтверждающие правильность и обоснованность принятого решения о модернизации токамака Глобус-М.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-5846.2016.2 и РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00454 мол\_а.

### Литература

- [1]. Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З. и др., ЖТФ, т.69 (1999) № 9, стр. 58-62.
- [2]. Gusev V.K. et al. 2013 Nucl. Fusion 53 093013.
- [3]. Minaev V.B. et al., Spherical Tokamak Globus-M2: Design, Integration, Construction, IAEA FEC (Japan, Kyoto, 17-22 October, 2016).
- [4]. Bakharev et al., Nucl. Fusion, 2015, Vol. 55, 043023.

## ГРАДИЕНТНО-ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ХОЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЕ

<sup>1</sup>Лахин В.П., <sup>1,2</sup>Ильгисонис В.И., <sup>1,2</sup>Сорокина Е.А., <sup>1,3</sup>Марусов Н.А.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область, Россия

Градиентно-дрейфовая неустойчивость частично замагниченной (холловской) плазмы присуща плазменным установкам со скрещенными электрическими и магнитными полями: магнетронам, разрядам Пеннинга, стационарным плазменным двигателям. Величина магнитного поля в названных установках выбрана таким образом, что электронная компонента плазмы является замагниченной, а ионная нет, т.е.  $\rho_e \ll L \ll \rho_i$ , где  $\rho_{e,i}$  — электронный и ионный ларморовские радиусы, соответственно;  $L$  — характерный масштаб области, занимаемой плазмой. Замкнутый дрейф электронов в сочетании с неоднородностями плотности плазмы и величины магнитного поля в таких системах является источником неустойчивостей плазмы [1]. Применительно к холловским двигателям градиентно-дрейфовая неустойчивость была идентифицирована на эксперименте и исследована теоретически в работах [2, 3]. Считается [4, 5], что именно с её развитием могут быть связаны аномальная подвижность электронов и формирование когерентных вращающихся структур, наблюдаемых в экспериментах.

В настоящей работе исследуется линейная устойчивость электростатических колебаний неоднородной холловской плазмы в диапазоне частот  $\omega_{Bi} \ll \omega \ll \omega_{Be}$ , где  $\omega_{Bi}$  и  $\omega_{Be}$  — ионная и электронная циклотронная частоты, распространяющихся строго поперёк магнитного поля. Используется двухжидкостная гидродинамическая модель плазмы с холодными ионами. При этом в уравнении движения электронов учитываются эффекты инерции, электронного давления и гировязкости. Показано, что в выбранном приближении дисперсионное уравнение плазменных колебаний, включающее эффекты конечного ларморовского радиуса электронов, является кубическим относительно частоты колебаний. Проведён его детальный анализ. В самом общем случае найден аналитический критерий устойчивости рассматриваемых возмущений; построена диаграмма устойчивости. Рассчитаны частоты и инкременты неустойчивых колебаний.

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 16-02-00640.

### Литература

- [1]. А. Б. Михайловский, *Теория плазменных неустойчивостей*. Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы — М.: Атомиздат, 1971. 312 с.
- [2]. А.И. Морозов, Ю.В. Есипчук, А.М. Капулкин, В.А. Невровский, В.А. Смирнов, Журнал Технической Физики, 1972, Том XLII, в. №3.
- [3]. Ю.В. Есипчук, Г.Н. Тилинин, Журнал Технической Физики, 1976, Том XLVI, в. №4.
- [4]. W. Frias, A.I. Smolyakov, I.D. Kaganovich, Y. Raitses, *Physics of Plasmas*, **19**, 072112 (2012).
- [5]. W. Frias, A.I. Smolyakov, I.D. Kaganovich, Y. Raitses, *Physics of Plasmas*, **20**, 052108 (2013).

**БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АНСАМБЛЯ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ТОКАМАКА  
С МАГНИТНЫМ ОСТРОВОМ**

Подтурова О.И.

*Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия, [olga\\_podturova@list.ru](mailto:olga_podturova@list.ru)  
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия*

Исследована бесстолкновительная эволюция функция распределения ансамбля заряженных частиц в магнитном поле токамака с магнитным островом. Расчёт основан на решении кинетического уравнения с источником совместно с трёхмерными численными расчётами траекторий движения заряженных частиц [1]. В качестве источника выбиралось максвелловское распределение частиц по скоростям, профиль начальной концентрации варьировался. Островная магнитная конфигурация задавалась аналитически в терминах функции Гамильтона [2]. Показано, что в случае неоднородного источника, траекторное движение заряженных частиц в магнитном острове приводит к анизотропизация первоначально изотропного распределения ансамбля. Рассчитано стационарное значение функции распределения, устанавливающееся в результате многократного облёта частицами тора. Проведено сравнение функции распределения, формируемой в магнитном острове, с функцией распределения в системе вложенных магнитных поверхностей. Рассчитана плотность тока, генерируемая в системе в результате описанного процесса.

**Литература**

- [1]. В.И. Ильгисонис, Е.А. Сорокина, ЖЭТФ, 2010, т. 94 (9), с. 742-747.
- [2]. В.И. Ильгисонис, А.А. Скворода, ЖЭТФ, 2010, т. 137 (5), с. 1018-1030.



## РАЗРАБОТКА ДИАГНОСТИКИ ФЛУКТУАЦИЙ РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2 МЕТОДОМ МИКРОВОЛНОВОГО ДОПЛЕРОВСКОГО УСИЛЕННОГО РАССЕЙНИЯ

Гурченко А.Д., Алтухов А.Б., Гусаков Е.З., Есипов Л.А.

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

На токамаке ФТ-2 проводится разработка новой, технически простой, дешевой и существенно более локальной по сравнению с имеющимися аналогами диагностики флуктуаций полоидального электрического поля и связанных с ними флуктуаций радиальной скорости плазмы. Необходимость контроля флуктуаций полоидального электрического поля  $\delta E_\theta$  или радиальной скорости плазмы  $\delta V_r$  вызвана тем, что они определяют радиальные турбулентные потоки частиц и влияют на аномально высокий вынос энергии в термоядерной плазме токамаков. Следует отметить, что проблема аномального переноса в плазме токамака является одной из последних нерешенных фундаментальных проблем физики высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием.

Реализованный на токамаке ФТ-2 прототип диагностики радиальной скорости плазмы основан на измерении флуктуаций доплеровского частотного сдвига  $\delta\omega_D$  сигнала усиленного микроволнового рассеяния в верхнем гибридном резонансе [1] при экваториальном зондировании плазмы. Использование подобной методики позволило одновременно обеспечить и высокую локальность измерений, и высокую чувствительность за счет как большей величины рассеянного сигнала на флуктуациях плотности с радиальным волновым числом  $q_r > 25 \text{ см}^{-1}$ , так и увеличения его доплеровского частотного сдвига  $\omega_D = q_r V_r$ . Используемая в измерениях двухчастотная корреляционная схема [2] позволила определить характерное волновое число  $q_r$  флуктуаций плотности, а измеренные квадратурной схемой частотный спектр и дисперсия колебаний доплеровского частотного сдвига  $\delta\omega_D$  позволила оценить величину и спектр искомых флуктуаций  $\delta V_r$  в омических водородном и дейтериевом разрядах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-02-00580.

### Литература

- [1]. Novik K.M. and Piliya A.D. 1994 Plasma Phys. Control. Fusion 35, 357
- [2]. Gusakov E.Z., Gurchenko A.D., Altukhov A.B., et al., 2006 Plasma Phys. Control. Fusion 48, B443

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М ПОДВИЖНЫМ ЗОНДОМ

Токарев В.А., Гусев В.К., Хромов Н.А., Патров М.И., Петров Ю.В.,  
Варфоломеев В.И.

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

Процессы на границе плазмы в целом, и процессы взаимодействия плазмы со стенкой, в частности, играют решающую роль для достижения стационарных условий зажигания. Стенка должна выдерживать мощные потоки альфа-частиц. Так же из реактора должна удаляться гелиевая зола. Эрозия стенки определяет время жизни её элементов, а так же приводит к выбросу примесей в плазму, которые «разбавляют» топливо, вызывают потерю энергии из плазмы за счёт излучения. Кроме того, процессы на краю плазмы могут влиять на глобальные свойства удержания. Для современных токамаков с дивертором крайне важно контролировать тепловые потоки, которые идут на диверторные пластины. Таким образом, для установок УТС с магнитным удержанием для контроля процессов, протекающих в пристеночной плазме, необходимо измерение параметров на периферии плазмы. Одной из распространённых диагностик для исследования пристеночной плазмы являются электрические зонды Ленгмюра.

Данная работа посвящена исследованию периферийной плазмы сферического токамака Глобус-М с помощью подвижного зонда, который расположен в экваториальной плоскости. Конструкционные особенности головки зонда (рисунок) позволяют производить измерение большинства параметров плазмы: электронной температуры и концентрации, электрического поля (полоидальная и радиальная компоненты), а также числа Маха.

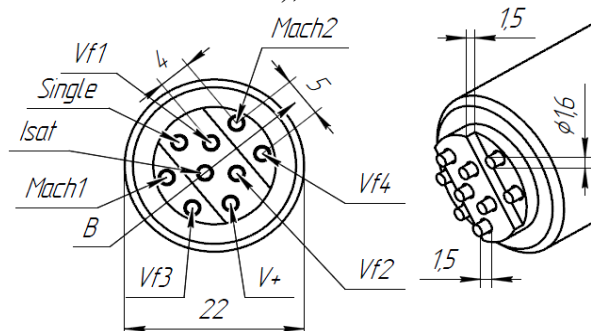


Рисунок. Зондовая головка

В работе приводятся результаты измерений временной эволюции вышеупомянутых параметров и их радиальных распределений, а так же проводится сравнение полученных данных с известными скейлингами.

## О ПРЕДЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ

Мережкин В.Г., Муховатов В.С.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [vitm@mail.ru](mailto:vitm@mail.ru)

Возможность повышения предельной плотности плазмы в токамаке так же важна, как и возможность повышения времени удержания энергии  $\tau_E$ , тем более, когда сама величина  $\tau_E$  зависит от плотности и растет пропорционально значениям  $\bar{n}_e$ . Возможность получения режима с  $Q \approx 0.95 \propto n\tau_E T(0)$  при  $\tau_E^{\max} \approx 1$  с была показана на установке JET в достаточно коротком (~1,2 с) режиме с инжекционным нагревом при непрерывном нарастании средней плотности D-T плазмы от  $1,6 \times 10^{13}$  до  $5,4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Численный расчет эволюции основных параметров разряда для импульса 42946 в JET, выполненный в транспортном коде AT с коэффициентами электронной температуропроводности  $\chi_e^{\text{an}} (T-11) \propto 1/n_e$ , не обнаружил существенного расхождения с экспериментальными данными по  $\beta_p$ ,  $\tau_E$  и значениям  $T_i(0)$  и  $T_e(0)$  [1].

В режимах с инжекцией пучков на установке T-11 средняя плотность плазмы повышалась до  $(6 \div 7) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  до таких же значений, как и в омических режимах с низкими  $Z_{\text{eff}}$  при запасе устойчивости  $q_a \approx 2.5$ . На установке T-10 запас устойчивости  $q_a$  в омических режимах варьировался, но предел по плотности изменялся достаточно слабо при снижении тока в режимах с постоянной величиной тороидального поля.

J. Hugill и M. Greenwald предложили следующую формулу для предельной плотности плазмы в токамаке,

$$\bar{n}_e^{\max} (10^{20} \text{ м}^{-3}) = I_p(\text{MA})/\pi a^2(\text{м}^2) = 1,67 B_t(T)/(q_a R), \quad (1)$$

с которой неплохо согласовывались экспериментальные данные, полученные к 2000 г. в токамаках.

В работе [2] приведена формула для предельной плотности плазмы, которая может выполняться в омических режимах с низкими  $Z_{\text{eff}}$  при повышении  $v_e^*$  до 1 на среднем радиусе плазмы. По данным T-11 максимальная величина средней плотности плазмы при  $v_e^* \sim 1$  должна определяться формулой

$$\bar{n}_e^{\max} (10^{20} \text{ м}^{-3}) = 12,2 (a/q)^{5/3} B_t^{4/3}/R^2 (\propto 1/R^{1/3} \text{ при } a/R = \text{const}, q_a = \text{const}). \quad (2)$$

В таблице показаны экспериментальные и рассчитанные данные по  $\bar{n}_e^{\max}$  из формул (1) и (2).

Установки	Параметры						$\bar{n}_e^{\max} (10^{14} \text{ см}^{-3})$		
	a m	R m	$\kappa$	$B_t$ Тл	$q_a$	$Z_{\text{eff}}$	EXP	Gr-Hu scaling	T-11 scaling
T-11	0,2	0,7	1	0,9	2,5	~ 1	0,65	0,8	0,35
T-10	0,3	1,5	1	2,4	2,5	~1,3	0,60	1,04	0,51
T-10	0,3	1,5	1	2,4	2,5	~1,1	0,73	"	"
JET	1,0	2,96	1,5	3,4	2,3	~2,0	0,54	0,8	1,84
Alcator-C	0,165	0,64	1	13	3,5	1,3	9,1	9,36	5,56
ТБА	0,25	2,0	1	8,0	2,5	1,1	-	2,5	1,05
ITER	2,0	6,2	1,7	5,2	2,3	-	-	1,2	2,26

### Литература

- [1]. В.Г. Мережкин. Препринт ИАЭ-6145/6. Москва, 1999.  
 [2]. В.Г. Мережкин, В.С. Муховатов, А.Р. Полевой, Физика плазмы, том 14 (1988) 63.

## **ФОРМИРОВАНИЕ ДУГОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ В ПЕРИФЕРИЙНЫХ ОБЛАСТЯХ ПЛАЗМЫ ПРИ РАЗВИТИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СРЫВА В ТОКАМАКЕ T-10**

Саврухин П.В., Шестаков Е.А., Ермолаева А.И., Соломатин Р.Ю.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [psavrukhin@bk.ru](mailto:psavrukhin@bk.ru)*

В докладе рассматриваются особенности развития плазменных возмущений, возникающих при развитии дуговых плазменных разрядов в периферийных областях плазмы при развитии неустойчивости срыва в токамаке T-10. Исследование таких возмущений представляет интерес как с точки зрения прояснения фундаментальных процессов магнитного перезамыкания в высокотемпературной замагниченной плазме, так и с точки зрения выяснения оптимальных условий стабилизации неустойчивости в экспериментальных установках. Формирование локальных дуговых разрядов, подробно изучавшихся ранее в лабораторных экспериментах с низкотемпературной плазмой, косвенно подтверждается в плазме токамака в виде характерных повреждений элементов конструкции токамака и в появлении интенсивных высокочастотных возмущений магнитных полей в момент срыва плазмы. Для анализа механизмов формирования локальных токовых разрядов, на токамаке T-10 проводятся измерения электромагнитных колебаний и возмущений рентгеновского излучения с улучшенным пространственным и временным разрешением в периферийных областях плазмы и вблизи локализации МГД мод при развитии срыва плазмы. Для измерения быстропеременных (0,5 ÷ 2 МГц) возмущений магнитных и электрических полей используется система подвижных магнитных и электрических зондов, а также исследуется пространственное распределение быстропеременных осцилляций интенсивности излучения плазмы в рентгеновском диапазоне при помощи кремниевых поверхностно-барьерных детекторов. Оборудование высокочувствительных магнитных зондов, расположенных внутри вакуумной камеры токамака T-10 на подвижном высоковакуумном вводе, обеспечивающем перемещение зондов вблизи границы плазмы, позволило провести измерения радиального и углового распределения тороидальных и полоидальных компонент магнитных возмущений. Зонды состоят из трех взаимно ортогональных катушек, изготовленных из никелевой проволоки в керамической изоляции и расположенных внутри керамического контейнера на вращающейся платформе, отделенной от металлической опоры с помощью керамической вставки. Одновременное измерение пространственного распределения возмущений излучения в видимом диапазоне и в диапазоне мягкого рентгеновского излучения с помощью кремниевых поверхностно-барьерных детекторов, позволило определить пространственную локализацию токовых разрядов в периферийных областях плазмы. Экспериментальный анализ процесса зарождения дуговых разрядов и быстропеременных колебаний электромагнитных полей в токамаке T-10 позволил прояснить критические условия коллапса энергии при развитии срыва плазмы и выработать сигнал триггера для включения систем стабилизации срывов в токамаке.

Работа выполнена при содействии РФФИ (17-02-01396а).

## ДИАГНОСТИКА НАДТЕПЛООВОГО И ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ T-15

Ермолаева А.И., Шестаков Е.А., Саврухин П.В., Храменков А.В., Сушков А.В.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [an.ig.ermolaeva@gmail.com](mailto:an.ig.ermolaeva@gmail.com)

Рассматривается проект диагностики для измерения пространственного распределения надтеплового рентгеновского излучения ( $5 \div 200$  кэВ) и жесткого гамма-излучения ( $0,5 \div 10$  МэВ) с высоким временным разрешением ( $dt \sim 10$  мкс) на токамаке T-15. Надтепловое рентгеновское излучение в плазме токамака, как правило, связывается с пучками ускоренных электронов, возникающими на начальной стадии разряда, при развитии срывов и при мощном неиндукционном поддержании тока. Надтепловое рентгеновское излучение имеет преимущественную направленность внутри узкого конуса вдоль направления движения электронов. Для регистрации такого излучения планируется использование детекторов на основе кристаллов теллурида кадмия (CdTe) и сцинтилляционных блоков детектирования на основе кристаллов бромиды лантана (LaBr<sub>3</sub>). Пространственное разрешение обеспечивается системой трубчатых коллиматоров. Для исследования спектра излучения применяется набор сменных фольг и, в ряде случаев, спектрометрические детекторы CdTe. На T-15 предполагается оборудовать пять наборов детекторов, расположенных в детекторных камерах в вертикальном и в двух тангенциальных диагностических патрубках:

- детекторная камера А, вертикальный патрубок, угол  $+90^\circ$  к экваториальной плоскости тора;
- детекторная камера В, наклонный патрубок, угол  $+55^\circ$  к экваториальной плоскости тора;
- детекторная камера С, горизонтальный диагностический патрубок, угол  $0^\circ$  к экваториальной плоскости тора;
- детекторная камера D, тангенциальный диагностический патрубок, углы  $-30^\circ \div +30^\circ$  к экваториальной плоскости тора (направление против часовой стрелки на виде сверху);
- детекторная камера Е, тангенциальный диагностический патрубок, углы  $-30^\circ \div +30^\circ$  к экваториальной плоскости тора (направление по часовой стрелке на виде сверху).

После обработки данных диагностика позволит исследовать пространственное и временное распределение локальных пучков электронов с надтепловыми энергиями. Такие измерения позволят исследовать разнообразные физические явления, в том числе перезамыкание магнитных силовых линий, нелинейные транспортные процессы, искажение функции распределения электронов при мощном дополнительном нагреве, а также возмущения плазмы, являющиеся важными для исследования кинетических неустойчивостей в плазме с горячими ионами.

Для восстановления пространственной локализации пучков ускоренных электронов используется программа томографической реконструкции рентгеновского излучения.

Приводятся результаты испытаний прототипа диагностики на основе детекторов CdTe Eurograd ( $5 \times 5 \times 3$  мм<sup>3</sup>) с системой предварительного усиления и цифровой обработкой сигналов в экспериментах на токамаке T-10 при омическом нагреве плазмы в режимах с низкой ( $\langle n_e \rangle \approx (1 \div 2) \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup>) и высокой плотностью ( $\langle n_e \rangle > 3 \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup>). Анализ показывает формирование интенсивных пучков ускоренных электронов с энергиями до 2 МэВ в срыве плазмы в режиме с низкой плотностью и интенсивным поступлением примесей в периферийных областях плазменного шнура.

Работа выполнена при содействии РФФИ (17-02-01396а).

## **ВЛИЯНИЕ СВЧ НАГРЕВА И РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА РАЗВИТИЕ МАГНИТНЫХ ОСТРОВОВ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА T-10**

Шестаков Е.А., Ермолаева А.И., Саврухин П.В., Трухин В.М., Рыжаков Д.В.,  
Соломатин Р.Ю., Грашин С.А., Храменков А.В., Сергеев Д.С.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, [shestakovj@mail.ru](mailto:shestakovj@mail.ru)*

Эксперименты на токамаке T-10 продемонстрировали возможность управления током плазмы при развитии неустойчивости срыва с помощью СВЧ нагрева и управляемой работы системы омического поддержания тока. Квазистабильный плазменный разряд с повторяющимися пилообразными колебаниями может быть восстановлен после срыва энергии с использованием дополнительного нагрева  $P_{EC} / P_{OH} > 2 - 5$ . Оптимальные условия восстановления плазменного разряда после срыва энергии зависят от расположения зоны СВЧ резонанса по сечению плазменного шнура. Дополнительная мощность, требуемая для восстановления разряда, оказывается минимальной при поглощении СВЧ волн вблизи магнитных островов  $m = 2, n = 1$  (здесь  $m, n$  — полоидальные и тороидальные числа). Пороговая мощность СВЧ нагрева увеличивается линейно с током плазмы. Рассматривается возможность программируемого уменьшения тока разряда после срыва энергии для снижения индуцированных электрических полей и предотвращения развития пучков ускоренных электронов.

Приводится описание системы генерации резонансных магнитных полей, используемой для генерации квазистационарных МГД возмущений в плазме токамака T-10. Система состоит из восьми седловых обмоток, расположенных симметрично относительно экваториальной плоскости тора на внешней стороне вакуумной камеры. Рассматриваются различные схемы включения седловых обмоток, обеспечивающие формирование стационарных гармоник возмущений магнитных полей  $n = 1 \div 7$ . Приводятся результаты расчетов воздействия внешних магнитных полей на развитие квазистационарных магнитных островов в режимах с различными скоростями вращения плазмы. Рассматривается возможность формирования квазистационарных магнитных островов в заданных областях экспериментальной установки при оптимальном расположении относительно диагностических систем токамака. Расчеты показывают, что в этих условиях оказывается возможным использование диагностических систем, не применимых ранее для исследований быстропеременных МГД возмущений (лазерный интерферометр, Si рентгеновский спектрометр).

Работа выполнена при содействии РФФИ (17-02-01396а).

## КО- И КОНТР-ПЕЛЛЕТ-ИНЖЕКЦИЯ ТОПЛИВНЫХ МАКРОЧАСТИЦ В ТОКАМАК Т-10

<sup>1</sup>Капралов В.Г., <sup>2</sup>Павлов Ю.Д., <sup>1</sup>Боровов А.Е., <sup>2</sup>Дремин М.М., <sup>2</sup>Крылов С.В., <sup>2</sup>Рыжаков Д.В., <sup>2</sup>Трубников А.С., <sup>1</sup>Скоков В.Г., <sup>1</sup>Елагин В.В., <sup>1</sup>Харфуш Х.А., <sup>1</sup>Седов К.С.

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [kapralov@phf.stu.neva.ru](mailto:kapralov@phf.stu.neva.ru)

<sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, e-mail: [Dremin\\_MM@nrcki.ru](mailto:Dremin_MM@nrcki.ru)

В изучении процессов переноса и режимов удержания высокотемпературной плазмы существенное внимание уделяется областям с большими значениями градиентов концентрации и температуры, которые в свою очередь приводят к возникновению сильного радиального электрического поля и увеличивают шир полоидального вращения, что приводит к подавлению определенных механизмов радиального переноса [1 – 3].

Для формирования областей с сильным градиентом концентрации с помощью инжекции макрочастиц необходимо обеспечить длительное и интенсивное испарение макрочастицы вблизи одной и той же магнитной поверхности. Такая ситуация реализуется в случае нецентральной инжекции макрочастиц - по хорде в полоидальном или тангенциальном направлении.

Для токамака Т-10 была разработана система хордовой инжекции, которая устанавливается в диагональный порт +30° (порт подключения инжектора топливных макрочастиц) и позволяет вылетевшие из инжектора макрочастицы отклонять на заданный угол в вертикальной плоскости. Это позволяет осуществить инжекцию с прицельным параметром в диапазоне от  $-r_i$  до  $+r_i$ , где  $r_i$  — радиус для максимального отклонения макрочастиц, приблизительно соответствующий радиусу последней замкнутой магнитной поверхности. Знак прицельного параметра определяет соотношение направлений инжекции и полоидального вращения плазмы. Минус соответствует инжекции в направлении против полоидального вращения (случай контр-пеллет-инжекции), а положительные значения прицельного параметра характеризуют ко-пеллет-инжекцию.

В мае 2016 года на токамаке Т-10 были выполнены первые эксперименты с использованием системы хордовой инжекции. Были выполнены инжекции по центральной хорде, т.е. так, как они выполнялись и ранее, и с отклонением макрочастиц на половину малого радиуса и на максимальное значение. Часть инжекций осуществлялась в режим с ЭЦР нагревом плазмы.

Эксперименты показали более длительное свечение линии  $D\alpha$  в случае инжекции по периферийной хорде по сравнению с центральной инжекцией.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14-02-00697-а. Авторы благодарят коллектив установки Т-10 за предоставленные данные и поддержку.

### Литература

- [1]. Дремин М.М. и др., ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 4, с. 58.
- [2]. Капралов В.Г. и др., Письма в Журнал технической физики. 1995. Т. 21. № 6. с. 57.
- [3]. Kapralov V.G. et al., Fusion Science and Technology. 2005. v. 47. № 2. p. 221.

## ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООВОГО СРЫВА, ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МАССИВНОГО ГАЗОНАПУСКА В ТОКАМАК Т-10

<sup>1</sup>Капралов В.Г., <sup>2</sup>Дремин М.М., <sup>1</sup>Харфуш Х.А., <sup>2</sup>Крылов С.В., <sup>1</sup>Скоков В.Г.,  
<sup>1</sup>Боровов А.Е., <sup>1</sup>Елагин В.В., <sup>1</sup>Седов К.С., <sup>1</sup>Шаров И.А.

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [kapralov@phtf.stu.neva.ru](mailto:kapralov@phtf.stu.neva.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: [Dremin\\_MM@nrcki.ru](mailto:Dremin_MM@nrcki.ru)

По мере ввода в строй действующих все более мощных плазменных установок, все более актуальной становится проблема предотвращения срывов и контролируемого гашения плазменного разряда. Следует отметить, что физика процессов, происходящих при срыве, в большей степени зависит от геометрии магнитной системы установки и реализуемых в ней режимов удержания, чем от энергетики плазменного разряда. Это позволяет выполнять исследования по данной тематике и на малых и средних установках, с последующей экстраполяцией и проверкой результатов на крупных машинах с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы.

Для изучения различных вариантов инициирования и развития срыва плазменного шнура и подавления пучков убегающих электронов необходимо использовать различные активные системы воздействия на плазму, что позволит проверить различные сценарии контролируемого гашения плазменного разряда. На токамаке Т-10 есть возможность применять следующие активные системы: во-первых, это основная система управления, выполняющая программу изменения тока плазмы, магнитных полей и контролирующая работу пьезоклапанов для напуска рабочего газа, во-вторых, удаленный и позиционируемый импульсные газовые клапаны, инжекторы примесных и топливных макрочастиц (последний теперь оборудован системой хордовой инжекции), а также система ЭЦР нагрева плазмы, подвижная и литиевая диафрагмы [1]. Следует отметить, что уникальные системы позиционируемого импульсного газового клапана [2] и хордовой инжекции позволяют выполнить изучение зависимости параметров срыва от положения источника относительно границы плазмы и прицельного параметра инжекции, соответственно, а также сравнить варианты ко- и контр-инжекции топливных макрочастиц.

В докладе представлены результаты моделирования срыва в токамаке Т-10 с помощью кода АСТРА, включая разряды с инициированием срыва импульсным массивным газонапуском. Основное внимание уделено фазе развития теплового срыва и рассмотрено влияние различных каналов потери тепловой энергии по мере развития срыва. Показано, что начальную медленную фазу развития теплового срыва можно описать за счет подбора источников примеси и коэффициентов переноса, в то время как для описания заключительной быстрой фазы теплового срыва необходимо учитывать развитие неустойчивостей и перемешивание плазмы.

Данная работа была поддержана грантом РФФИ №14-02-00697-а. Авторы благодарят коллектив установки Т-10 за предоставленные данные и поддержку.

### Литература

- [1]. Дремин М.М. и др., ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 4, с. 58.
- [2]. Капралов В.Г. и др., Сб. тез. докл. XLIII Межд. Звен. конф. по ФП и УТС., 2016, с. 123.



## РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ РАСПОЗНАВАНИЯ ПРЕКУРСОРОВ В ВЕКТОРНЫХ СИГНАЛАХ

<sup>1</sup>Капралов В.Г., <sup>1</sup>Елагин В.В., <sup>1</sup>Кавеева Е.Г., <sup>1</sup>Станкевич Л.А., <sup>2</sup>Дремин М.М.,  
<sup>2</sup>Крылов С.В., <sup>1</sup>Боровов А.Е., <sup>1</sup>Харфуш Х.А., <sup>1</sup>Седов К.С.

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: kapralov@phtf.stu.neva.ru*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: Dremiн MM@nrcki.ru*

По мере развития методов и техники диагностики параметров высокотемпературной плазмы нарастают требования и к системам обработки регистрируемых данных. Задача обработки данных существенно усложняется, когда результат должен формироваться в режиме реального времени и использоваться в следящих контурах управления какой-либо из важных систем плазменной установки. Подобная ситуация реализуется в задачах контролируемого гашения плазменного разряда и предотвращения или подавления развития пучков убегающих электронов. На основе обработки набора сигналов с диагностик токамака надо в режиме реального времени сформировать сигнал для запуска системы гашения плазмы или подавления пучков убегающих электронов, т.е. фактически распознать прекурсор в сигналах диагностик. С одной стороны, чем раньше будет сформирован триггер запуска, тем ниже требования к системе гашения плазмы и подавления пучков убегающих электронов, с другой стороны, необходимо обеспечить приемлемый уровень пропусков и ложных срабатываний системы предсказания времени до срыва плазмы [1, 2].

На различных плазменных установках уже применяются подобные системы. Наиболее ярким примером такой системы является APODIS, применяемый на токамаке JET [3]. Система APODIS предсказывает срыв плазмы за несколько миллисекунд до вероятного события. В базовом варианте системы на входе используется 7 диагностических сигналов. Схема их обработки состоит из двух слоев классификаторов, построенных на основе метода опорных векторов. Каждый из классификаторов настраивается с использованием базы обучающих примеров.

Метод опорных векторов является алгоритмом классификации, позволяющим различать объекты двух классов в  $n$ -мерном пространстве признаков. Обучение такого классификатора сводится к задаче квадратичной оптимизации, которая решается эвристически и позволяет достичь минимума заданной целевой функции. Для построения нелинейных классификаторов применяются дополнительные отображения исходных данных в пространство признаков.

В докладе рассматривается возможность использования в качестве исходных данных не только регистрируемых сигналов, но и расчетных величин, которые функционально зависят от непосредственно измеряемых данных. Это позволяет настраивать классификаторы по данным, которые полнее описывают физические процессы, лежащие в основе предсказываемого события. Построение функциональных зависимостей выполняется с помощью метода символьной регрессии, являющейся схемой построения регрессионной модели путем перебора произвольных суперпозиций функций из некоторого заданного набора. Подобные схемы обработки данных применяются и в других областях, например, при обработке сигналов с электроэнцефалографа [4].

Данная работа была поддержана грантом РФФИ №16-29-08296-офи-м.

### Литература

- [1]. Дремин М.М. и др., ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 4, с. 58.
- [2]. Капралов В.Г. и др., Сб. тез. докл. XLIII Межд. Звен. конф. по ФП и УТС., 2016, с. 124.
- [3]. Vega J, et al. and JET-EFDA Contributors 2013 Fusion Eng. Des. 88 1228–31.
- [4]. Станкевич Л.А. и др., Сб. науч. тр. XIII Всерос. науч.-техн. конф. Нейроинформатика 2011. -М., 2011. -Ч. 3. -с. 125.

## ВЛИЯНИЕ ГАЗОВЫХ УСЛОВИЙ В РАСШИРИТЕЛЕ ГДЛ НА УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЯЧЕЙКЕ

<sup>1,2</sup>Сковородин Д.И., <sup>1,3</sup>Чернявский А.Т., <sup>1,2</sup>Багрянский П.А., <sup>1,2</sup>Мурахтин С.В.,  
<sup>1</sup>Коробейникова О.А., <sup>1,2</sup>Солдаткина Е.И., <sup>1</sup>Коржавина М.С., <sup>1,2</sup>Аникеев М.А.,  
<sup>1,2</sup>Максимов В.В., <sup>1</sup>Лизунов А.А., <sup>4</sup>Дунаевский А., <sup>4</sup>Юшманов П., <sup>1,2</sup>Беклемишев А.Д.

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

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*

<sup>3</sup> *Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия*

<sup>4</sup> *Tri Alpha Energy Inc., Foothill Ranch, Lake Forest, California, USA*

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

Продольные потери вещества и энергии через магнитные пробки являются основной проблемой в физике открытых ловушек. Поток холодных электронов из области расширяющегося поля — главный механизм, ограничивающий нагрев мишенной плазмы в центральной ячейке газодинамической ловушки (ГДЛ). Одним из основных источников холодных электронов может быть остаточный нейтральный газ в расширителе. Взаимодействие газа и плазмы приводит к его ионизации и появлению холодных электронов, которые проникают через магнитную пробку в центральную ячейку установки.

Эта работа направлена на определение критического значения концентрации газа в расширителе, при котором газ начинает существенно влиять на основные параметры плазмы в центральной ячейке ГДЛ.

Результаты, полученные в этих экспериментах, важны для понимания инженерных требований к откачивающей системе в диверторах установки C-2W, строящейся в Tri Alpha Energy Inc., и конструируемых экспериментальных машинах следующего поколения.

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ МГД-ВОЗМУЩЕНИЕ ПЛАЗМЫ КРАТКИМ ФРОНТОМ ИМПУЛЬСА ЭЦН

Данилкин И.С.

*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, г. Москва, Россия*

Показано, что при учете реальной иерархии характерных времен переходного процесса при быстром изменении (скачке) мощности ЭЦН [1] возникает МГД-возмущение плазмы полностью определяющее всю феноменологию данного процесса, включая феномен «потерянной мощности» [2, 3]. При краткости фронта импульса ЭЦН меньшей, чем время формирования результирующего релаксационного профиля распределения энергии (давления) плазмы, интенсивность ввода энергии в плазму оказывается превосходящей возможности ее согласованного распределения по плазме лишь за счет теплопроводности. Поэтому часть вводимой энергии расходуется на «работу против внешних сил», связанную с небольшим (порядка  $\beta$ ) увеличением локального объема плазмы и вытеснением магнитного поля за пределы области поглощения СВЧ-мощности. Быстродействующие диагностики с хорошим пространственно-временным разрешением регистрируют эту работу как эффект «потерянной мощности». Теоретически, описанное явление соответствует появлению в правой части уравнения баланса энергии плазмы «эффективного источника» [4]  $p_{in}^{eff} = p_{in} + u\nabla p$ , где  $p_{in}(\mathbf{r}, t)$ -полная амплитуда источника тепла, создаваемая вводимой СВЧ-мощностью в зоне резонансной конверсии этой мощности в тепло, а  $u\nabla p$  — упомянутая работа против удерживающего магнитного поля из-за возникшего возмущения баланса гидродинамических скоростей  $v - v_D = u \neq 0$ , поддерживавших исходное равновесие и постоянство объема плазмы. В рассматриваемом аспекте, «феномен потерянной мощности» представляет собой малоинтересный случай плохо согласованного ввода мощности нагрева плазмы со стационарным релаксационным равновесным профилем распределения давления (энергии) плазмы [5], что, к сожалению, неизбежно при использовании ЭЦН вследствие сильной ограниченности размеров области резонансной конверсии вводимой СВЧ-мощности в тепло. Игнорирование этого обстоятельства часто приводит к погрешностям в интерпретации экспериментальных данных [2, 6] и порядковому завышению возникающих потерь вводимой энергии в плазму. В силу краткости, вовлеченная в процесс энергия, несмотря на большую амплитуду циркулирующей мощности, оказывается незначительной.

### Литература

- [1]. Данилкин И.С., XLIII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Тезисы докладов, (2016) стр. 119
- [2]. Andreev V.F., Dnestrovskij Yu.N., Osipenko M.V. et al., Plasma Phys. Contr. Fusion, (2004), v.46, p.315
- [3]. 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)
- [4]. Данилкин И.С., XL Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Тезисы докладов, (2013) стр. 43
- [5]. K.A. Razumova, V.F. Andreev, L.G. Eliseev, et al., Nucl. Fusion.v.51 (2011) 083024 (9pp)
- [6]. Пустовитов В.Д., Физика Плазмы, 2011, т.37, №2, С.120

## ОБНАРУЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М

<sup>1</sup>Хольнов Ю.В., <sup>1,2</sup>Васильков Д.Г., <sup>1</sup>Щепетов С.В.

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, [hol@fpl.gpi.ru](mailto:hol@fpl.gpi.ru),

<sup>2</sup>МГТУ им. Баумана, Москва, Россия

На стеллараторе Л-2М (ИОФРАН, Россия) в режиме бестоковой плазмы при электронно-циклотронном (ЭЦР) нагреве проведены измерения флуктуаций параметров плазмы с помощью магнитных и ленгмюровских зондов. Основные параметры плазмы: средняя электронная плотность  $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , электронная температура  $T_e \sim 500 \text{ эВ}$ . В работе [1] было выяснено, что при обнаруженных ранее транспортных переходах наблюдалась корреляция между магнитными зондами (с модой  $m/n = 2/1$ ) и флуктуациями, измеренными ленгмюровскими зондами в диапазоне частот  $20 \div 40 \text{ кГц}$ , а также обнаружено распространение флуктуаций, измеренных ленгмюровскими зондами.

В данной работе представлены результаты исследований, которые проводились для 2-х режимов работы стелларатора Л-2М. В первом случае анализировались колебания при транспортном переходе, описанном в работе [2], во втором случае при включении дополнительного ЭЦР-нагрева с помощью 2-го гиротрона. В ходе этих экспериментов в обоих случаях обнаружена высокочастотная ( $60 \div 90 \text{ кГц}$ ) электромагнитная мода, имеющая, по-видимому, пороги по плотности и давлению плазмы. Данная неустойчивость наблюдается при  $n_e > 1,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $\langle \beta \rangle > 0,12\%$ .

Надо отметить, что режим с транспортными переходами в работе [2] отличался от аналогичного режима, который исследовался в работе [1], а именно не было резкого изменения энергии в момент перехода, хотя также наблюдался рост плотности и падение уровня излучения  $H_\alpha$ . Различие режимов, описанных в работах [1] и [2], а также режима с включением 2-го гиротрона проявляется в различном поведении флуктуаций на краю плазмы. В работе [1] не наблюдалось роста магнитных флуктуаций во время перехода, а после перехода зафиксировано появление МГД-колебаний в диапазоне  $\sim 70 \text{ кГц}$ , которые не коррелируют с флуктуациями плавающего потенциала и ионного тока насыщения. В данной работе после перехода возрастали магнитные колебания в диапазоне частот  $20 \div 40 \text{ кГц}$  с модой  $m/n \sim 2/1$ , а в момент перехода наблюдалось резкое возрастание колебаний в диапазоне  $60 \div 90 \text{ кГц}$ . Надо отметить, что и том и другом случае имеет место корреляция между магнитными флуктуациями и флуктуациями плавающего потенциала и ионного тока насыщения. Можно предполагать, что, как и в работе [1], МГД-колебания инициируют колебания, измеренные ленгмюровскими зондами.

Таким образом, поведение флуктуаций существенно зависит от режима работы установки даже при отсутствии тока. Кроме того, можно утверждать, что переходы наблюдались при различных условиях и поэтому отличаются по различному поведению параметров плазмы. С точки зрения теории то, что наблюдалось ранее, вполне можно описать теорией резистивных перестановочных мод в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики. Для объяснения новых наблюдений минимально необходимая модель — двухжидкостная магнитная гидродинамика с учетом сжимаемости плазмы.

### Литература

- [1]. Хольнов Ю.В. Тезисы докладов XLIII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 2016, с.84.
- [2]. Васильева А.А., Васильков Д.Г., Аношин А.А. и др. Тезисы докладов XLII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 2015, с.115.

## ИЗУЧЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

<sup>1,2</sup>Аникеев М.А., <sup>1,2</sup>Багрянский П.А., <sup>1,2</sup>Беклемишев А.Д., <sup>1</sup>Коржавина М.И.,  
<sup>1</sup>Коробейникова О.А., <sup>1</sup>Лизунов А.А., <sup>1,2</sup>Максимов В.В., <sup>1,2</sup>Мурахтин С.В.,  
<sup>1,2</sup>Приходько В.В., <sup>1</sup>Савкин В.Я., <sup>1</sup>Сковородин Д.И., <sup>1</sup>Солдаткина Е.И.,  
<sup>1</sup>Яковлев Д.В.

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

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

Важным вопросом в физике открытых ловушек является проблема продольного удержания плазмы. Для газодинамической ловушки (ГДЛ) эта проблема особенно важна, так как в экспериментах на ГДЛ продольные потери являются доминирующими в устойчивых режимах удержания. Характерной особенностью большинства открытых систем является расширение потока плазмы, вытекающей из ловушки, что позволяет решить ряд физико-технических задач: например, снизить тепловые нагрузки на торцевую стенку или осуществить непосредственную рекуперацию энергии плазмы в электрическую энергию. Также данная конфигурация магнитного поля способна подавлять электронную теплопроводность между центральной частью ловушки и торцевой стенкой плазмприёмника.

Физика расширителя и продольного удержания плазмы в установке ГДЛ изучалась ранее экспериментально [1], однако при гораздо более низких параметрах плазмы, чем достигнуты в современных экспериментах на установке ГДЛ (давление  $\beta \approx 0,6$ ,  $T_e \sim 1$  кэВ) [2]. Таким образом, уточнение физики продольного удержания плазмы и демонстрация подавления электронной теплопроводности в открытой ловушке с параметрами близкими к реакторным условиям является важной задачей современного этапа экспериментальных и теоретических исследований на установке ГДЛ.

Для реализации поставленных задач проведен цикл экспериментальных работ на установке ГДЛ. Проведено измерение профиля электрического потенциала, средней энергии и плотности электронов в расширителе, как функций коэффициента (степени) расширения магнитного поля, исследовано влияние положения стенки плазмприемника на параметры плазмы в расширителе и центральной части ловушки ГДЛ. Экспериментально определена минимальная степень расширения, необходимая для подавления электронной теплопроводности из открытой ловушки.

### Литература

- [1]. А.В. Аникеев и др. Продольное удержание вещества и энергии в газодинамической ловушке. Физика Плазмы, т.25, №10 (1999) с. 842-850.
- [2]. P.A. Bagryansky et al., Recent progress of plasma confinement and heating studies in the gas dynamic trap. AIP Conf. Proc. 1771, 020003 (2016); doi: 10.1063/1.4964156.

## РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В РАЗРЯДЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОЗДУХЕ И В ПЛАЗМЕ ПРИ ЭЦР НАГРЕВЕ ПАЧКОЙ МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Харчев Н.К., Батанов Г.М., Борзосекон В.Д., Колик Л.В., Кончков Е.М.,  
Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д.

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

Для исследования значительного круга физических процессов, протекающих в поле мощного микроволнового излучения, и для технической реализации некоторых технологических приложений гиротронов мм диапазона полезно иметь режим следующих друг за другом импульсов мощного излучения длительностью от 0.1 до нескольких десятков мс с регулируемым интервалом между импульсами такого же масштаба по продолжительности «молчания». Такой режим «пачки» импульсов может осуществляться и с некоторой частотой повторения. К процессам, для изучения которых был бы интересен данный режим, можно отнести динамику ЭЦ нагрева плазмы в тороидальных ловушках и последующей релаксации температуры электронов и процессы релаксации диссоциации и возбуждения молекул газа и его температуры в микроволновых разрядах в широком диапазоне давлений газов.

Конструкция источников питания гиротронов позволяет для формирования пачки импульсов отключать напряжение питания гиротрона при модуляции импульса разрешения работы гиротрона. Для этой цели в блок формирования импульса разрешения работы введен дополнительный блок с программой модуляции.

Для ЭЦ нагрева на второй гармонике гирочастоты электронов на стеллараторе Л-2М были использованы пачки из трех импульсов длительностью 2,5 мс и интервалом между импульсами 1,5 и 2,5 мс. Эксперименты были выполнены при средней плотности плазмы  $(1,7 \div 2,0) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при двух значениях мощности: 0,2 и 0,4 МВт. В первом импульсе спустя 1 мс плотность достигает своего квазистационарного значения и постепенно несколько подрастает к концу пачки, не уменьшаясь между импульсами. Во втором и последующих импульсах температура электронов успевает достичь своего квазистационарного значения в течение импульса, уменьшаясь между импульсами на 70% при интервале «молчания» 2,5 мс и на 50% при интервале молчания 1,5 мс. Постоянная роста температуры в начале импульса меньше постоянной спада после его выключения, что, по-видимому, свидетельствует о росте аномальных потерь к концу импульсов. Коротковолновая турбулентность ( $k = 20 \text{ см}^{-1}$ ) регистрировалась методом коллективного рассеяния излучения гиротрона из области ЭЦ нагрева, а длинноволновая ( $k = 1 \text{ см}^{-1}$ ) методом малоуглового рассеяния излучения того же гиротрона. Было обнаружено, что уровень как коротковолновых, так и длинноволновых флуктуаций плотности практически не затухает между импульсами. Таким образом, обнаружено, что турбулентные флуктуации плотности не затухают при падении температуры электронов.

Подпороговый микроволновый разряд в воздухе возбуждался с помощью инициатора и распространялся со скоростью  $\sim 100 \text{ м/с}$  навстречу пучку. При мощности 0,2 МВт и длительности импульса 2,5 мс при интервале «молчания» 16 мс второй и последующие разряды сохраняли длину своего пути, убегая от инициатора на  $\sim 25 \text{ см}$ . При длительности интервала молчания 8 мс происходило удлинение разряда в  $\sim 2$  раза при втором импульсе, что позволяет оценить время релаксации возбуждения воздуха в объеме разряда не более 16 мс.

### Литература

- [1]. Г.М. Батанов, В.И. Белоусов, Ю.Ф. Бондарь и др. Прикладная физика, 2012, №6, С.79.

## ДИАГНОСТИКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М

Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Малахов Д.В., Степахин В.Д.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,  
borzosekov@fpl.gpi.ru*

Исследование флуктуаций плотности, как проявления различного рода неустойчивостей и турбулентности, высокотемпературной плазмы в тороидальных магнитных ловушках до сих пор является актуальной задачей. Микроволновые диагностики являются классическим методом изучения флуктуаций плотности, в основе которого лежит явление коллективного рассеяния электромагнитного излучения, удовлетворяющее условию Брэгга. Хотя разнообразие микроволновых диагностик существующих на сегодняшний день впечатляет [1 – 3], однако только на стеллараторе Л-2М для этих целей применяется эффект рассеяния излучения, используемого для электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева плазмы. ЭЦР нагрев на стеллараторе Л-2М осуществляется двумя гиротронами, суммарная мощность которых превышает 1 МВт, что дает огромные величины удельной мощности микроволнового нагрева порядка 4 МВт/м<sup>3</sup>.

В данной работе рассматривается возможность создания новой диагностики флуктуаций плотности плазмы, основанной на регистрации рассеянного микроволнового излучения нагрева. Предлагаемая диагностика будет исследовать флуктуации плотности с плазмы с волновыми векторами  $k = 20 \text{ см}^{-1}$  в центральных областях плазменного шнура. Прием рассеянного излучения будет осуществляться с помощью двухрупорной антенной системы, установленной внутри вакуумной камеры в верхнем диагностическом патрубке сечения ЭЦР нагрева. Двухрупорная система позволит исследовать радиальные корреляции и когерентность флуктуаций плотности из двух близкорасположенных областей плазмы. Для каждого из приемных рупоров рассеивающий объем образован пересечением его диаграммы направленности шириной 10° с микроволновым пучком нагрева, ширина которого 4 см. Предполагается автоматизация регистрации и анализа данных за счет разработанных специализированных программных модулей и существующего программно-аппаратного комплекса сбора и обработки данных на стеллараторе Л-2М.

Первые полученные результаты работы диагностики в режиме прямого детектирования демонстрируют существенное отличие регистрируемых сигналов от фонового микроволнового излучения на длине волны 4 мм, что внушает оптимизм относительно работоспособности диагностики в условиях мощного микроволнового нагрева на стеллараторе Л-2М и её дальнейшей модификации для гомодинного детектирования рассеянного излучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта президента РФ для молодых ученых №МК-5298.2016.8.

### Литература

- [1]. Rhodes T.L., Peebles W.A., Nguyen X. et al. // Millimeter-wave backscatter diagnostic for the study of short scale length plasma fluctuations // Rev. Sci. Instrum., 2006, V.77, P.10E922 (8pp).
- [2]. Smith D.R., Mazzucato E., Lee W. et al. // A collective scattering system for measuring electron gyroscale fluctuations on the National Spherical Torus Experiment // Rev. Sci. Instrum., 2008, V.79, P.123501.
- [3]. Zhou C., Liu A.D., Zhang X.H. et al. // Microwave Doppler reflectometer system in the Experimental Advanced Superconducting Tokamak // Rev. Sci. Instrum., 2013, V.84, P.103511 (6pp).

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ЭЦР НАГРЕВА НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М С ПОМОЩЬЮ СКАНИРУЮЩЕГО SXR СПЕКТРОМЕТРА

Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А., Летунов А.А., Терещенко М.А.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия*

*e-mail: [meshch@fpl.gpi.ru](mailto:meshch@fpl.gpi.ru)*

На стеллараторе Л-2М проводятся эксперименты по созданию и нагреву плазмы с помощью микроволнового излучения высокой удельной мощности  $P_{\text{ECRH}}/V_P = (2.0 - 4.0)$  МВт/м<sup>3</sup>. Подобная величина удельной мощности является рекордной для тороидальных магнитных ловушек. В этих условиях на стеллараторе Л-2М наблюдался ряд специфических явлений, одно из которых – формирование немаксвелловских двухтемпературных спектров мягкого рентгеновского излучения (SXR спектров). Аналогичные спектры наблюдались и на других тороидальных установках в экспериментах по ЭЦР нагреву плазмы и созданию токов увлечения. Причина возникновения двухтемпературных спектров в этих экспериментах до сих пор не выяснена.

Авторами была предложена гипотеза [1], объясняющая двухтемпературную форму спектров мягкого рентгеновского излучения, которая состоит в том, что излучение, регистрируемое спектрометром, приходит одновременно из двух различных областей плазмы: области поглощения СВЧ излучения и остальной части плазменного шнура. Поскольку поглощение СВЧ излучения в стеллараторе Л-2М происходит в небольшой по объему области, то в этой области может сформироваться узкое распределение нетермализованных электронов с «температурой» значительно большей, чем в остальной части плазмы. Численное моделирование мягкого рентгеновского излучения плазменного шнура для различных профилей температуры и плотности плазмы подтвердило, что при ЭЦР нагреве на стеллараторе Л-2М могут формироваться двухтемпературные SXR спектры.

Для проверки этой гипотезы проведены эксперименты по измерению SXR спектров с помощью сканирующего спектрометра. Целью экспериментов было определение положения и размера области нагрева. Если конус сбора излучения спектрометром пересекает область нагрева, в спектре ожидается появление надтеплого хвоста. В экспериментах по центральному ЭЦР нагреву плазмы, когда мощность излучения гиротрона составляла 400 кВт, а плотность плазмы  $2 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>, были измерены спектры мягкого рентгеновского излучения по различным хордам. При этом прицельный параметр хорды менялся от  $-0,5$  до  $+0,75 r/a_p$ . Знаки + и – означают смещение конуса сбора излучения выше или ниже экваториального сечения установки, соответственно.

По данным измерений тепловой части спектра получен профиль электронной температуры, который оказался плоскими в центральной области плазмы  $r/a_p < 0,45$ . При этом профиль «температуры» надтепловой части спектра оказался несимметричным относительно экваториальной плоскости. В верхней части плазменного шнура, когда прицельный параметр лежит в пределах  $0,42 < r/a_p < 0,63$ , зарегистрировано сильное возрастание «температуры», соответствующей хвосту спектра.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 17-02-00719).

### Литература

[1]. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А., Летунов А.А., Терещенко М.А., Наблюдение двухтемпературных спектров мягкого рентгеновского излучения на стеллараторе Л-2М в режиме ЭЦР нагрева плазмы, Физика плазмы (2017) в печати



**СЕКЦИЯ  
«ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ»**

**SECTION  
«INERTIAL FUSION»**



## СОПОСТАВЛЕНИЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИМПЛОЗИИ МИШЕНЕЙ ПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ

<sup>1</sup>Гуськов С.Ю., <sup>1</sup>Демченко Н.Н., <sup>2</sup>Змитренко Н.В., <sup>1,2</sup>Кучугов П.А., <sup>1</sup>Розанов В.Б.,  
<sup>1</sup>Степанов Р.В., <sup>1</sup>Яхин Р.А.

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия,  
[pkuchugov@gmail.com](mailto:pkuchugov@gmail.com)

В работе рассматриваются мишени прямого облучения, используемые для экспериментов на установке OMEGA [1] ( $E_L \sim 20$  кДж,  $\lambda_L = 0,351$  мкм), а также эквивалентные мишени, масштабированные для условий установки NIF [2] ( $E_L \sim 1,8$  МДж,  $\lambda_L = 0,351$  мкм) для реализации подхода по прямому зажиганию (PDD – polar-direct-drive). Обсуждаются результаты сопоставления численных данных, полученных с помощью различных кодов, между собой, а также с доступными экспериментальными данными. Рассматриваются различные негативные факторы, ухудшающие условия зажигания мишени, а также снижающие эффективность горения применительно к двум типам мишеней, обозначенным выше, а также к низкоаспектным мишеням, предложенным для проектируемой российской лазерной установки [3, 4] ( $E_L \sim 2,8$  МДж,  $\lambda_L = 0,527$  мкм). Анализируется соответствие масштабов предполагаемых неоднородностей облучения и допустимых ошибок при позиционировании мишени внутри камеры. Сближение численных и экспериментальных результатов достигается использованием двумерных и трёхмерных подходов к описанию процесса сжатия и горения термоядерного топлива, однако, по-прежнему, для их полного соответствия необходимо в несколько раз увеличивать масштаб неоднородностей, что может свидетельствовать о наличии дополнительных процессов, влияющих на процесс имплозии, либо о возможных неточностях в используемых диагностических данных.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант № 16-31-60101-мол\_а\_дк.

### Литература

- [1]. T. R. Boehly et al., Rev. Sci. Instrum. 66, 508, 1995.
- [2]. J. Paisner et al., Laser Focus World 30, 75, 1994.
- [3]. С.Г. Гаранин и др., Сборник абстрактов XXXIX Международной (звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, МО, РФ, 6-10 февраля 2012 г., 2012.
- [4]. V.B. Rozanov et al., JPCS 688, 012095, 2016.

## АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО СЖАТИЮ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ НЕПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ NIF С ПОМОЩЬЮ ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ И ПРИЧИНА НЕ ДОСТИЖЕНИЯ ЗАЖИГАНИЯ

Розанов В.Б., Вергунова Г.А

*Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*

Анализ и интерпретация результатов по зажиганию на NIF, содержащих значительные расхождения между моделированием и измерениями в работах LLNL, происходит по схеме последовательного учета  $1D \rightarrow 2D \rightarrow 3D$  гидродинамических эффектов: 1D расчеты; 2D расчеты с учетом несимметрии сжатия; 2D расчеты с учетом шероховатости поверхностей слоев DT-льда и аблятора; 2D расчеты с учетом тента подвески мишени и трубки DT наполнения; 3D расчеты. Однако, несмотря на все попытки включить все источники отклонений от симметрии, значительные расхождения остаются: выход нейтронов в 3 – 10 раз ниже; давление и плотность DT газа в центре капсулы в момент коллапса в 2 – 3 раза ниже; размер горячей области в 1,5 – 2 раза больше; плотность и оптическая толщина  $\rho R$  ( $\text{г/см}^2$  – эту величину также называют поверхностной плотностью) оболочки из DT-льда ниже расчетных значений в 1,5 – 2 раза; наблюдаются заметные отклонения от симметрии вылета нейтронов, испытавших однократное рассеяние в сжатой оболочке DT-льда. Общий признак у этих эффектов состоит в том, что они проявляются в виде низкой моды, охватывающей значительные части объема сжатой капсулы. Вероятно, такое поведение сжатия мишеней можно связать с его негидродинамическим происхождением.

В данной работе рассматривается возможность объяснения «незажигания» мишени непрямого сжатия в условиях установки NIF, связанная с переносом излучения. Основанием для этого служат следующие положения. Данные по спектральным коэффициентам поглощения нам известны недостаточно точно. В результате, в экспериментах материал аблятора оказывается более прозрачным для характерных квантов излучения, а нагрев DT слоя при сжатии более высоким, чем в расчетах, моделирующих процессы.

Процессы неустойчивости, перемешивания и нагрева части аблятора, примыкающего к DT слою, увеличивают прозрачность аблятора как целого объекта, увеличивают потоки излучения внутрь мишени, тем самым, обеспечивая повышенный нагрев слоев, содержащих DT горючее.

Многочисленные попытки учесть при анализе сжатия 2D и 3D процессы и начальные условия для них, как известно, пока не привели к успеху: необходимы начальные отклонения от симметрии в 3 – 5 раз больше, чем в реальности. Вполне возможно, что комбинация возможного эффекта «прозрачности» аблятора и учет 2D и 3D процессов при реальных начальных условиях приведут к согласованию расчетных и экспериментальных данных и к более точной и реалистичной формулировке условий «зажигания».

## НЕКЛАССИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМЕ ЛТС

<sup>1,4</sup>Глазырин С.И., <sup>1,2</sup>Брантов А.В., <sup>1</sup>Карпов С.А., <sup>1</sup>Куратов А.С., <sup>1,3</sup>Потапенко И.Ф.,  
<sup>1,2</sup>Быченков В.Ю.

<sup>1</sup>Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, г. Москва, Россия, [glazyrin@itep.ru](mailto:glazyrin@itep.ru)

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия

<sup>4</sup>Институт теоретической и экспериментальной физики, Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

Исследования последних лет и, прежде всего, на установке NIF показали важность учёта кинетических эффектов в лазерном термоядерном синтезе (ЛТС), которые все еще не изучены с необходимой полнотой. Отсутствие существенного прогресса на NIF очевидно выдвигают на первый план тактику возврата от комплексного моделирования процессов в плазме хольраума и термоядерного сжатия мишени к последовательному изучению отдельных физических эффектов, добиваясь адекватности отвечающих им моделей, определяя их вклад в динамику плазмы ЛТС и сравнивая со стандартно используемыми гидродинамическими приближениями. В данной работе мы представляем результаты расчетно-теоретического исследования несколько таких эффектов:

1. Распространение тепловой волны в кинетическом приближении при поглощении лазерного излучения плазмой,
2. Разделение сортов ионов на фронте ударной волны в плазме,
3. Неустойчивость радиационного теплового потока,

которые могут играть важную роль в динамике мишеней ЛТС. Также обсуждаются возможные эксперименты по их исследованию.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 16-02-00088а.

## **АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ**

<sup>1,2</sup>Быченков В.Ю., <sup>3</sup>Розмус В.

<sup>1</sup>*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,*

*e-mail: [postmaster@lebedev.ru](mailto:postmaster@lebedev.ru)*

<sup>2</sup>*Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия,*

*e-mail: [vniiia@vniiia.ru](mailto:vniiia@vniiia.ru)*

<sup>3</sup>*Институт теоретической физики, Университет Альберты, г. Эдмонтон, Альберта, Канада, e-mail: [rsydora@ualberta.ca](mailto:rsydora@ualberta.ca)*

Рассматривается неустойчивость ионно-звуковых волн вследствие обратного тока, генерируемого электронным тепловым потоком, выступающая источником ионно-звуковой турбулентности (ИЗТ) в горячей плазме термоядерного синтеза. Обсуждаются два механизма аномального поглощения лазерного излучения связанных, во-первых, с повышенной столкновительностью плазмы за счет больших ионно-звуковых флуктуаций и, во-вторых, с конверсией электромагнитной волны на ИЗТ в ленгмюровскую в области критической плотности. На основе теории слабой турбулентности, определяющей квазистационарный спектр ИЗТ, представлена эффективная частота столкновений, определяющая аномальное поглощение. Даны оценки порога неустойчивости обратного тока и аномального поглощения для плазмы хольраума применительно к экспериментам по непрямоу сжатию. Аномальное поглощение демонстрирует существенную анизотропию вследствие угловой анизотропии ИЗТ и, согласно теоретическим оценкам, чрезвычайно эффективно в области критической плотности плазмы с высоким зарядом ионов. Обсуждаются способы экспериментальной идентификации обсуждаемой ИЗТ и эффекта аномального поглощения.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-02-00088а.

## ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНЕЙ С ЗАДАННОЙ КРИВИЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

<sup>1,2</sup>Корнеев Ф.А., <sup>1</sup>Бочкарев С.Г., <sup>1</sup>Брантов А.В., <sup>1</sup>Быченков В.Ю., <sup>1,2</sup>Гуськов С.Ю.

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,

e-mail: [bochkar@sci.lebedev.ru](mailto:bochkar@sci.lebedev.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

e-mail: [korneev@theor.mephi.ru](mailto:korneev@theor.mephi.ru)

Сильные магнитные поля привлекают огромный интерес исследователей в связи с различными аспектами, включая фундаментальную физику и приложения в области физики высоких плотностей энергии, ускорения частиц, лабораторной астрофизики и другими. Генерация сильных магнитных полей в лазерной плазме является актуальной темой исследований [1, 2]. Недавно был предложен оригинальный способ генерации сверхсильного квазистационарного спонтанного магнитного поля в лазерной плазме при взаимодействии релятивистских лазерных импульсов с мишенями, обладающими кривизной поверхности, что способствует генерации полей благодаря циркулирующим электрическим токам в таких мишенях [2]. Посредством изменения параметров и геометрии взаимодействия, можно управлять разрядными токами и токами лазерно-ускоренных электронов, и, следовательно, характеристиками полученных магнитных полей. Отметим, что в качестве альтернативной схемы генерации сильных магнитных полей можно рассматривать схему замыкания виртуального катода с тыльной стороны твердотельной фольги, образованного ускоренными вперед релятивистскими электронами, несущими мегаамперные токи.

В данной работе на основе моделирования методом "частицы в ячейках" исследовано взаимодействие интенсивного импульса пикосекундной длительности с мишенями типа "улитка" [2]. Особое внимание уделено выявлению физических механизмов генерации магнитных полей и описанию процессов ускорения электронов лазерной волной при учете спонтанного квазистационарного магнитного поля.

Численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с рассматриваемыми мишенями демонстрирует генерацию замагниченной плазменной структуры, а также формирование нетепловых спектров ускоренных электронов. Для интерпретации результатов численного моделирования на основе метода тестовых частиц в работе изучен механизм прямого ускорения электронов в комбинированных ЭМ полях, представляющих собой лазерный импульс и квазистационарное магнитное поле. В результате расчетов была выявлена стохастическая динамика электронов в таких полях с применением аппарата, использованного нами ранее в работах [3, 4]. Получена зависимость максимальной энергии ускоренных электронов от амплитуды лазерного импульса, его длительности, фокального пятна. Установлено, что переход в стохастический режим ускорения электронов носит пороговый характер. Полученные результаты показывают перспективность найденного механизма нагрева в задачах ускорения частиц.

Работа была выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты №16-52-50019ЯФ\_а, 15-02-03042\_а).

### Литература

- [1]. Fujioka S., Zhang Z., Kazuhiro I., et al., Scientific Reports, 2013, **3**, 1170.
- [2]. Korneev Ph., d'Humières E., and Tikhonchuk V., Phys. Rev. E, 2015, **91**, 043107.
- [3]. Bochkarev S.G., d'Humières E., Korneev Ph., et al., High Energy Density Physics, 2015, **17**, 175.
- [4]. Bochkarev S.G., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu., et al., Plasma Phys. Reports, 2014, **40**(3), 202.

## ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА КЛАСТЕРЫ

Фролов А.А.

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: frolov@ihed.ras.ru*

Теоретически исследована генерация терагерцового (ТГц) излучения при воздействии фемтосекундного лазерного импульса круговой поляризации на сферический кластер, плотность свободных электронов в котором может быть как меньше, так и больше критического значения. Рассмотрен вопрос о проникновении лазерного излучения в кластер, имеющий размеры меньше глубины скин-слоя и лазерной длины волны в вакууме. Найдено пространственное распределение поля лазерного импульса внутри кластера в виде разложения по поперечной координате при произвольной плотности свободных электронов. Показано, что лазерное поле в кластерной плазме может существенно усиливаться при выполнении резонансных условий, когда частота лазера близка к частоте дипольной и квадрупольной моды сферического кластера. Исследована пространственная структура возбуждающихся под действием пондеромоторных сил лазерного импульса низкочастотных полей как внутри, так и вне кластера. Изучены угловые, спектральные и энергетические характеристики ТГц излучения для лазерного импульса, имеющего гауссово распределение интенсивности по времени. Указаны условия, при выполнении которых излучение ТГц волн происходит главным образом под углами  $\pi/4$  и  $3\pi/4$  по отношению к направлению распространения лазерного импульса, что соответствует диаграмме излучения квадрупольной моды. Показано, что спектральные и энергетические характеристики, а также временной профиль ТГц сигнала существенно зависят от плотности свободных электронов в кластере. Для разреженной кластерной плазмы, когда плотность электронов меньше критического значения, в спектре излучения имеется острый максимум на частоте собственной квадрупольной моды плазменной сферы. С увеличением концентрации электронов, когда она становится больше критического значения, спектральная линия на частоте квадрупольной моды исчезает и появляется широкий колоколообразный максимум на частоте, сопоставимой с обратной длительностью лазерного импульса. Вычислена полная энергия ТГц излучения и исследована ее зависимость от плотности свободных электронов. Показано, что энергия имеет максимумы для таких значений плотности электронов, когда частота лазера совпадает с частотой собственных дипольных и квадрупольных колебаний плазменной сферы. Исследована пространственно-временная структура электромагнитного поля в импульсе ТГц излучения. Показано, что для разреженной кластерной плазмы колебания электромагнитных полей в импульсе ТГц излучения имеют частоту, близкую к частоте квадрупольной моды плазменной сферы. При этом длительность ТГц сигнала определяется обратным декрементом затухания квадрупольной моды и может составлять несколько пикосекунд. В случае плотной кластерной плазмы импульс ТГц излучения имеет временную протяженность сравнимую с длительностью лазерного импульса и содержит всего 2 цикла колебаний.

### Литература

- [1]. Фролов А.А., Физика плазмы 2016, т. 42, № 7, с. 627
- [2]. Фролов А.А., Физика плазмы 2016, т. 42, № 12, с. 29



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ НА УСТАНОВКАХ ПФ-3, PF-1000 И КПФ-4

<sup>1</sup>Крауз В.И., <sup>1</sup>Мялтон В.В., <sup>1</sup>Виноградов В.П., <sup>1</sup>Велихов Е.П., <sup>1</sup>Ананьев С.С.,  
<sup>1</sup>Данько С.А., <sup>1</sup>Калинин Ю.Г., <sup>1</sup>Харрасов А.М., <sup>1</sup>Виноградова Ю.В., <sup>2</sup>Митрофанов  
К.Н., <sup>3</sup>Падух М., <sup>3</sup>Миклашевски Р., <sup>3</sup>Зелинска Е., <sup>4</sup>Складник-Садовска Е.,  
<sup>4</sup>Садовски М., <sup>4</sup>Квятковски Р., <sup>5</sup>Томашевски К., <sup>6</sup>Войтенко Д.А.

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [krauz\\_vi@nrcki](mailto:krauz_vi@nrcki)

<sup>2</sup>ТРИНИТИ, округ Троицк, Москва, Россия, [mitrofan@triniti.ru](mailto:mitrofan@triniti.ru)

<sup>3</sup>ИФПМ, Варшава, Польша, [marian.paduch@ifpilm.pl](mailto:marian.paduch@ifpilm.pl)

<sup>4</sup>НЦЯИ, Отвок-Шверк, Польша, [Elzbieta.Skladnik@ncbj.gov.pl](mailto:Elzbieta.Skladnik@ncbj.gov.pl)

<sup>5</sup>ACS Ltd, Варшава, Польша, [ktomaszewski@acs.com.pl](mailto:ktomaszewski@acs.com.pl)

<sup>6</sup>ГНПО «СФТИ», Сухум, Абхазия, [opti-sfti@ya.ru](mailto:opti-sfti@ya.ru)

Лабораторное моделирование астрофизических джетов является одним из активно развиваемых научных направлений. Установки типа «плазменный фокус» представляют собой эффективный инструмент в моделировании струйных выбросов молодых звездных объектов. В настоящее время развивается широкая международная кооперация с участием трех крупнейших в мире плазмофокусных установок: ПФ-3 (НИЦ «Курчатовский институт», PF-1000 (ИФПиЛМ, Варшава) и КПФ-4 «Феникс» (ГНПО «СФТИ», Сухум).

На установке ПФ-3 при стационарном напуске газа в разрядную камеру найдены режимы с формированием компактных плазменных потоков. Поперечные размеры головной части потока не превышают несколько см при распространении на расстояния до 100 см. Определены параметры плазмы потока и фоновой плазмы при разрядах в неоне и гелии на различных расстояниях от пинча. На периферии потока наблюдаются структуры магнитного поля, связанные с протеканием обратных токов. Несмотря на сильное затухание магнитного поля по мере распространения потока, при разряде в неоне сохраняется компактность его головной части, что может быть обусловлено радиационным охлаждением плазмы.

Основной целью экспериментов на установках PF-1000 и КПФ-4 является создание профилированных начальных газовых распределений для управляемого изменения условий распространения плазменного потока в фоновой плазме. На установке PF-1000 реализован режим с дополнительной инжекцией рабочего газа в приосевую область разряда. Получены компактные плазменные образования на расстоянии 40 см от анода. Внутри этих образований протекает осевой ток, создающий тороидальное магнитное поле и замыкающийся на периферии. По анализу Штарковского уширения линий оценена концентрация плазмы на расстоянии 57 см от торца анода, которая составила  $(0.4 - 3.7) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и зависит от начального распределения газа и задержки интервала регистрации спектра относительно момента генерации струи. Оценена электронная температура, составившая около 5 eV. Концентрация фоновой плазмы составила  $\sim 1.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

На установке КПФ-4 проведены эксперименты по определению локализации магнитного поля в плазменном потоке с помощью сравнения данных магнитных зондов и скоростной фоторегистрации потока в оптическом диапазоне. Показано, что магнитное поле, захваченное плазменным потоком, сосредоточено в области слабого оптического свечения плазмы, в так называемых «магнитных пузырях». Реализован режим импульсного напуска газа, отличный от режима напуска на установке PF-1000, а именно с повышенной плотностью в районе изолятора. Показано, что скорость джета практически постоянна на длине пролета и увеличивается с ростом давления на оси разряда в промежутке катод-анод.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проектами РФФИ № 14-29-06085-ОФИ\_М, 14-02-01203-а, 14-02-00179а, 15-52-40009 Абх\_а, и программой исследований в рамках грантов МАГАТЭ RC-16115, RC-19253 и RC-17088.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ ВБЛИЗИ МОМЕНТА ИХ РОЖДЕНИЯ

Гурей А.Е., Никулин В.Я., Перегудова Е.Н., Полухин С.Н., Силин П.В.

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

В работе лазерно-оптическими методами исследуются ранние стадии образования и распространения плазменной струи в плазменном фокусе. Интерес к этой теме продиктован материаловедческими задачами взаимодействия плазмы с твердым телом [1], фундаментальными проблемами генерации жестких излучений в Z-пинчах [2], а также некоторыми космическими и лабораторными аналогиями [3, 4].

Первоначально, до проведения экспериментов авторы придерживались довольно очевидных, исторически сложившихся с середины прошлого века представлений о кумулятивной природе плазменной струи, рождающейся в ходе схлопывания конической токовой оболочки плазменного фокуса [5]. При скорости схлопывания порядка  $10^7$  см/с и характерных размерах оболочки порядка или более 1 см, газодинамический процесс генерации струи должен длиться доли микросекунды, а в осевом направлении должна вытекать практически вся масса газа, которую сгребла токовая оболочка, двигаясь к оси разряда.

Однако проведенные эксперименты на аргоне и азоте показали, что вместо протяженной струи после появления «особенности» на производной тока из области схождения токовой оболочки вылетает компактный плазменный сгусток с характерным размером порядка 1 мм и временем формирования менее 10 нс. Его скорость около  $2 \times 10^7$  см/с. При значительной начальной электронной плотности порядка  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>, сгусток, тем не менее, содержит лишь небольшую часть от упомянутой выше массы. Эти параметры сгустка измерены в интервале 10–50 нс от момента его рождения, позже сгусток расплывается, теряя плотность и скорость, и сливается с ударной волной. Ни на одной из нескольких десятков полученных интерферограмм не было одновременно обнаружено сгусток и токовая оболочка. Сгусток регистрировался после развала и исчезновения плазменного столба.

Исходя из приведенных экспериментальных данных, авторы считают, что основной причиной генерации плазменной струи в килоджоульном плазменном фокусе мэйзеровского типа является быстрое развитие перетяжки на плазменном столбе и последующее интенсивное осевое выдавливание плазмы [2, 3].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-10351).

### Литература

- [1]. Михайлов Б.П., Иванов Л.И., Боровицкая И.В. и др.// ДАН. 2012. Т. 442. № 5. С. 56.
- [2]. Вихрев В.В, Королев В.Д., // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2007, том 33, №5, с.397
- [3]. Трубников Б.А. //УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК, том 167, №3, с.345
- [4]. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Велихов Е.П.// ЖЭТФ, 2014, том 146, вып.5(11), стр.135
- [5]. Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И. и др. //Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакции. Т.4.М.:Изд-во АН СССР.1958.с.170

## УТОЧНЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

<sup>1</sup>Белов А.А., <sup>2</sup>Калиткин Н.Н.<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия<sup>2</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия

**Введение.** Для расчета задач управляемого термоядерного синтеза требуется знать зависимости скоростей термоядерных реакций  $K(T)$  от температуры. Эти скорости получают из экспериментально измеренных зависимостей сечений реакций  $\sigma(E)$  от энергии. Существует много экспериментальных работ [1], но точность большинства из них невелика. Это видно из большого расхождения различных работ.

При традиционной обработке сечений [2] выбирают априорную зависимость  $\sigma(E)$  с некоторым числом свободных параметров. Значения параметров подбирают методом наименьших квадратов. Надежность этого способа зависит от того, удачно ли выбрана формула  $\sigma(E)$ . Практически удовлетворительную точность удается получить при  $E < 100$  кэВ, а при  $E > 100$  кэВ результаты неудовлетворительные. Поэтому нужно провести новую обработку экспериментов, используя возможности современных математических методов.

**База сечений.** Рассмотрены 4 важнейших реакции:  $D+D \rightarrow p+T$ ,  $D+D \rightarrow n+{}^3\text{He}$ ,  $D+T \rightarrow n+{}^4\text{He}$ ,  $D+{}^3\text{He} \rightarrow p+{}^4\text{He}$ . Для них в [1] приведено ~2000 экспериментальных точек из ~90 работ. Данные разных авторов расходятся до 6 раз! Поэтому был проведен тщательный анализ этих работ, и каждой экспериментальной точке была приписана определенная точность. Для лучших работ точность доходила до 1%, а для худших составляла сотни процентов. Для удобства обработки все сечения были поделены на множитель Гамова, учитывающий проницаемость кулоновского барьера. Полученное отношение называют S-фактором.

**Регуляризованный двойной период.** Метод двойного периода [3] позволяет аппроксимировать непериодическую функцию  $S(E)$  рядом Фурье, обеспечивая хорошую точность на всем отрезке аппроксимации. Этот метод не использует априорной формулы  $S(E)$ . Он позволяет не только передать функцию в пределах экспериментального отрезка, но даже несколько экстраполировать за его пределы. Добавление к этому методу регуляризации по А.Н. Тихонову позволяет обрабатывать кривые с большими погрешностями. При этом отсутствуют нефизичные осцилляции расчетной кривой.

**Обработка сечений реакций.** Описанным способом были построены сечения указанных выше реакций. Они имеют точность ~2% в экспериментальном диапазоне энергий 2 кэВ – 14 МэВ. Благодаря свойству S-фактора они экстраполируются как константы вплоть до  $E = 0$ .

**Скорости реакций.** Домножая найденный S-фактор на множитель Гамова и свертывая его с максвелловским распределением скоростей, найдем скорости реакций  $K(T)$  численным интегрированием. Они непосредственно получаются в виде таблиц чисел. Для удобства использования в прикладных расчетах эти таблицы были аппроксимированы методом двойного периода с 12 коэффициентами Фурье. Это обеспечивает точность порядка 3% в диапазоне  $T = 10$  эВ – 2 МэВ. Полученные формулы уточняют старые данные [2] на 10 – 20% при низких температурах и кардинально улучшают их при высоких температурах.

## Литература

- [1]. NEA Data Bank – Nuclear Data Services. <http://www.oecd-nea.org/janisweb/search/exfor>
- [2]. Козлов Б.Н. // Атомная энергия. **12**:3 (1962). 238-240.
- [3]. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. // ДАН. **374**:4 (2000). 464-468.
- [4]. Белов А.А., Калиткин Н.Н. // ДАН. **470**:3 (2016), 266-270.

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ С УЧЕТОМ ОБЪЕМА ИОННЫХ ОСТОВОВ

Калиткин Н.Н., Козлитин И.А.

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия*

**Введение.** Уравнение состояния газовой плазмы можно описать моделью ионизационного равновесия (модель Саха). Высокую точность модели обеспечивает использование экспериментально измеренных потенциалов ионизации. Однако при сверхвысоких плотностях плазма переходит в жидкое состояние. При этом, возникают следующие вопросы: каков вклад взаимодействия заряженных частиц и как учесть неточность ионных остовов.

**Взаимодействие зарядов** много лет вызывает дискуссии. Высказывались предположения о плазменных фазовых переходах, но эксперименты их не обнаружили. На самом деле следует учесть, что в плазме возникает микроскопическое флуктуирующее электрическое поле, обусловленное хаотическим тепловым движением зарядов. Электрическое поле имеет положительную энергию, которая компенсирует отрицательную энергию взаимодействия зарядов. Поэтому плазма остается идеальной даже при сверхвысоких плотностях.

**Учет ионных остовов.** Объем  $k$ -кратного ионного остова  $v_k$  можно выразить через потенциал  $(k+1)$ -й ионизации. Это позволяет ввести объемы ионных остовов в функционал свободной энергии  $F(T, V)$ . При этом в классическом функционале надо заменить объем атомной ячейки  $V$  на  $V - v$ , где  $v = \sum x_k v_k$  есть суммарный объем всех остовов ( $x_k$  — доля  $v_k$ -кратных ионов). Свободные электроны предполагаются не классическими, а частично вырожденными.

**Расчеты** по предложенной модели проводились для многоэлектронных атомов. Оказалось, что область применимости модели Саха при этом кардинально расширилась. Модель стала давать физически разумные результаты даже при сверхвысоких плотностях и низких температурах, где плазма перешла из газового состояния в жидкое. Ранее в этой области использовалась модель Томаса-Ферми с квантовой и обменной поправками (ТФП). Теперь термодинамические функции модели Саха сильно сблизились с моделью ТФП.

Примером такого сближения являются изотермы степени ионизации  $x_e$  или давления  $p$  при  $T \rightarrow 0$ . Пока объем ионной ячейки  $V$  больше  $v_0$  — объема нейтрального атома, модель дает  $x_e \approx 0$ ,  $p \approx 0$ . При  $V < v_0$  появляются ненулевые  $x_e(V)$  и  $p(V)$ , монотонно возрастающие при убывании  $V$ . Таким образом, модель Саха с неточными ионами описывает явление холодной ионизации сжатием. При этом сами зависимости  $x_e(V)$  и  $p(V)$  оказываются близкими к соответствующим кривым модели ТФП.

**Склейка** моделей ТФП и Саха для построения широкодиапазонного уравнения состояния была предложена в [2]. Данное усовершенствование модели Саха существенно повышает точность такого широкодиапазонного уравнения состояния. При этом построенное уравнение состояния является полностью термодинамически согласованным, то есть все термодинамические функции строго удовлетворяют всем термодинамическим соотношениям.

Согласованность является преимуществом данного уравнения состояния по сравнению с известной библиотекой SESAME (Лос-Аламос): в SESAME термодинамические соотношения сильно нарушаются на границах сшивания различных моделей.

**Литература**

- [1]. Калиткин Н.Н., Козлитин И.А. Модель Саха с неточными ионами // ДАН, 471:5 (2016). В печати.  
 [2]. Калиткин Н.Н., Луцкий К.И. // ДАН, 457:2 (2014), 157–161.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МГД НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ СЖАТИЯ Z-ПИНЧЕЙ

Ольховская О.Г., Гасилов В.А., Сасоров П.В.

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия,  
email: [olkhovsk@gmail.com](mailto:olkhovsk@gmail.com)*

Представлены результаты трехмерного моделирования с помощью РМГД кода MARPLE-3D имплозии многопроволочныхборок на установке Ангара-5-1 с целью изучения плазменных неустойчивостей, возникающих на стадии окончания плазмообразования, и их развития вплоть до финальной стадии сжатия многопроволочной сборки. Исследованы пространственные неоднородности распределения вещества и магнитного потока внутри проволочной сборки и их эволюция на различных этапах сжатия пинча.

Рассматривались различные конфигурации проволочныхборок, в том числе цилиндрические и нецилиндрические, а также конструкции с вложеннымибороками. Испарение плазмы моделировалось посредством уточненной модели длительного плазмообразования с учетом пространственных неоднородностей темпа производства плазмы, соответствующих экспериментальным рентгеновским изображениям абляции проволочныхборок. Учтены особенности испарения проволок во вложенныхбороках. Показано, что подбором формы электродов, конструкции проволочной сборки и распределения массы вдоль проволок удалось получить компактный сферический источник рентгеновского излучения в центре сборки.

Результаты моделирования сопоставляются с данными, полученными на установке Ангара-5-1 (ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ), в частности с экспериментально исследованными особенностями и измеренными характеристиками прорывов магнитного потока внутрь сборки на финальной стадии плазмообразования проволочныхборок из различных металлов [1].

Эмиссия плазмы из вещества проволочной сборки учитывалась в модели затянутого плазмообразования с пространственным модулированием скорости плазмообразования в соответствии с размерами областей пониженной эмиссии плазмы, экспериментально зарегистрированных на кадровых и интегральных по времени рентгеновских изображениях.

Работа поддержана грантами РФФИ 14-01-00678-а и 15-01-06195-а.

Для вычислений использовались суперкомпьютеры К-100 (ИПМ им. М.В. Келдыша РАН), МВС-100К (МСЦ РАН) и "Ломоносов" (НИВЦ МГУ).

### Литература

- [1]. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Птичкина Е.А., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. "Исследование фазы окончания плазмообразования и формирования прорывов магнитного потока при имплозии проволочной сборки". Физика плазмы, 2014, **40**(9), 779.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТОНКИХ ФОЛЬГ В СИЛЬНОТОЧНОМ РАЗРЯДЕ**

<sup>1</sup>Шелковенко Т.А., <sup>1</sup>Пикуз С.А., <sup>1</sup>Тиликин И.Н., <sup>1</sup>Мингалеев А.Р., <sup>1</sup>Тер-Оганесьян А.Е.,  
<sup>2</sup>Атоян Л., <sup>2</sup>Хаммер Д.А.

<sup>1</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия, [tchel55@mail.ru](mailto:tchel55@mail.ru)*

<sup>2</sup>*Корнельский университет, г. Итака, Нью-Йорк, США*

Экспериментальные исследования тонких плоских фольг разной конфигурации производилось на сильноточных генераторах БИН (250 кА, 100 нс, Физический институт им. Лебедева РАН) и ХР (500 кА, 100 нс, Корнельский университет, США). На более мощном генераторе SOBRA (1 МА, 100-200 нс, Корнельский университет) производились эксперименты по исследованию взрыва плоских фольг и цилиндрического лайнера диаметром 2 и 4 мм. На всех генераторах структура взорванных фольг изучалась при помощи проекционной рентгенографии с большим увеличением в излучении гибридных (ГХП) и стандартных Х-пинчей (СХП). На генераторе SOBRA лайнер был центральной нагрузкой, а два ГХП и один СХП помещались в цепи обратного тока генератора [1]. На генераторах ХР и БИН в цепи обратного тока помещалась исследуемая фольга, а ГХП использовался в качестве центральной нагрузки. Времяинтегральные и с разрешением во времени обскурограммы взорванных фольг дополняли полученные рентгенограммы изображением фольг и лайнера в собственном УФ излучении. Комбинацию данных диагностик позволяла одновременно исследовать внутреннюю структуру фольги и иметь изображение в излучении, идущем с внешней поверхности фольг и лайнера, которое давало приблизительную картину распределения тока по поверхности фольги. В экспериментах исследовались фольги из Al, Ti, Ni и Cu разной толщины и размера. Токи через фольги измерялись на всех генераторах, тогда как напряжение на фольге пока измерялось только на генераторе ХР. В экспериментах обнаружена зависимость структуры взорванных фольг от плотности тока через фольгу, толщины, материала и структуры фольги до взрыва. Обнаружены некоторые общие черты с взрывом проволочек, например, зарегистрированы образования, похожие на керн и корону, образующиеся при взрыве проволочек [1]. Исследованы разные стадии образования мелко- и крупномасштабных нестабильностей в зависимости от вложенной энергии.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантом DE-NA-0001836.

### **Литература**

- [1]. Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, Д.А. Хаммер. Проекционная рентгенография плазменных и биологических объектов в излучении Х-пинча. Физика плазмы 2016, т. 42(3), 234–281.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗРЫВА ОСТРИЙНОГО КАТОДА МЕТОДАМИ ПРОЕКЦИОННОЙ РЕНТГЕНОГРАФИИ

<sup>1</sup>Пикуз С.А., <sup>1</sup>Шелковенко Т.А., <sup>1</sup>Тиликин И.Н., <sup>1</sup>Паркевич Е.В., <sup>1</sup>Агафонов А.В.,  
<sup>1</sup>Мингалеев А.Р., <sup>1</sup>Романова В.М., <sup>2</sup>Хаммер Д.А.

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия, [pikuz@mail.ru](mailto:pikuz@mail.ru)

<sup>2</sup>Корнельский университет, Итака, Нью-Йорк, США

Большинство моделей взрывной электронной эмиссии (ВВЭ) основаны на идее возникновения [1] плазменного факела при взрыве микроострий под действием автоэмиссионного тока. Однако, практически отсутствуют исследования динамики этого процесса, и большинство выводов делается на основе косвенных данных или данных исследования результатов разряда. Вместе с тем, имеются экспериментальные данные, когда ВВЭ практически подавляется при нагреве катода, причем его структура не меняется, но меняется состояние поверхности [2]. В настоящей работе делается попытка прямого наблюдения взрыва микроострий с помощью проекционной рентгенографии высокого разрешения в излучении X-пинча [3]. Диод с острым катодом из проволочек с диаметром от 10 до 50 мкм помещался в цепь обратного тока сильноточных генераторов БИН (ФИАН, 270 кА, 100 нс) и ХР (Корнельский университет, 480 кА, 100 нс). Изображения катода с временным разрешением 20 пс и пространственным разрешением 2–3 мкм регистрировались на фотопленку. Регистрировались также ток, напряжение диода и рентгеновское излучение, возбуждаемое электронным пучком. Эксперименты показали, что существует разные сценарии развития разряда, зависящие от материала и размеров острий, их количества и расстояния до анода.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-22-00273.

### Литература

- [1]. Г.А. Месяц Г.А., Взрывная электронная эмиссия - М.: Издательство физико-математической литературы, 2011 г, - 280 с.
- [2]. С.М. Захаров, С.А. Пикуз, В.М. Романова, устойчивость прогретой вольфрамовой проволочки к взрывной эмиссии, Журнал технической физики, 1989, т.59(6), 167-169.
- [3]. Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, Д.А. Хаммер. Проекционная рентгенография плазменных и биологических объектов в излучении X-пинча. Физика плазмы 2016, т. 42(3), 234–281.

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА С ПОМОЩЬЮ АКТИВАЦИИ ИНДИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ НА УСТАНОВКЕ «ИСКРА-5»

Жидков Н.В., Елин И.П., Тачаев Г.В., Куликов М.Е.

*Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
г. Саров, Нижегородская область, Россия*

Представлены результаты исследований по определению возможностей методики измерения выхода нейтронов по реакции  $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$  при реакции синтеза в DD-плазме на лазерной установке «Искра-5».

В ходе реакции неупругого рассеяния  $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$  в индии образуется изомер с периодом полураспада  $T_{1/2} = 4,49$  ч. Распад изомера до  $^{115}\text{In}$  сопровождается испусканием гамма квантов с энергией 336 кэВ и ветвлением распада 45,8%. Образец индия помещается в поток нейтронов от мишени, после этого измеряется величина пика гамма-линии 336 кэВ с помощью германиевого гамма-спектрометра и рассчитывается исходный нейтронный выход.

Проведена экспериментальная и расчетно-теоретическая подготовка к серии экспериментов с мишенями типа МОК. Подобраны оптимальные параметры для применения методики на лазерной установке «Искра-5» с учетом конструкции мишенной камеры и ожидаемого нейтронного выхода порядка  $10^8 - 10^9$  нейтронов на импульс. Разработана система крепления активируемого образца в камере.

Проведена калибровка эффективности гамма-спектрометра в требуемом энергетическом диапазоне с использованием промышленно выпускаемых эталонных источников излучений.

Проведенные оценки показали, что в таких условиях чувствительность методики составит порядка  $10^8$  нейтронов на импульс с относительной погрешностью  $\sim 0,5$ , а выход нейтронов  $10^9$  нейтронов на импульс может быть измерен с относительной погрешностью  $\sim 0,1$ .

Сделан вывод о том, что методика является перспективной для использования в случае нейтронного выхода порядка  $2 \times 10^8$  н/имп и выше, особенно на сверхмощных лазерных установках нового поколения. В частности, активационная диагностика успешно применяется на установке NIF в Ливерморе, США [1].

### Литература

- [1]. G.W. Cooper, C.L. Ruiz, Rev. Sci. Instrum. 72, 814 (2001)



## ОПТОВОЛОКОННОЕ СГЛАЖИВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ОДНОРОДНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ МИШЕНЕЙ

Белов И.А., Бельков С.А., Воронич И.Н., Деркач В.Н., Душина Л.А., Сизмин Д.В., Стародубцев К.В.

*Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров, Нижегородская область, Россия, e-mail: [oefimova@otd13.vniief.ru](mailto: oefimova@otd13.vniief.ru)*

Для повышения однородности облучения мишеней на лазерной установке «Луч» 0 создана система пространственно-временного сглаживания лазерного излучения с помощью многомодового оптического волокна 0. Система состоит из широкополосного задающего генератора (ЗГ), оптоволоконной линии сглаживания и системы предусилителя. Задающий генератор построен на неодимовом стекле с ламповой накачкой и активной электрооптической модуляцией добротности. Излучение ЗГ на длине волны 1054 нм с шириной спектра 2 нм и длительностью импульса 20 нс вводится в многомодовое оптическое волокно с диаметром сердцевины 100 мкм и длиной 50 м. Модовая дисперсия в волноводе приводит к тому, что временная некогерентность превращается в пространственно-временную, и на выходе оптоволоконной линии поле световой волны имеет спеклованное случайное распределение, быстро меняющееся во времени. Эффективное сглаживание мелкомасштабной неоднородности облучения происходит из-за того, что характерное время изменения положения спеклов на мишени, равное времени когерентности, много меньше времени отклика плазмы.

После оптоволоконной линии излучение проходит через предусилители, системы временного и пространственного профилирования, и подаётся на вход главного усилительного тракта установки «Луч». Усиленное излучение на выходе канала преобразуется во вторую гармонику и фокусируется на мишень. Форма пятна излучения в плоскости мишени задаётся с помощью линзового раstra или фазовой пластины.

Проведены расчётно-теоретические и экспериментальные исследования по усилению сглаженного пучка и преобразованию его во вторую гармонику. На выходе усилительного тракта установки получена энергия импульса первой гармоники до 850 Дж при длительности импульса 4 нс, коэффициент преобразования во вторую гармонику до 40%, расходимость 0,18 мрад.

В опытах регистрировалось распределение плотности энергии излучения в эквивалентной плоскости мишени — интегральное по времени импульса и с развёрткой по времени, с помощью фотохронографа с разрешением 70 пс. В результате сглаживания практически полностью устранена спекл-структура излучения на мишени: интегральная по времени мелкомасштабная неоднородность уменьшена на 1 – 2 порядка по сравнению с несглаженным излучением.

### Литература

- [1]. Гаранин С.Г., Зарецкий А.И., Ильяев Р.И. и др. Канал мощной установки «Луч» для ЛТС с энергией импульса 3,3 кДж и длительностью 4 нс. Квантовая электроника, 2005 г., т. 35, №4, с. 299-301.
- [2]. D. Veron, H. Ayrat, C. Gouedard, et al. Optical spatial smoothing of Nd-glass laser beam. Opt. Commun., 1988, v. 65, №1, p. 42-45.

## МОДЕРНИЗИРОВАННЫЕ СЛОИ ИЗ НАНОЧАСТИЦ МЕТАЛЛА, В ТОМ ЧИСЛЕ С ДОБАВКОЙ ПОЛИМЕРОВ, ДЛЯ МИШЕНЕЙ ПРЯМОГО И НЕПРЯМОГО ЛТС И ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ДЛИННЫМИ И КОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

<sup>1</sup>Акимова И.В., <sup>1</sup>Акунец А.А., <sup>1</sup>Борисенко Н.Г., <sup>1</sup>Громов А.И., <sup>1</sup>Орехов А.С.,  
<sup>1</sup>Толоконников С.М., <sup>2</sup>Пименов В.Г., <sup>3</sup>Baiwa Ch.K., <sup>3</sup>Chaurasia Sh., <sup>3</sup>Munda D.S.,  
<sup>3</sup>Rao U., <sup>3</sup>Rastogi V.

<sup>1</sup>*Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,*

*e-mail: [agrom@sci.lebedev.ru](mailto:agrom@sci.lebedev.ru)*

<sup>2</sup>*Институт органической химии им Н.Д. Зелинского РАН, г. Москва, Россия,*

*e-mail: [pimenovv@mail.ioc.ac.ru](mailto:pimenovv@mail.ioc.ac.ru)*

<sup>3</sup>*Babha Atomic Research Center, Thombay, Mumbai, India, e-mail: [pgshivanand@gmail.com](mailto:pgshivanand@gmail.com)*

Разработаны современные методы изготовления и паспортизации слоёв из ультрадисперсных порошков металла, в том числе с добавкой полимеров в малоплотный слой лазерной мишени. Обсуждаются вопросы прецизионной паспортизации и точности при всесторонней мониторингизации подобных слоёв. Эти слои являются полезным дополнением в конструкции диагностических и специальных исследовательских мишеней и конверсии лазерного излучения в рентгеновское для непрямых мишеней на мощных установках ЛТС [1, 2]

Выполнены лазерные эксперименты с разработанными мишенями для улучшения свойств конверсии и гидродинамических исследований при воздействии длинных и коротких лазерных импульсов [3]. Во многом преодолены сложности, связанные с работой с такими микрообъёмами и микро-количествами веществ, используемых в экспериментах. Данные разработки интересны и с точки зрения дизайна будущих мишеней.

Полученные результаты важны для новых экспериментов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-52-45116.

### Литература

- [1]. A.A. Akunets, L.A. Borisenko, N.G. Borisenko, A.I. Gromov, Yu.A. Merkuliev, A.A. Orekhov, V.G. Pimenov, E.E. Sheveleva, V.G. Vasiliev. Modern treed's in low-density materials for fusion. // IFSA 2013, Nara, Japan, 8-13 September 2013, Book of Abstr. p. 315.
- [2]. L.A. Borisenko, I.V. Akimova, A.A. Akunets, A.I. Gromov, A.S. Orekhov. Metal produced as nano-snow layers for converters of laser light for indirect targets as intensive EUV sources. // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. 2014. Vol 299. Num 2. pp. 955 – 960.
- [3]. L.A. Borisenko, N.G. Borisenko, A.M. Chekmarev, Yu.A. Mikhailov, A.S. Orekhov, A.A. Shapkin and G.V. Sklizkov. Distribution function evolution of electrons stochastically heated by picosecond laser pulse. // ECLIM 2016. September 19-23. Moscow. Russia. Book of Abstr. p. 18.

## ПОЛЫЕ ОБОЛОЧКИ ИЗ ПОЛИ-АЛЬФА-МЕТИЛСТИРОЛА ДЛЯ МИШЕНЕЙ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

<sup>1</sup>Пастухов А.В., <sup>2</sup>Даванков В.А., <sup>1</sup>Акунец А.А., <sup>1</sup>Борисенко Н.Г., <sup>1</sup>Орехов А.С.,  
<sup>1</sup>Перваков К.А.

<sup>1</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
[avpast@gmail.com](mailto:avpast@gmail.com)

<sup>2</sup>Институт элементоорганических соединений им. А.Н. Несмеянова РАН, г. Москва,  
Россия, [davank@ineos.ac.ru](mailto:davank@ineos.ac.ru)

Для изготовления мишеней инерциального термоядерного синтеза перспективным является использование полых оболочек из поли-альфа-метилстирола [1 – 3]. В настоящей работе описано получение серии образцов этого полимера методом низкотемпературной катионной полимеризации. Показано, что изменения условий реакции приводят к получению полимеров с различными молекулярно-массовыми характеристиками. Исследования методом ядерного магнитного резонанса поли-альфа-метилстиролов показали, что все синтезированные полимеры имеют синдиотактическое строение макроцепей и являются стереорегулярными. Методом рентгенофазового анализа установлено, что все образцы поли-альфа-метилстирола имеют аморфную структуру. Для изучения процессов термодеструкции полимеров синтезированных с различными катализаторами, хлоридами олова, бора и фторида бора были использованы методы термогравиметрического и дифференциально-термического анализа. Установлен температурный диапазон полного термического разрушения исследуемых полимеров. Образцы поли-альфа-метилстирола были использованы для получения методом микрокапсулирования полых сферических оболочек диаметром до 2,3 мм с толщиной стенок от 10 до 60 мкм. При изготовлении полых оболочек использовались различные составы и концентрации растворов поли-альфа-метилстирола. В качестве растворителей применяли смеси бензола, толуола, орто-ксилола, дихлорэтана, тетрахлорэтана, дихлорпропана, фторбензола, фтортолуола. Оболочки формировались из раствора полимера при вводе в водно-солевую среду с помощью специально разработанного генератора капель с тремя коаксиальными трубками. Для получения устойчивых в водной среде сферических капель-оболочек были выбраны определенные скорости трех потоков жидкостей в генераторе капель: воды (внутренняя среда оболочки), раствора полимера и водной фазы (для сброса капель-оболочек). Варьировался состав и концентрация компонентов водно-солевой среды — поливинилового спирта и солей аммония. Отверждение капель-оболочек проводили при нагреве в определенных температурно-временных режимах. Исследования методом сканирующей электронной микроскопии показали, что оболочки, полученные в различных, условиях существенно отличаются по топологии поверхности и структуре полимера, образующего стенки. Обсуждается вопрос о появлении микродефектов на поверхности и в полимерном слое. Оболочки, полученные в оптимальных условиях, имели правильную сферическую форму и хорошее качество поверхности. Механические свойства оболочек — прочность и деформационное поведение изучали методом одноосного сжатия в статических условиях на приборе УИП-70 (Россия). Частично поддержано РФФИ 15-52-45116.

### Литература

- [1]. Cook R., McQuillan B., Takagi M., Stephens R., Inertial Confinement Fusion, Semiannual Report, October 1999 - March 2000, v.1, N1, p.1.
- [2]. Cook R., Buckley S.R., Fearon E., Letts S.A. Fusion Technology, 1999, v.35, p.206.
- [3]. McQuillan B.W., Greenwood A. Fusion Technology, 1999, v.35, p.194.

## ПРИМЕНЕНИЕ ВТСП В СИСТЕМЕ ИНЖЕКЦИОННОЙ ДОСТАВКИ КРИОГЕННЫХ МИШЕНЕЙ

<sup>1</sup>Александрова И.В., <sup>1</sup>Акунец А.А., <sup>1</sup>Безотосный П.И., <sup>1</sup>Блохин И.С.,  
<sup>1</sup>Гаврилкин С.Ю., <sup>1</sup>Иваненко О.М., <sup>1,2</sup>Корешева Е.Р., <sup>1</sup>Кошелев Е.Л., <sup>1</sup>Мицен К.В.,  
<sup>1</sup>Никитенко А.И., <sup>3</sup>Панина Л.В., <sup>1</sup>Тимашева Т.П.

<sup>1</sup>*Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,*  
*e-mail: [ivaaleks@gmail.com](mailto:ivaaleks@gmail.com)*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия,*  
*e-mail: [koresh@sci.lebedev.ru](mailto:koresh@sci.lebedev.ru)*

<sup>3</sup>*Московский институт стали и сплавов, г. Москва, Россия,*  
*e-mail: [L.Panina@plymouth.ac.uk](mailto:L.Panina@plymouth.ac.uk)*

Представлены результаты экспериментальных исследований с использованием высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) при разработке капсул-носителей для систем инжекционной доставки криогенных топливных мишеней (КТМ) в центр камеры взаимодействия с лазерным излучением по схеме инерциального термоядерного синтеза (ИТС). Обсуждаются перспективы явления квантовой левитации как метода бесподвешного (бесконтактного) позиционирования и транспорта КТМ при их инжекции в лазерный фокус. В экспериментах исследованы различные образцы, изготовленные из ленточных ВТСП типа СуперОкс J-PI-12-20Ag-20Cu (производство ООО СуперОкс), из ВТСП на основе YBaCuO керамики (производство ФИАН), а также полимерные сферические оболочки диаметром 2 мм с внешним YBaCuO покрытием (производство ФИАН). Эксперименты, проведенные при температурах 18,5 – 6 К и вблизи 80 К, впервые продемонстрировали возможность осуществить стабильную левитацию ВТСП образцов в магнитном поле ( $B = 0,25 - 0,5$  Тл) при реализации как линейного, так и циклического движения [1]. Полученные результаты будут использованы при построении устройства доставки типа «КТМ—МАГЛЕВ» для непрерывного обеспечения криогенным водородным топливом экспериментов на мощных установках ИТС.

Работа выполнена при финансировании РФФИ в рамках проекта № 15-02-02497.

### Литература

[1]. И.В. Александрова, А.А. Акунец, П.И. Безотосный, и др. КСФ, №5, с.15-25, 2016

**СФЕРИЧЕСКАЯ СХОДЯЩАЯСЯ УДАРНАЯ ВОЛНА, СФОРМИРОВАННАЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ НАГРЕВА ВЕЩЕСТВА ПОТОКОМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, ДЛЯ ЗАЖИГАНИЯ МИШЕНИ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА**

<sup>1</sup>Гуськов С.Ю., <sup>2</sup>Змитренко Н.В.

<sup>1</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия*

Представлены результаты расчетно-теоретических исследований формирования сферической сходящейся ударной волны в однородном шаре, состоящем из эквимолярной смеси изотопов водорода, при нагреве внешнего слоя шара потоком моноэнергетических быстрых электронов с заданной энергией частиц. Параметрами задачи в указанной постановке являются: начальный радиус и плотность шара; энергия быстрого электрона, которая определяет начальную толщину нагреваемого слоя; поверхностная плотность нагреваемого слоя, которая остается постоянной и равной произведению начальных значений плотности шара и глубины прогрева; плотность потока энергии быстрых электронов. Практическая сторона задачи относится к одному из наиболее перспективных методов зажигания мишени ЛТС — зажиганию предварительно сжатой мишени сходящейся ударной волной при воздействии завершающей части лазерного импульса с интенсивностью  $I = 10^{15} - 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>, которое сопровождается генерацией быстрых электронов (shock ignition). Численные расчеты выполнены с использованием гидродинамического кода FLORA. Для определения роли отдельных процессов расчеты выполнялись в различных постановках: с учетом и без учета электронной теплопроводности, а также в однотемпературном и двухтемпературном приближениях. В результате построены зависимости от времени давления, температуры и плотности за фронтом волны абляции (на границе разлетающегося вещества) и за фронтом сходящейся ударной волны. Законы кумуляции ударной волны, образованной при нагреве сферического слоя шара с заданной поверхностной плотностью, обсуждаются в сравнении с известными решениями Ландау-Станюковича-Гудерлея. Определены диапазоны изменения параметров предварительно сжатой мишени и потока быстрых электронов, которые отвечают формированию ударной волны способной обеспечить инициирование волны термоядерного горения в центре мишени.

## **АНАЛИТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ КОНСТРУИРОВАНИЕ ТРЕХКАСКАДНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МИШЕНИ**

Долголева Г.В.

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, г. Москва, Россия,  
e-mail: [dolgg@list.ru](mailto:dolgg@list.ru)*

При численном конструировании микромишеней для осуществления тяжелоионного инерциального термоядерного синтеза автор базируется на концепции безударного сжатия. Основой таких мишеней могут служить цилиндрические, слоистые системы.

Ранее рассматривались однокаскадные [1] и двухкаскадные слоистые [2] системы. Были показаны преимущества двухкаскадных мишеней перед однокаскадными по величине вкладываемой энергии и коэффициенту термоядерного усиления. В данной работе рассматриваются трехкаскадные слоистые системы. Аналитически находятся законы энерговложения в каждый из каскадов с целью осуществления безударного сжатия рабочей DT-области и большего отбора энергии этой областью. Аналитические выкладки подтверждаются численными расчетами.

### **Литература**

- [1]. Долголева Г.В., Забродин А.В. "Кумуляция энергии в слоистых системах и реализация безударного сжатия", М, ФИЗМАТЛИТ, 2004.
- [2]. Dolgoleva G.V. Journal of Russian Laser Research, 2013, 34(3), 230.

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЖАТИЯ ДЕЙТЕРИЙ–ТРИТИЕВОЙ МИШЕНИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ И ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

<sup>1</sup>Майоров С.А., <sup>2</sup>Бастыкова Н.Х., <sup>2</sup>Коданова С.К., <sup>2</sup>Рамазанов Т.С.

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, г. Москва, Россия, [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики Казахского национального университета имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан, [kodanova@mail.ru](mailto:kodanova@mail.ru)

В данной работе рассматривается гидродинамическая модель двухтемпературной плазмы в условиях инерционного термоядерного синтеза [1]. В случаях плоской, цилиндрической или сферической симметрии ( $n = 0, 1, 2$ ) система уравнений газовой динамики в лагранжевых координатах с учетом кинетических явлений (вязкость, теплопроводность, неравновесность ионного состава и различие температур ионов и электронов, вклад неупругих процессов ионизации, рекомбинации и потерь на излучение в энергобалансе электронов) имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial s} (r^n u), \quad u = \frac{\partial r}{\partial t}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = r^n \frac{\partial p}{\partial s} + F_{vis}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} = -p_i \frac{\partial}{\partial s} (r^n u) + (Q_{\Delta T} - Q_{i\text{viscosity}}) / \rho - \frac{\partial}{\partial s} (r^n q_i), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} = -p_e \frac{\partial}{\partial s} (r^n u) + (Q_{\Delta T} - Q_{e\text{viscosity}} + -Q_{non\text{ elastic}}) / \rho - \frac{\partial}{\partial s} (r^n q_e), \quad (3)$$

$$p_e = N_e T_e = \frac{z}{m_i} \rho T_e, \quad p_i = N_i T_i = \frac{\rho}{m_i} T_i \quad (4)$$

Эта система уравнений должна быть дополнена уравнениями кинетики ионного состава, а также уравнением переноса лазерного излучения и пучка тяжелых ионов. Обозначения общепринятые, для решения этой системы уравнений использовался метод расщепления по физическим процессам (более подробно см. [2])

В рамках представленной модели на основе численного эксперимента рассмотрены следующие упрощенные физические системы, исследование которых представляет самостоятельный интерес:

- 1) воздействие мощного лазерного импульса на плотную оболочку из золота, ограничивающую смесь дейтерия с тритием;
- 2) воздействие тяжелоионного пучка на плотный горячий плазменный сгусток.

В первой задаче рассматривается сжатие дейтериево-тритиевой смеси за счет разлета внешней оболочки. Важную роль при этом играют волна электронной теплопроводности и ударная волна, распространяющиеся внутрь мишени. Во второй задаче рассмотрено влияние разогрева сгустка плотной горячей плазмы пучком тяжелых ионов.

Выполненные исследования проведены в рамках НТП №0115РК03029 "НУ-Беркли: стратегическая программа исследования критического состояния вещества, перспективных материалов и источников энергии (2014 – 2018 гг.)" МОН РК.

### Литература

- [1]. Фортов В.Е. Физика высоких плотностей энергии. М.: Физматлит, 2013, 712с.  
 [2]. Майоров С.А. ЖВМ и МФ. **26**, 11, 1735-1739 (1986).

## РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ В ПЛАЗМЕ ПОЗИТРОНИЯ, ПРОТИЯ, ДЕЙТЕРИЯ И ТРИТИЯ

<sup>1</sup>Майоров С.А., <sup>1</sup>Голятина Р.И., <sup>2</sup>Коданова С.К., <sup>2</sup>Рамазанов Т.С., <sup>3</sup>Кайканов М.

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,*  
[mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)

<sup>2</sup>*Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики  
Казахского национального университета имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан,*  
[kodanova@mail.ru](mailto:kodanova@mail.ru)

<sup>3</sup>*Национальная лаборатория Астана, Назарбаев университет, г. Астана, Казахстан,*  
[marat.kaikanov@nu.edu.kz](mailto:marat.kaikanov@nu.edu.kz)

В данной работе методом молекулярной динамики проведено моделирование выравнивания температур для полностью ионизованной, горячей, идеальной плазмы. Рассмотрены следующие физические системы:

1) полностью ионизованная плазма изотопов водорода: протия, дейтерия или трития, т.е. система, состоящая из частиц с одинаковыми по величине зарядами, но разными массами (электроны и однократно заряженные ионы);

2) плазма позитрония, т.е. система с равными массами и зарядами.

Задача о релаксации температур рассматривалась многими авторами, начиная с первых кинетических моделей [1], а также методами вычислительного эксперимента [2 – 4]. Обычно теоретические модели ограничиваются случаем малого отклонения системы от равновесного состояния. Расчет релаксации энергии между двумя подсистемами, далекими от равновесия, реально возможен только на основе численного моделирования.

Мы рассматриваем некий объем, в котором в начальный момент времени содержатся два компонента с различными температурами: электроны и однократно заряженные положительные частицы (позитроны, протоны, ядра дейтерия и трития). Для высокотемпературной плазмы инерционного термоядерного синтеза в качестве потенциала взаимодействия частиц хорошей моделью является кулоновский потенциал. Система должна дополняться граничными условиями. Для данной постановки возможны различные граничные условия, наиболее часто используются периодические или зеркальные граничные условия. При временной релаксации начального состояния происходит выравнивание температур. Плазма может находиться в ловушке, либо разлетаться в вакуум - в любом случае, взаимодействие электронной и ионной подсистем приводит к выравниванию температур. Если это электроны и позитроны, то можно говорить о полностью ионизованной плазме позитрония.

Результатом расчетов являются зависимости кинетической энергии электронной и ионной подсистем, как функции времени. Из наклона кривых может быть определен кулоновский логарифм. Обработка результаты расчетов позволяет получить оценку для кулоновского логарифма, как результата численного эксперимента из первопринципов. В работе проведено сравнение с существующими моделями. В частности, по определенному из вычислительного эксперимента кулоновскому логарифму может быть определен верхний предел в процедуре обрезания кулоновских столкновений, нижний же предел интегрирования в кулоновском логарифме точно вычислен аналитический.

Выполненные исследования проведены в рамках НТП №0115PK03029 "НУ-Беркли: стратегическая программа исследования критического состояния вещества, перспективных материалов и источников энергии (2014-2018 г.г.)" МОН РК.

### Литература

- [1]. Коган В.И. В сб. Физика плазмы и проблема упр. терм. реакций, т.1, 1958, с.130-137.
- [2]. Dimonte G., Daligault J. Phys. Rev. Lett. 10, 135001 (2008).
- [3]. Murillo M.S., Dharma-wardana M.W.C. Phys. Rev. Lett 100 205005 (2008).
- [4]. Ordonez C.A., Molina M.I. Phys. Plasmas. 1, 2515(1994).



## ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТРАЕКТОРИЙ ИОНОВ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ, РАССЧИТАННЫХ МЕТОДОМ МОНТЕ КАРЛО

<sup>1</sup>Голятина Р.И., <sup>2</sup>Коданова С.К., <sup>2</sup>Рамазанов Т.С., <sup>1</sup>Майоров С.А.

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,  
mayorov\_sa@mail.ru*

<sup>2</sup>*Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики  
Казахского национального университета имени аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан,  
kodanova@mail.ru*

В последние годы проводятся большое количество теоретических и экспериментальных работ по изучению физических процессов, определяющих конструкцию термоядерной мишени и необходимых параметров будущего драйвера [1 – 2]. Расчет параметров термоядерной мишени тяжелоионного инерциального синтеза требует адекватного количественного описания процессов взаимодействия тяжелоионных пучков с плотной плазмой в широком диапазоне параметров. Поэтому, чтобы знать свойства плотной плазмы в разных условиях, наиболее привлекательным является компьютерное моделирование, которое дает ответ на многие важные вопросы, необходимых для использования плотной плазмы ИТС при решениях энергетических проблем.

В настоящее время существует достаточно много программ позволяющих проводить моделирование процесса ионной имплантации в твердые тела, не прибегая к эксперименту. Моделирование происходит с некой долей погрешности и пока не способно полностью заменить реальные эксперименты, но его результаты оказывают неоценимую помощь в проведении исследований. Наиболее известными программами являются SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) [3] и Geant4 [4].

В данной работе методом Монте Карло проведено моделирование траекторий ионов в плотной плазме инерционного термоядерного синтеза. Главным преимуществом расчета методом Монте-Карло состоит в том, что он позволяет учитывать любой физический процесс непосредственно. Например, локальные и нелокальные неупругие потери энергии, энергию связи между различными атомами, замещающие столкновения и так далее. Кроме того, можно получить точные решения для многокомпонентных и многослойных мишеней сложной геометрии, что позволяет моделировать реальное взаимодействие плазмы с ионным пучком.

Результатом компьютерного моделирования являются численные данные по динамическим характеристикам, такие как, тормозные потери, средний угол рассеяния, глубина проникновения, эффективный пробег частиц. Также по итогам работы была создана программа трехмерной визуализации траекторий ионов в плотной плазме инерционного термоядерного синтеза.

Выполненные исследования проведены в рамках НИР №0115РК01011 "Разработка информационно-программного комплекса по моделированию и визуализации свойств плотной плазмы инерционного термоядерного синтеза (2015-2017 г.г.)" МОН РК.

### Литература

- [1]. Фортов В.Е. Экстремальные состояния вещества. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – С. 345.
- [2]. Davidson R. (Ed.) Frontiers of High Energy Density Physics. – Washington; D.C.: NRC: Natl. Acad. Press, 2003. – P. 160.
- [3]. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P. SRIM – The stopping and range of ions in matter 2010 // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B. - 2010. - Vol. 268. - P. 1818–1823.
- [4]. Mendenhall M.H., Weller R.A. An Algorithm for computing Screened Coulomb Scattering in Geant4 // NIM. - 2005. - Vol.227. - P.420-430.

## **КУЛОНОВСКИЕ ВЗРЫВЫ В ПЛАЗМЕ**

Сексембаев Ж.Б., Баяхметов О.С., Сахиев С.К.

*Евразийский национальный университет им. Л.Н.Гумилева, г. Астана, Казахстан,  
e-mail: [enu@enu.kz](mailto:enu@enu.kz)*

Кулоновский взрыв мишени возникает вследствие взаимодействия сверхмощного лазерного импульса с материалом мишени. При таком воздействии относительно легкие электроны за счет сверхсильных электромагнитных полей, создаваемых сверхкороткими лазерными импульсами, практически мгновенно удаляются из лазерной мишени и формируют релятивистский пучок, направленный преимущественно вдоль оси вектора направления импульса лазера. Образовавшееся за счет огромной переданной лазером энергии полностью ионизованное плазменное состояние, вследствие удаления электронной компоненты, содержит лишь ионную компоненту и, следовательно, имеет некомпенсированный кулоновский заряд в объеме мишени. Это состояние разгоняет ионы мишени до МэВ-ных энергий при “взрыве”, которые создают быстро движущийся в том направлении ступок высокоэнергетических частиц. Некоторые из таких случаев возникновения и применения данного эффекта описаны в [1, 2]. Приобретаемые энергии при Кулоновском взрыве достигают больших значений. Было получено, что значения энергии при взрыве, а также времена разлета зависят от ряда параметров мишеней, таких как заряд частиц мишени, плотность, размеры. Экспериментальные работы, показанные в [2], подтверждают закономерность.

Расчеты с использованием механического подхода проведены для различных конфигураций: частица-частица, одномерный ряд частиц, частицы в объеме цилиндрической и сферической формах. В конфигурации частица-частица энергию, получаемую при Кулоновском отталкивании одноименно заряженных ионов, можно рассчитать путем учета действия Кулоновской силы в каждый момент за все время разлета. Также можно использовать разность энергий двух состояний. Полученные результаты имеют лишь небольшую разницу в коэффициентах. Таким же образом, с использованием необходимых аппроксимаций, сделаны попытки произвести вычисления для других конфигураций. Численные расчеты проведены для случая двукратного изменения размеров систем.

### **Литература**

- [1]. Ворончев В.Т., Кукулин В.И., Ядерная физика, 2010, Т.73, №1, стр.41-61.
- [2]. Zweiback J., *et al.*, Physical Review Letters, 2000, Vol. 84, №12, pp.2634-2637.

## РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОН В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Милантьев В.П.

*Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия, e-mail: [vmilant@mail.ru](mailto:vmilant@mail.ru)*

Векторы поля мощного лазерного излучения, представляемого в виде гауссовых пучков разных мод, содержат в себе как поперечные, так и продольные составляющие [1] (в направлении распространения излучения). При этом продольные составляющие являются величинами первого приближения в разложении по малому параметру:

$$\mu = 2/k_0 a = a/z_R \ll 1,$$

здесь  $k_0$  – волновое число,  $a$  – сужение гауссова пучка,  $z_R$  – рэлеевская длина. При движении заряженной частицы в электромагнитной волне в присутствии внешнего сильного магнитного поля наличие его периодического возмущения может приводить к явлениям параметрического резонанса [2], когда циклотронная частота кратна частоте волны:  $\omega_c = n\omega$ . Однако частота циклотронного обращения частицы даже в сильном магнитном поле, в общем, является малой по сравнению с частотой лазерного излучения. Поэтому указанные резонансы в случае лазерного излучения невозможны.

В настоящей работе рассматривается возможность резонансных явлений в поле мощного лазерного излучения, распространяющегося в направлении ведущего магнитного поля, в условиях отличных от параметрических резонансов. Для проведения усреднения релятивистских уравнений движения электрона по быстрой фазе мощного лазерного излучения, как показано [3], необходимо устранить «большие» быстро осциллирующие члены в этих уравнениях. В связи с этим проводится преобразование поперечных компонент вектора импульса и разделяются «быстрые» и «медленные» движения, связанные с «быстрой» фазой лазерного излучения и «медленной» фазой циклотронного вращения. Рассматривается лазерное излучение фемтосекундной длительности произвольной моды и произвольной поляризации с учетом членов первого порядка в разложении по указанному выше малому параметру. Показано, что при определенных условиях возможны своеобразные локальные резонансы, целиком обусловленные гауссовым характером лазерного излучения. Такие резонансы, в общем, определяются условиями  $\theta_c \cong s\varphi$ , где  $\theta_c$  – фаза циклотронного вращения,  $\varphi$  – медленные добавки к фазе лазерного гауссова излучения, числа  $s = 1, 2$ .

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-02-00640.

### Литература

- [1]. Милантьев В.П., Карнилович С.П., Шаар Я.Н. // Квант. электроника. 2015. Т.45. С.1063.
- [2]. Smirnov Yu.N., Frank-Kamenetskii D.A. // ЖЭТФ. 1968. Т.26 (3). С.627.
- [3]. Милантьев В.П., Кастильо А.Х. // ЖЭТФ. 2013. Т.143 (4). С.642.

## ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПРОДОЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ВОЛНЫ В "ХОЛОДНОЙ" ФОТОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

<sup>1</sup>Вагин К.Ю., <sup>2</sup>Мамонтова Т.В., <sup>1,2</sup>Урюпин С.А.

<sup>1</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
[yagin@sci.lebedev.ru](mailto:yagin@sci.lebedev.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

При воздействии мощного лазерного излучения на атомы вещества образуется плазма с неравновесным распределением электронов по скоростям. При этом время ионизации атомов оказывается на несколько порядков меньше времени существования образующегося неравновесного распределения фотоэлектронов и можно говорить о фотоионизованной плазме, физические свойства которой качественно отличаются от свойств равновесных плазм.

Настоящее сообщение посвящено изучению свойств высокочастотных продольных электронных волн в фотоионизованной плазме, образующейся при туннельной ионизации атомов коротким лазерным импульсом циркулярно поляризованного излучения. Возникающее при этом распределение фотоэлектронов по скоростям является анизотропным. В условиях "холодной" плазмы это распределение можно аппроксимировать следующей функцией:

$$f(\mathbf{v}) = \frac{n}{2\pi v_E} \delta(v_z) \delta(v_{\perp} - v_E), \quad (1)$$

где  $\delta(x)$  — дельта функция, а  $v_E$  — скорость движения электронов в плоскости, перпендикулярной оси анизотропии, задающаяся циркулярно поляризованным полем ионизирующего излучения [2]. Для такой фотоионизованной плазмы частота  $\omega$  продольных волн с волновыми векторами, направленными вдоль оси анизотропии  $\mathbf{k}_{\parallel} = (0, 0, k_{\parallel})$ , также как и в случае холодной изотропной плазмы равна ленгмюровской частоте электронов  $\omega_L$  и не зависит от волнового числа. Свойства продольных электронных волн, распространяющихся под углом к оси анизотропии, качественно иные. Наиболее ярко их своеобразие проявляется для волновых векторов, перпендикулярных оси анизотропии  $\mathbf{k}_{\perp} = (k_{\perp}, 0, 0)$ , когда дисперсионное уравнение имеет сравнительно простой вид

$$(\omega^2 - k_{\perp}^2 v_E^2)^3 = \omega_L^4 \omega^2. \quad (2)$$

Решение кубического уравнения (2) может быть записано в общем аналитическом виде с помощью формул Кардано. Приведем здесь лишь предельные выражения. В длинноволновом пределе, когда  $k_{\perp} \ll \omega_L / v_E$ , для частоты продольных волн имеем

$$\omega^2(k_{\perp}) \approx \omega_L^2 + \frac{3}{2} k_{\perp}^2 v_E^2. \quad (3)$$

В противоположном коротковолновом пределе для  $k_{\perp} \gg \omega_L / v_E$  уравнение (2) приводит к почти линейной зависимости частоты от волнового числа:

$$\omega(k_{\perp}) \approx k_{\perp} v_E \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_L}{k_{\perp} v_E} \right)^{4/3} \right]. \quad (4)$$

Полученные результаты применимы и для описания потенциальных поверхностных волн. Дисперсионное уравнение таких волн отличается от уравнения (2) заменой  $\omega_L$  на  $\omega_L / \sqrt{2}$ , а частота поверхностной волны связана с волновым числом  $k_{\perp}$  соотношениями (3) и (4), в которых вместо  $\omega_L$  входит  $\omega_L / \sqrt{2}$ .

Отметим, что в модели "холодной" плазмы интервал допустимых значений волновых чисел не ограничен сверху, а бесстолкновительное затухание волн отсутствует. Учет разброса фотоэлектронов по скоростям позволяет найти декремент затухания и указать область существования слабозатухающих продольных волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15-02-07490).

## СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОННОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ФРОНТЕ ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЫ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

<sup>1</sup>Карпов С.А., <sup>1,2</sup>Потапенко И.Ф., <sup>1,3</sup>Быченков В.Ю.

<sup>1</sup>*Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия, [karpov.st@yandex.ru](mailto:karpov.st@yandex.ru)*

<sup>2</sup>*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия, [firena@yandex.ru](mailto:firena@yandex.ru)*

<sup>3</sup>*Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия, [bychenk@lebedev.ru](mailto:bychenk@lebedev.ru)*

При взаимодействии лазерного излучения большой интенсивности с плазмой возникают значительные градиенты температуры и плотности, что ставит под сомнение возможность описания реальных лазерных экспериментов в рамках классической гидродинамики. На данный момент накоплен целый ряд экспериментальных данных, подтверждающих представления о нелокальном характере теплопереноса в лазерной плазме и свидетельствующих о невозможности описания теплового переноса в рамках гидродинамических моделей, приводящих, например, к значительной переоценке потока энергии. Вопрос о величине теплового потока является одним из ключевых для успешного осуществления лазерного термоядерного синтеза (ЛТС), поскольку основная часть энергии падающего лазерного излучения поглощается достаточно далеко от области горения — вблизи критической плотности, а затем переносится вглубь плазмы тепловым потоком электронов, от величины которого зависят темп нагрева, температура и сжатие мишени.

В данной работе представлены результаты численного моделирования распространения электронной тепловой волны от нагретой плоской границы в низкоплотной лазерной плазме. Моделирование было выполнено с помощью оригинального 1D3V кинетического кода. Нелинейный оператор кулоновских столкновений рассчитывается с помощью метода прямого дискретного моделирования [1], а самосогласованное электрическое поле рассчитывается в амбиполярном приближении, исходя из условия электронейтральности плазмы на каждом шаге по времени. В работе подробно изучены пространственная и временная эволюция температурного профиля тепловой волны и структура электронной функции распределения (ЭФР) в пространстве скоростей. Результаты кинетического моделирования существенно отличаются от данных аналогичных гидродинамических расчетов. Проведенные расчеты демонстрируют наличие степенного «хвоста» ЭФР, полученного ранее для специфических режимов теплопереноса в работе [2], и показывают, что быстрые надтепловые электроны дают значительный вклад в среднюю кинетическую энергию, обеспечивая существенный предпрогрев плазмы. Полученная степенная зависимость для «хвоста» ЭФР на фронте тепловой волны имеет большое значение для широкого круга процессов связанных с лазерно-плазменным взаимодействием, в частности, в данной работе демонстрируется отличие коэффициента затухания Ландау по сравнению с максвелловским распределением.

### Литература

- [1]. А.В. Бобылев, И.Ф. Потапенко, С.А. Карпов, Мат. моделирование, 2012, т. 9, с. 35-49.
- [2]. S.G. Vochkarev, V.Yu. Vychenkov, W. Rozmus, Physics of Plasmas, 2004, v. 11, p. 3997.

## ПРЯМОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ УЛЬТРАТОНКИХ МИШЕНЕЙ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА, СФОКУСИРОВАННОГО ВНЕОСЕВЫМ ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ЗЕРКАЛОМ

<sup>1,2</sup>Вайс О.Е., <sup>1</sup>Бочкарев С.Г., <sup>3</sup>Тер-Аветисян С., <sup>1,2</sup>Быченков В.Ю.

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [ovais@lebedev.ru](mailto:ovais@lebedev.ru),

<sup>2</sup>Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Gwangju Institute of Science and Technology, Gwangju, Republic of Korea

Современные лазерные технологии, направленные на получение мощных сверхкоротких лазерных импульсов, позволяют получать высокую пространственно-временную концентрацию энергии в остром (сверхостром) фокусе лазерного пучка. В условиях релятивистски сильных лазерных полей использование традиционных способов диагностики характеристик лазерного импульса становится затруднительным, что делает актуальной задачу поиска новых методов. Один из возможных методов диагностики интенсивности релятивистски-сильного лазерного излучения базируется на измерении характеристик напрямую ускоренных электронов при воздействии излучения на разреженный газ или ультратонкую фольгу [1]. Обычно теоретические исследования в этой области ведутся исходя из парааксиального приближения лазерного поля, для которого случай острой/предельно острой фокусировки оказывается вне зоны применимости. Для корректного описания распространения сфокусированного импульса могут быть использованы решения уравнения Гельмгольца, полученные спектральным методом для описания фокусировки тонкой линзой [2], или решения, полученные на основе интегралов Стреттона-Чу для фокусировки параболическим зеркалом [3]. Разработка практических схем описания фокусировки и ускорения частиц из фокуса представляет практический интерес диагностики параметров мощного лазерного излучения.

В данной работе мы предлагаем теоретические основы нового метода диагностики лазерного импульса с помощью анализа энерго-угловых распределений вакуумно-ускоренных электронов из тонкой (сверхтонкой) фольги. В отличие от большинства работ наш подход опирается на реалистичную модель фокусировки излучения, когда оно фокусируется внеосевым параболическим зеркалом. Решение задачи нахождения лазерных полей производилось для типичных размеров зеркала в лазерно-плазменных экспериментах на основе точных интегралов Стреттона-Чу, что позволило охватить различные диапазоны остроты фокусировки вплоть до дифракционного предела. Расчет динамики электронов велся в рамках метода пробных частиц, что является оправданным, когда силы со стороны плазменного поля пренебрежимо малы по сравнению с силами, действующими со стороны лазерного импульса. Такое приближение работает при фокусировке излучения в разреженный остаточный газ в камере или на тонкую (сверхтонкую) фольгу. В расчетах были получены спектрально-угловые распределения ускоренных электронов в зависимости от фокальной интенсивности, остроты фокусировки, временной формы и пространственной структуры лазерного импульса на зеркале, что позволяет диагностировать интенсивность импульса, а также качество лазерного пучка.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-12-00194, 09244, 14-02-00849).

### Литература

- [1]. Kalashnikov M., Andreev A., Ivanov K., et al, Laser. Part. Beams, 2015, **33**, 361.
- [2]. Bochkarev S. G., Bychenkov V. Yu., Quantum Electron. 2007, **37**(3), 273; Vais O.E., Bochkarev S.G., Bychenkov V.Yu., Plasma Phys. Rep., 2016, **42**(9), 818.
- [3]. Popov K.I., Bychenkov V. Yu., Rozmus W., Sydora R.D., Phys. Plasmas, 2008, **15**, 013108.

## **ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ИНИЦИИРОВАННОГО ИСТОЧНИКА ГАММА ИЗЛУЧЕНИЯ**

<sup>1</sup>Лобок М. Г., <sup>1,2</sup>Брантов А.В., <sup>1,2</sup>Быченков В. Ю.

<sup>1</sup>*Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, г. Москва, Россия*

Лазерно-плазменные методы ускорения заряженных частиц до высоких энергий и генерации вторичного излучения вот уже более десяти лет привлекают повышенный интерес благодаря возможности практических применений в управляемом термоядерном синтезе, в ядерной физике, в материаловедении, биологии, медицине.

Одно из наиболее перспективных применений пучков электронов, ускоренных лазерными методами, состоит в их использовании для получения мощного источника гамма излучения. В данной работе с использованием трехмерного численного моделирования, найдены оптимальные режимы генерации максимально возможного числа горячих электронов из мишеней плазменной короны, облучаемых коротким мощным лазерным импульсом. Продемонстрировано, что размер и профиль плотности является одним из основных параметров, характеризующих температуру и количество ускоряемых электронов, что в свою очередь определяет выход гамма излучение и его жесткость. Изучены гамма спектры лазерно-ускоренных электронов, попадающих на мишень конвертер, расположенную за первичной мишенью. Гамма спектры рассчитаны методом Монте-Карло. Использование мишеней плазменной короны со специально подобранным профилем, позволяет значительно поднять выход энергетичных электронов. Именно такие мишени являются оптимальные для получения вторичного гамма излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-02-00088а.

## ГЕНЕРАЦИЯ КОРОТКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ РЕЗКОЙ ГРАНИЦЫ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Кузнецов С.В.

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [shenau@rambler.ru](mailto:shenau@rambler.ru)*

Аналитически и посредством численного моделирования исследуется процесс генерации компактных сгустков электронов при взаимодействии широкого лазерного импульса с полуограниченной плазмой, имеющей резкую границу [1].

Показано, что процесс формирования сгустков электронов при прохождении лазерного импульса через границу плазмы полностью определяется характеристиками плазменных осцилляторов, возбужденных в ней лазерным импульсом. Необходимым условием генерации сгустков электронов является условие, чтобы энергия плазменных осцилляторов была больше релятивистского гамма-фактора кильватерной волны лазерного импульса. В результате развития процесса генерации происходит самоинжекция фоновых электронов плазмы в ускоряющую фазу первого периода кильватерной волны лазерного импульса и последующее ускорение в ней электронного сгустка.

Выявлено, что процесс самоинжекции электронов в кильватерную волну начинается с того электрона, который до воздействия на него лазерного импульса находился в глубине плазмы на расстоянии от ее границы равном амплитуде его осцилляций, вызванных взаимодействием с лазерным импульсом. В дальнейшем этот электрон становится лидером, т.е. является самым первым в головной части захваченного кильватерной волной сгустка. Характеристики плазменных осцилляторов полностью определяют толщину слоя плазмы, из которого все электроны инжектируются в кильватерную волну и формируют в ней сгусток захваченных электронов. Энергия инжектируемых электронов такова, что их скорость близка к фазовой скорости кильватерной волны.

Распределение электронов захваченного сгустка по координате характеризуется их группировкой вблизи электрона-лидера, причем плотность электронов в сгустке может на несколько порядков превышать плотность плазмы. Это соответствует тому, что длина захваченного сгустка много меньше толщины плазменного слоя, в котором данные электроны располагались изначально.

Длина захваченного сгустка формируется за счет эффекта кинематической группировки, который состоит в том, что самоинжекция электрона в кильватерную волну происходит в той пространственной точке и в тот момент времени, когда электрон-лидер вместе с захваченными ранее электронами, находятся вблизи нее.

Определены параметры сгенерированного сгустка электронов — заряд сгустка, его длина и разброс по энергии между электронами в нем. Показано, что в данном процессе возможно получение коротких сгустков электронов (соответствующих длительности в десятки аттосекунд) и достаточно большого заряда в несколько сотен пК, подходящих для последующего моноэнергетического ускорения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-50-00124)

### Литература

[1]. Кузнецов С.В. ЖЭТФ, 2016, Т 150, №. 2 (8), С. 195–213.



## **СИСТЕМА ПЕРЕДАЧИ АНАЛОГОВЫХ СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ МОДУЛЯТОРОВ ИНТЕНСИВНОСТИ ПО СХЕМЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА-ЦЕНДЕРА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ**

Богомоллов В.И., Дмитриев Ю.В., Игнатъев Н.Г., Коротков К.Е., Крапива П.С.,  
Москаленко И.Н., Москвичев В.А., Писков С.С.

*Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия*  
[kirill.e.korotkov@gmail.com](mailto:kirill.e.korotkov@gmail.com)

Волоконно-оптические линии связи являются альтернативой традиционным коаксиальным кабелям для передачи однократных широкополосных аналоговых сигналов на мощных физических установках. Малый коэффициент затухания, значительная полоса пропускания и низкая дисперсия в одномодовых волокнах телекоммуникационного диапазона позволяют передавать оптические аналоги зарегистрированных сигналов (в том числе слабых) на значительное расстояние с сохранением временного разрешения.

Наиболее простым способом формирования оптического аналога электрического сигнала является прямая модуляция: ток, протекающий через светодиод или лазерный диод, а, следовательно, и интенсивность оптического излучения, определяются током с детектора исследуемого процесса. Основным недостатком такого метода является то, что источник оптического излучения является также и модулятором. Модуляция тока, протекающего через диод, одновременно изменяет несколько параметров оптического излучения (интенсивность, длину волны генерации, резонансную частоту в амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) и т.п.), что существенно ограничивает характеристики данного метода передачи сигналов.

В методе внешней модуляции источник оптического излучения отделен от модулятора, что позволяет увеличивать оптическую мощность (а, следовательно, динамический диапазон) без изменения АЧХ линии передачи, минимизировать нежелательную частотную модуляцию сигнала (чирп), повысить информационную емкость (с использованием технологии частотного уплотнения), разместить источник оптического излучения в защищенной зоне.

Для формирования оптического аналога в работе используются электрооптические модуляторы интенсивности по схеме интерферометра Маха-Цендера (ММЦ) [1 – 3]. Для восстановления формы передаваемых сигналов используется метод определения функции пропускания и рабочей точки ММЦ непосредственно во время проведения эксперимента [4]. Представлены результаты передачи сигналов с высоким динамическим диапазоном на расстояние не менее 1 км.

### **Литература**

- [1]. S.E. Caldwell et al. Burn history measurements in laser based fusion Rev. Sci. Instrum., 1997, v. 68, no. 1, p. 603-606
- [2]. E.K. Miller et al. Mach-Zehnder recording systems for pulsed power diagnostics Rev. Sci. Instrum., 2012, v. 83, p. 10D719
- [3]. W.R. Donaldson et al. A single-shot, multiwavelength electro-optic data-acquisition system for inertial confinement fusion applications (invited) Rev. Sci. Instrum., 2012, v. 83, p. 10D726
- [4]. К.Е. Коротков, Н.Г. Игнатъев, П.С. Крапива, И.Н. Москаленко, С.С. Писков Система передачи формы импульса по оптоволоконной линии методом внешней модуляции. Международная конференция XVIII Харитоновские тематические научные чтения, 19-22 апреля 2016 года. Тезисы. Саров, 2016, стр. 38

## **РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСА МРИ НА УСТАНОВКЕ ГАММА-4**

Завьялов Н.В., Селемир В.Д., Репин П.Б., Гордеев В.С., Репьев А.Г., Орлов А.П.,  
Репин Б.Г., Мозговой А.Л., Страбыкин К.В.

*Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
г. Саров, Нижегородская область, Россия*

В докладе приводятся результаты прогнозных расчетов параметров импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на создаваемой в РФЯЦ-ВНИИЭФ четырехмодульной электрофизической установке «Гамма-4» в режиме работы модулей на единую плазменную нагрузку (Z-пинч).

Представлена конструктивная схема узла сумматора тока. Определены параметры уточненной двухконтурной эквивалентной электротехнической цепи установки «Гамма-4».

В рамках 0D модели KART [1] проведена серия оптимизационных расчетов Z-пинча. В результате определена конфигурация цилиндрической лайнерной сборки из тонких вольфрамовых проволочек, в которой реализуется максимальная кинетическая энергия.

Выполнено 2D магнитогидродинамическое (МГД) моделирование оптимального Z-пинча с использованием методики FLUX-rz, разработанной в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Расчётная модель учитывает перенос излучения в многогрупповом диффузионном приближении и описание процесса абляции проволочек лайнера в режиме затянутого плазмообразования [2, 3].

В результате проведенного численного моделирования получены прогнозные характеристики пинчующейся плазмы Z-пинча и спектрально-временные характеристики генерируемого импульса МРИ на установке «Гамма-4».

Проведённые 3D РМГД расчёты двухкаскадной многопроволочной лайнерной нагрузки установки «Гамма-4» подтвердили эффективность генерации импульса МРИ при имплозии оптимального лайнера, выбранного по результатам проведённых двумерных расчётных скейлингов. Кроме того, трёхмерное моделирование даёт специфичный расчётный прогноз об отсутствии влияния начальной взаимно-угловой ориентации внешнего и внутреннего многопроволочных каскадов на параметры генерируемого импульса МРИ.

### **Литература**

- [1]. M.P. Desjarlais and B.M. Marder. Theory of wire number scaling in wire-array Z pinches. Phys. Plasmas, 1999, V.6, N5, pp. 2057-2064.
- [2]. B.G. Repin, A.P. Orlov, P.B. Repin, and V.D. Selemir. Calculation Method of Radiation Spectral Transfer in Frameworks of Two-Dimensional Magnetohydrodynamic Code FLUX-rz. IEEE Trans. on Plasma Science, 2010, V.38, N8, pp.1822-1827.
- [3]. Б.Г. Репин, А.П. Орлов. Численное моделирование многопроволочных Z-пинчей с учетом затянутого плазмообразования // Сборник докладов XII Международной научной конференции по проблемам физики высоких плотностей энергии «Харитоновские чтения», Саров, 2010, с.526.

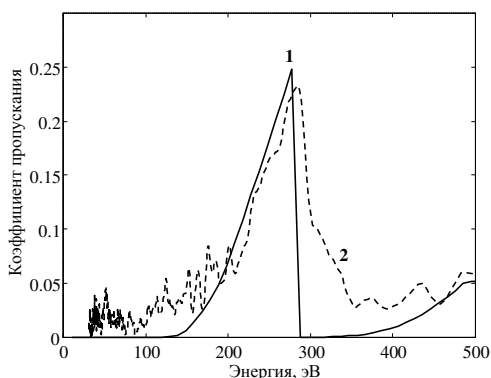
## ОБЛУЧЕНИЕ МОЩНЫМ ПОТОКОМ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНКОЙ Sn ПЛЕНКИ

<sup>1</sup>Александров В.В., <sup>1</sup>Грабовский Е.В., <sup>1</sup>Грицук А.Н., <sup>1</sup>Волков Г.С., <sup>1</sup>Митрофанов К.Н.,  
<sup>1</sup>Олейник Г.М., <sup>1</sup>Фролов И.Н., <sup>1</sup>Чурин А.А., <sup>2</sup>Шевелько А.П., <sup>2</sup>Голстихина И.Ю.

<sup>1</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк,  
 г. Москва, Россия, e-mail: [griar@triniti.ru](mailto:griar@triniti.ru)

<sup>2</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
 e-mail: [shevelko@rambler.ru](mailto:shevelko@rambler.ru)

Основополагающие эксперименты по физике высокой плотности энергии требуют создания макроскопических количеств вещества, которое однородно нагрето до экстремальных условий. На установке сверхвысокой электрической мощности Ангара-5-1 поток рентгеновского излучения с энергией до 100 кДж позволяет этого достичь. Перенос энергии тесно связывает излучательные свойства плазмы с её гидродинамикой, и это играет важную роль в ИТС, применениях рентгеновских источников, астрофизике. Плазма из материалов с большим атомным номером  $Z$  привлекает большое внимание как источник излучения вакуумного ультрафиолета (ВУФ). Плазма олова Sn является привлекательным источником благодаря своей компактности и высокой излучательной способности. Экспериментальные данные по непрозрачности Sn плазмы в основном диапазоне ВУФ эмиссии являются критическими для определения оптимальных условий ВУФ генерации и исключительно важны для исследования переноса ВУФ излучения через периферийную плазму. Была выполнена серия экспериментов по облучению оловянных пленок мощным источником рентгеновского излучения на основе Z-пинча на установке Ангара-5-1 в геометрии аналогичной применявшейся ранее при облучении тонких алюминиевых фольг [1]. На расстоянии 11 мм от оси, была размещена лавсановая пленка толщиной  $311 \text{ мкг/см}^2$  ( $\approx 2,2 \text{ мкм}$ ) с оловянным слоем толщиной  $64 \text{ мкг/см}^2$  ( $\approx 0,09 \text{ мкм}$ ). Плотность мощности излучения на мишени в максимуме рентгеновского импульса варьировалась в диапазоне от  $0,05 \text{ ТВт/см}^2$  и  $0,11 \text{ ТВт/см}^2$ . В каждом эксперименте одновременно регистрировались три спектра излучения: 1) прошедшего через плазму олова, 2) прошедшего через холодный слой Sn такой же массы, и 3) спектр излучения Z-пинча. Полученные результаты позволили определить коэффициент пропускания олова в виде «горячей» плазмы и «холодного» слоя. Коэффициент пропускания «горячей» фольги в диапазоне энергий 30 – 280 эВ возрастает, что может быть связано с изменением пропускания плазмы не только оловянного слоя, но и лавсановой подложки.



Проявляются особенности спектра в области 13,5 нм, связанные с Sn. Отметим также, что расчетное [2] пропускание «холодной» фольги (кривая 1 на рисунке) количественно совпадает с полученным нами экспериментальным (кривая 2 на рисунке). Такое совпадение не наблюдалось в экспериментах с Al фольгой [1].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Госкорпорации Росатом и РФФИ по грантам: №16-02-00084-а, №16-02-00112-а и № 16-02-00491-а.

### Литература

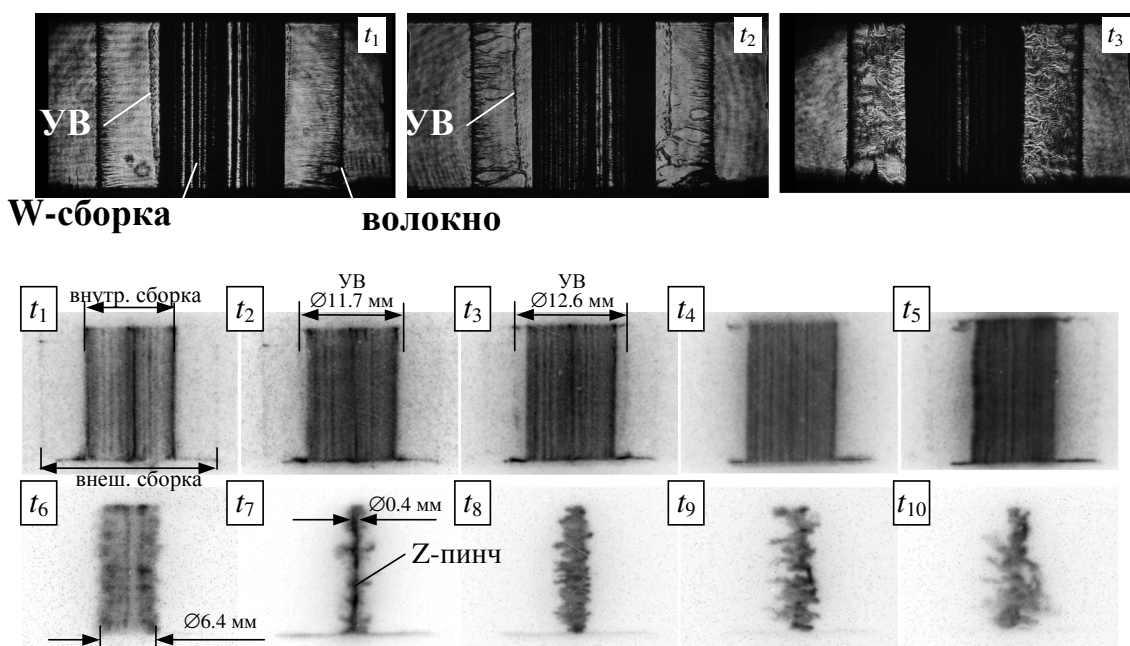
- [1]. Е.В. Грабовский, П.В. Сасоров, А.П. Шевелько, В.В. Александров, С.Н. Андреев, М.М. Баско, А.В. Браницкий, А.Н. Грицук и др. Письма в "Журнал экспериментальной и теоретической физики". 2016. Т. 103. № 5. С. 394-401.
- [2]. [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/filter2.html](http://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html)

## ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЛАСТИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПРОСТРАНСТВЕ МЕЖДУ КАСКАДАМИ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК

Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н.

Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк, г. Москва, Россия, [mitrofan@triniti.ru](mailto:mitrofan@triniti.ru)

Представлены результаты исследований сжатия плазмы двухкаскадных (вложенных друг в друга) проволочных и волоконныхборок при протекании по ним тока до 4 МА на установке Ангара-5-1. Получены различные режимы движения плазмы в пространстве между каскадами: доальфвеновский  $V_r < V_a$ , сверхальфвеновский  $V_r > V_a$  и режим с формированием переходной области — ударной волны (УВ) между каскадами. Сравнение экспериментальных данных с численным МГД-кодом позволило определить физические условия, при которых осуществляется тот или иной режим сжатия. При помощи лазерного теневого зондирования плазмы и по кадровой рентгеновской съемке исследованы особенности формирования области УВ и ее разрушения. Сделана оценка плотности плазмы в данной области. Подавление МРТ-неустойчивости при сжатии внутреннего лайнера приводит к образованию компактного излучающего Z-пинча и генерации короткого по времени импульса мягкого рентгеновского излучения ( $>100$  эВ). Получены импульсы рентгеновского излучения амплитудой 4 ТВт и длительностью  $\sim 5$  нс.



Наблюдение области формирования УВ в пространстве между каскадами во вложенныхбороках на кадровых лазерных теневых и рентгеновских изображениях. Анод — вверху, катод — внизу.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 16-02-00084 и № 16-02-00112).

## ДВИЖУЩИЕСЯ И СТАЦИОНАРНЫЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В ПИНЧЕВЫХ РАЗРЯДАХ

<sup>1</sup>Никулин В.Я., <sup>2</sup>Старцев С.А., <sup>1</sup>Цыбенко С.П.

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [kink@sci.lebedev.ru](mailto:kink@sci.lebedev.ru)

<sup>2</sup>Финансовый университет при Правительстве Российской Федерации, г. Москва  
Россия, e-mail: [sastartsev@bk.ru](mailto:sastartsev@bk.ru)

В пинчевых разрядах наблюдаются структуры тока и плазмы, которые получили название токовых филаментов [1, 2]. Эти структуры имеют нитеобразную форму, и их диаметр варьируется в широких пределах субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов. Они зарождаются у поверхности изолятора и затем сходятся к оси разряда и, наконец, располагаются у этой оси.

В МГД-теории были предложены разные механизмы возникновения филаментов, например, вследствие развития радиационной неустойчивости или из-за неоднородности ионизации плазмы на стадии пробоя газа. Однако последовательной математической модели для описания филаментов выдвинуто не было не только в рамках МГД-теории, но и в других альтернативных подходах.

В данной работе представлены результаты исследований (аналитических и численных) цилиндрических структур, соответствующих токовым филаментам, в простой модели плазмы с лондоновским током в формализме Давыдова-Захарова [3] (в этой модели плотность тока пропорциональна векторному потенциалу электромагнитного поля в отличие от МГД или электронной магнитной гидродинамики). Найдены решения для движущихся (дозвуковых и сверхзвуковых) и стационарных цилиндрических структур, включающие в себя тангенциальный разрыв, по поверхности которого течет ток, вызывающий индукционные обратные токи вокруг тангенциального разрыва, в том числе текущие по поверхности разрыва, на котором магнитное поле меняет свое направление на противоположное. Результаты расчетов определяются тремя свободными параметрами: скоростью движения цилиндрической структуры, безразмерным радиусом, который задает расположение разрыва, где магнитное поле меняет направление на противоположное, и значением плотности на этом разрыве. Полученные цилиндрические структуры оказываются субмиллиметровыми, причем магнитное поле в них может достигать мегагауссных значений.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект №16-12-10351)

### Литература

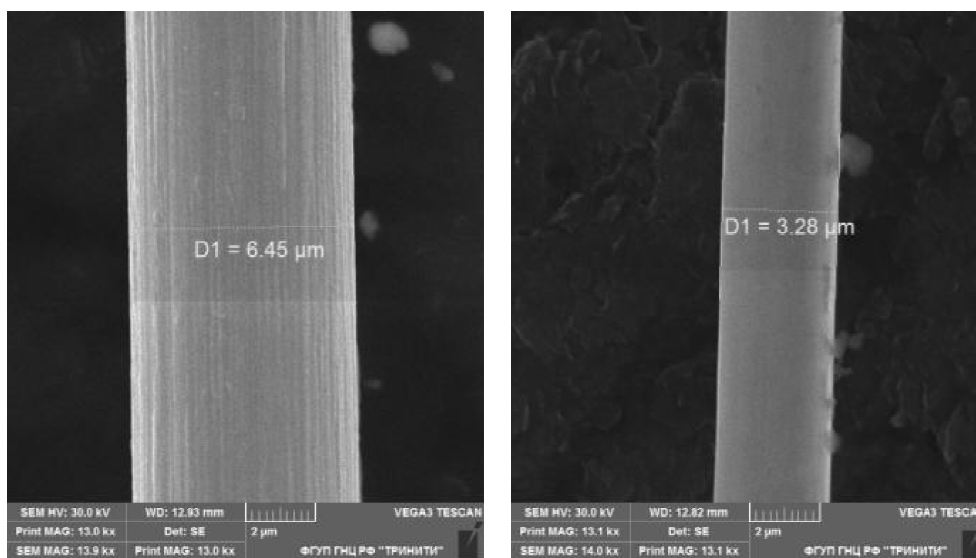
- [1]. Кварцхава И.Ф., Кервалидзе К.Н., Гваладзе Ю.С., Зукакишвили Г.Г., Ядерный синтез, 1965, **5**, 181.
- [2]. Soto L., Pavez C., Castillo F., Veloso F., Moreno J., Auluck S.K.H., Physics of Plasmas, 2014, **21**, 072702.
- [3]. Никулин В.Я., Старцев С.А., Цыбенко С.П., Краткие сообщения по физике, 2015, **42**, №5, 21.

## ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА МИКРОННЫХ ВОЛЬФРАМОВЫХ ПРОВОЛОК ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПЛОЗИИ КВАЗИСФЕРИЧЕСКИХ ЛАЙНЕРОВ

Джангобегов В.В., Олейник Г.М., Родионов Р.Н.

Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк,  
г. Москва, Россия, e-mail: jvv88@triniti.ru

Исследования квазисферического сжатия плазменных лайнеров током мощного импульсного генератора Ангара-5-1 требуют новых технических и технологических решений для изготовления соответствующих плазмообразующих нагрузок [1]. Так были разработаны методики электростатического растяжения проволочного цилиндрического лайнера [2] и нанесения тонких слоев легкоплавкого металла для создания лайнера с профилированной массой [3]. Другой способ формирования профиля линейной массы у проволочной нагрузки заключается в применении катодного распыления [4]. Новая технология позволяет изготовить проволочную нагрузку из девятимикронных вольфрамовых проволок, линейная масса которой менялась вдоль высоты по закону  $m_l \sim \sin^{-1}(h)$ , добиться уменьшения диаметра проволок вплоть до 3 мкм (рисунок).



Участок проволоки лайнера до обработки (слева) и после обработки (справа).

В экспериментах на установке Ангара-5-1 продемонстрировано более компактное сжатие квазисферических лайнеров, изготовленных с применением технологии катодного распыления, по сравнению с аналогичными лайнерами без профилированной массы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-32-00913.

### Литература

- [1]. В.П. Смирнов, С.В. Захаров, Е.В. Грабовский. Письма в ЖЭТФ, 2005, Т.81, № 9, С.556.
- [2]. Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук, В.П. Смирнов и др. Письма в ЖЭТФ, 2009, Т.89, № 7, С.371.
- [3]. В.В. Александров, Г.С. Волков, Е.В. Грабовский и др. Физика плазмы, 2012, Т.38, № 4, С.345.
- [4]. Е.В. Грабовский, В.В. Джангобегов, Г.М. Олейник. ПТЭ, 2014, № 6, С.75.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ПЛАЗМОФОКУСНОМ РАЗРЯДЕ**

Ананьев С.С., Крауз В.И., Мялтон В.В., Суслин С.В., Харрасов А.М.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [Ananyev\\_SS@nrcki.ru](mailto:Ananyev_SS@nrcki.ru)*

На плазменном фокусе «ПФ-3» методами скоростной фоторегистрации исследована стадия формирования пинча, являющегося источником аксиального плазменного потока. Основной упор был сделан на регистрацию начального момента генерации потока. Наблюдалось поведение аксиальных потоков вещества на различной высоте над анодом. Обнаружено, что свечение в видимой области на удалении 4,5 и 8,5 см от анода возникает раньше сжатия токонесущей оболочки на ось на этой высоте. Это излучение возникает в момент формирования пинча у анода и может быть вызвано аксиальными потоками плазмы или ионизацией фонового газа под действием рентгеновского излучения. Оно имеет пространственную и временную модуляцию и наблюдается вплоть до сжатия токонесущей оболочки на оси на этой высоте. По окончании сжатия пинча, на уровне верхней плоскости токонесущей оболочки зафиксировано формирование аксиальных плазменных потоков, движущихся со скоростью более  $1 \times 10^7$  см/с. Эти потоки также имеют пространственную и временную модуляцию. Есть основания считать, что именно эти потоки вещества наблюдаются на значительном удалении от анода в виде компактных джетов [1 – 5]. Комбинация нескольких щелевых разверток, размещаемых в различных направлениях и на различном удалении от плоскости анода, позволила воссоздать пространственную картину формирования аксиальных потоков вещества.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-01203-а, 16-32-00917-мол\_а и 14-29-06085-офи\_м.

### **Литература**

- [1]. B. Albertazzi, et al. — Science 17 October 2014: 325-328
- [2]. F. Suzuki-Vidal et al. — Journal of Physics, Conference Series 511 (2014) 012050
- [3]. V. Krauz, et al. — Physica Scripta, T161 (2014) 014036
- [4]. К.Н. Митрофанов и др. Исследование распределения магнитного поля в плазменном потоке, генерируемом плазмофокусным разрядом — ЖЭТФ, 2014, 146, вып.5(11),1035-1050
- [5]. С.С. Ананьев и др. Исследования импульсных плазменных потоков, создаваемых в нецилиндрических z-пинчевых системах, электронно-оптическими методами. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, вып. 4.

## СТРУКТУРА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ФОРМИРУЕМЫХ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ С ИМПУЛЬСНЫМ НАПУСКОМ ГАЗА

<sup>1</sup>Войтенко Д.А., <sup>2</sup>Крауз В.И., <sup>2</sup>Ананьев С.С., <sup>1</sup>Астапенко Г.И., <sup>1</sup>Басилая А.Д.,  
<sup>1</sup>Марколия А.И., <sup>1</sup>Тимошенко А.П., <sup>3</sup>Митрофанов К.Н., <sup>2</sup>Мялтон В.В.,  
<sup>2</sup>Харрасов А.М.

<sup>1</sup>Сухумский физико-технический институт, г. Сухум, Абхазия, [opti-sfti@yandex.ru](mailto:opti-sfti@yandex.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [krauz\\_vi@nrcki.ru](mailto:krauz_vi@nrcki.ru)

<sup>3</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк, г. Москва, Россия, [mitrofan@triniti.ru](mailto:mitrofan@triniti.ru)

В процессе кумуляции токово-плазменной оболочки на оси плазмодиффузионных систем формируются ускоренные плазменные потоки, распространяющиеся в направлении катода. К настоящему времени установлено [1]:

- плазменные потоки (джеты) это компактные образования, имеющие светящийся (в оптической области) фронт и токовую структуру со связанным с ней магнитным полем
- при взаимодействии с фоновым газом наблюдается уменьшение скорости плазменных джетов на длине пролета. Сила торможения, по результатам оптических измерений,  $\propto v^2$  ( $v$  — скорость джета).

В докладе представлены результаты экспериментов на ПФ мейзеровского типа КПФ-4 [2].

На установке реализована система импульсного заполнения электроразрядной системы рабочим газом. Регулируемая задержка ПФ разряда относительно импульсного клапана позволяет исследовать влияние газового профиля в электроразрядной системе на формирование и динамику джета в дрейфовом пространстве с низким фоновым давлением.

В экспериментах с разрядами в аргоне (ток разряда  $I_{\max} \sim 1,5$  МА, среднее давление газа в электроразрядной системе  $\sim 1$  Торр) показано:

- по измерениям с помощью оптических коллиматоров скорость джета постоянна на длине пролета (45 см от поверхности анода), и увеличивается с ростом давления на оси разряда в промежутке катод-анод. Интенсивность излучения в оптической области падает в  $\sim 10$  раз по сравнению с режимом со стационарным напуском газа.
- магнитозондовые измерения в приосевой области показывают наличие трех компонент магнитного поля ( $B_r, B_\phi, B_z$ ), что свидетельствует о сложной пространственно-временной структуре захваченных магнитных полей и связанных с ней циркулирующих токов,
- взаимная синхронизация оптической радиальной развертки и сигналов магнитных зондов позволила выяснить локализацию областей с захваченным магнитным потоком относительно областей оптического свечения плазмы. В основном магнитное поле сосредоточено в области слабого оптического свечения плазмы, в так называемых “магнитных пузырях”
- с помощью баллистического устройства измерен импульс, передаваемый мишени (медный диск диаметром 100 мм и толщиной 1 мм) при торможении джета, измерение температуры мишени дает оценку энергии джета  $E \approx 2$  кДж. Пролетное расстояние до мишени 50 см.

Работа частично поддержана грантами РФФИ, проект № 15-52-40009\_Абх и 14-29-06085-офи\_м.

### Литература

- [1]. Крауз В.И., Войтенко Д.А., Митрофанов и др. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т.38, вып.2, с.19.
- [2]. Андреещев Е.А., Войтенко Д.А., Крауз В.И. и др. Исследование динамики токово-плазменной оболочки на плазмодиффузионной установке КПФ-4 – Феникс. Физика плазмы. 2007. Т.33. №3. С.247-256.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА В ПЛАЗМОФОКУСНОМ РАЗРЯДЕ ПРИ ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИИ В ФОНОВОМ ГАЗЕ

<sup>1</sup>Харрасов А.М., <sup>1</sup>Ананьев С.С., <sup>1</sup>Виноградов В.П., <sup>1</sup>Виноградова Ю.В.,  
<sup>2</sup>Войтенко Д.А., <sup>1</sup>Крауз В.И., <sup>1</sup>Мялтон В.В.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [airat.kharrasov@gmail.com](mailto:airat.kharrasov@gmail.com)

<sup>2</sup>Сухумский физико-технический институт, г. Сухум, Абхазия

В НИЦ «Курчатовский институт» ведутся работы по исследованию плазменных потоков, генерируемых в плазмофокусном разряде, и их применению в моделировании астрофизических джетов. Значительное влияние на структуру и динамику плазменного потока оказывают как качественные, так и количественные параметры среды распространения джета. Поэтому одной из основных задач в исследовании является изучение структуры и динамики плазменных потоков в различных газах.

В работе представлены результаты исследования плазменных потоков, генерируемых на установке ПФ-3, при их распространении в фоновой плазме на расстояния до 1 м от места генерации. Методами скоростной фотографии получены данные о структуре плазменных образований на расстояниях 35, 65 и 95 см от поверхности анода. Съёмка производилась с 2 взаимно перпендикулярных направлений, что позволило получить представление об объёмной структуре объекта. Поставлены эксперименты по исследованию ионизационного состава плазменного джета при разряде в неоне. Произведена регистрация потока в 3 сечении пролётной камеры (95 см от анода) с использованием цветных фильтров ФС-1 (для выделения NeII) и КС-19 (для выделения NeI). Отсутствие существенных отличий во фронте и структуре плазменного потока может говорить о том, что в джете нет чёткого разделения областей с атомарным и однократно ионизованным неоном. Однако вопрос требует более детального изучения на расстояниях ближе к месту генерации.

Проведены эксперименты по регистрации плазменных потоков ЭОП-регистраторами и камерой со щелевой развёрткой, позволившей получить информацию о динамике объекта при распространении в фоновом газе. Отмечена высокая корреляция результатов обоих диагностик: схожая форма фронта плазменного потока, на развёртках можно выделить в составе общего джета фронты отдельных потоков плазмы по форме совпадающий с фронтами на ЭОПограммах. Анализ щелевых развёрток дал основания полагать, что в движении плазменного потока присутствует вращательная компонента.

Проведены исследования торможения потока с помощью оптических коллиматоров. Ранее было показано, что движение потока плазмы описывается уравнением:  $V = V_0 e^{-x/X_0}$ , где  $V_0$  — скорость струи в начальный момент времени,  $X_0$  — длина торможения. Сила торможения при этом  $F_{\text{торм}} \sim V^2$ . Показано, что при определенных условиях достаточно измерений на двух расстояниях для корректного определения  $V_0$  и  $X_0$ . Получена формула для определения средних скоростей и длины торможения.

Аналогичные измерения проведены на установке КПФ-4 (СФТИ). Проведена модернизация схемы измерений с помощью оптических коллиматоров: установлено 10 ФЭУ 115 для пяти двойных коллиматоров, унифицированы источники питания ФЭУ, проведена калибровка каналов. Определены  $V_0$  и  $X_0$  в разрядах на водороде и аргоне при стационарном напуске газа и при импульсном напуске аргона.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (№ 14-29-06085-офи\_м, № 14-02-01203-а и №16-32-00917-мол-а, № 15-52-40009 Абх\_а).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СИЛЬНОТОЧНЫХ РАЗРЯДАХ В СФЕРИЧЕСКИХ КАМЕРАХ С ПЛАЗМЕННЫМ ФОКУСОМ

Долинский В.Ю., Гаранин С.Ф., Мамышев В.И., Макеев Н.Г., Шигаев Ю.С.

*Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
г. Саров, Нижегородская область, Россия*

Приведены результаты разработки двумерного эйлерового магнитно-гидродинамического (МГД) кода для проведения расчетных исследований динамики плазменной оболочки в сферических камерах с плазменным фокусом [1, 2]. В работе использовались уравнения магнитной гидродинамики с учетом диффузии магнитного поля, теплопроводности и излучения плазмы. При расчете магнитного поля применялась неявная схема. При этом расчет компонент ионной скорости был совмещен с расчетом электрических полей. Такой подход позволяет избавиться от ограничения на счетный шаг по времени, связанного с магнитной скоростью звука и описывать движение плазмы в вакуумной области позади плазменной оболочки. Для расчета проводимости плазмы использовались классические формулы с поправкой на возможное появление в плазме аномального сопротивления. Описанный выше подход для расчета электрического и магнитного полей и формулы для проводимости плазмы были взяты из работы [3]. Расчет нейтронного выхода проводился в предположении лишь термоядерного механизма генерации нейтронов. Для ускорения расчетов на многопроцессорных системах с общей памятью реализовано распараллеливание кода.

В работе изучено влияние диффузии магнитного поля, теплопроводности и аномального сопротивления плазмы на динамику плазменной оболочки и зависимость напряжения от времени между анодом и катодом

Проведено моделирование движения плазменной оболочки в сферической камере с диаметром анода 6 см и диаметром катода 12 см при запасенной энергии в конденсаторной батарее 17 кДж и амплитуде разрядного тока ~700 кА. Сравнение полученных в эксперименте осциллограмм напряжения и тока в цепи разряда с расчетными зависимостями показало удовлетворительное согласие расчета с экспериментальными данными. Рассчитанный нейтронный выход составил  $4 \times 10^9$  ДТ-нейтронов. Измеренное в эксперименте с погрешностью  $\pm 20\%$  значение нейтронного выхода составило  $1,9 \times 10^{11}$  ДТ-нейтронов за импульс. Данное обстоятельство свидетельствует в пользу того, что термоядерный механизм генерации нейтронов не вносит существенный вклад в нейтронный выход из плазменного фокуса и подтверждает выводы, сделанные в работе [3].

### Литература

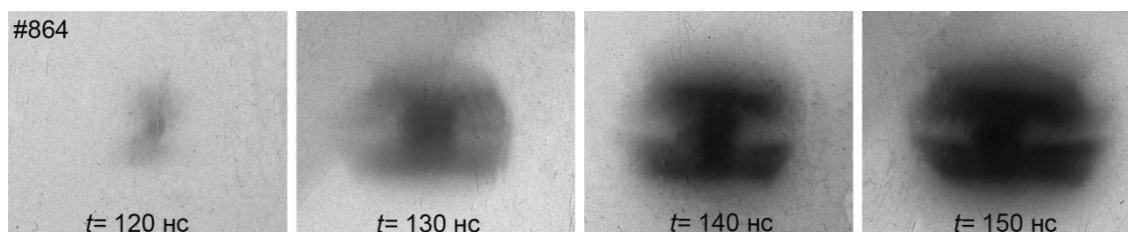
- [1]. Макеев Н.Г., Румянцев В.Г., Черемухин Г.Н.. Разработка и исследование сферических камер с плазменным фокусом. Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстропротекающих процессов / Под ред. Н.Г. Макеева. Саров: Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, 1996, С. 281.
- [2]. Макеев Н.Г., Румянцев В.Г., Маслов В.В.. Физика и техника сферических газоразрядных камер с плазменным фокусом. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / глав. ред. В.Е. Фортов. Т. IX-3. Радиационная плазмодинамика / ред. В.А. Грибков. Москва: Янус, 2007, С. 176.
- [3]. Гаранин С. Ф., Мамышев В.И. Двумерное МГД-моделирование работы плазменного фокуса с учетом ускорительного механизма генерации нейтронов. Физика плазмы. 2008, Т.34, №8, С.695.

## Х-ПИНЧИ РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ КАК КОМПАКТНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭУФ ИЗЛУЧЕНИЯ

Романова В.М., Тиликин И.Н., Мингалеев А.Р., Паркевич Е.В., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А.

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

Х-пинч является уникальным источником мягкого (от 1 до 20 Å) рентгеновского излучения; в настоящее время он широко используется в проекционной рентгенографии быстро меняющихся физических объектов и с этой стороны достаточно хорошо изучен [1, 2]. Интенсивное рентгеновское излучение, возникающее в процессе формирования горячей точки (ГТ) Х-пинча, сопровождается также мощной вспышкой излучения в более мягком спектральном диапазоне  $>20 \text{ Å}$  (экстремальное ультрафиолетовое излучение, ЭУФ). Предварительные исследования показали, что по энергетическому выходу ЭУФ значительно превосходит рентгеновское излучение Х-пинча, однако точные спектральные характеристики и другие параметры излучающей области в этом диапазоне известны пока весьма приблизительно. В настоящей работе представлены первые результаты исследования ЭУФ в экспериментах с гибридным Х-пинчем (ГХП) на установках МИНИ, КИНГ и БИН. Регистрация ультрафиолетового излучения производилась при помощи четырёхкадровой камеры-обскуры на микроканальную пластину с временным разрешением 5 нс и с пространственным разрешением 200 мкм. Энергия отсечки в данных экспериментах  $\sim 10 \text{ эВ}$ . Динамика УФ излучения ГХП была прослежена на протяжении всей эволюции ГТ: от начала включения тока до самой поздней стадии процесса, когда минидиод переключался приэлектродной плазмой, и мягкое рентгеновское излучение как тепловой, так и пучковой природы прекращалось [3].



МКП изображение взрыва серебряной проволоки длиной 2 мм и диаметром 25 мкм в конфигурации ГХП (генератор КИНГ)

### Литература

- [1]. С.А. Пикуз, Т.А. Шелковенко, Д.А. Хаммер. Х-пинч. Часть 1. Физика плазмы 2015, т. 41(4), 319–374; Часть 2. Физика плазмы 2015, т. 41(6), 483–532.
- [2]. Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, Д.А. Хаммер. Проекционная рентгенография плазменных и биологических объектов в излучении Х-пинча. Физика плазмы 2016, т. 42(3), 234–281.
- [3]. T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, C.L. Hoyt, A.D. Cahill, L. Atoyan, D.A. Hammer, I.N. Tilikin, A.R. Mingaleev, V.M. Romanova, and A.V. Agafonov. A source of hard X-ray radiation based on hybrid X pinches. Physics of Plasmas 2016, 23, 103303.

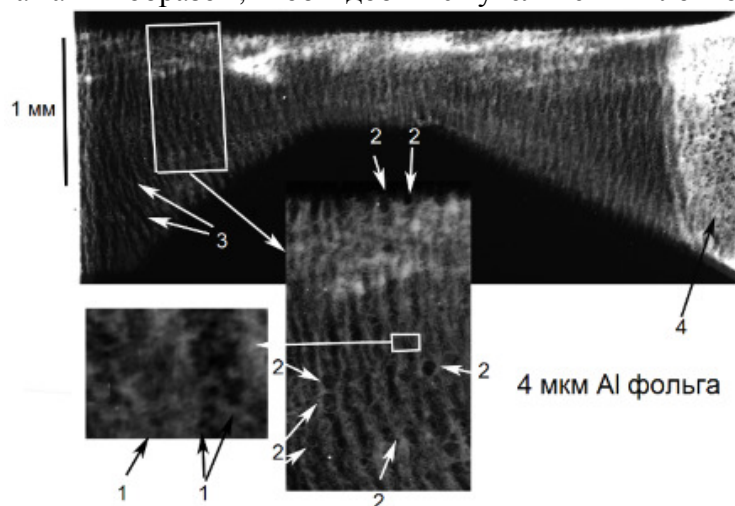
## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЗРЫВА ТОНКИХ ФОЛЬГ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ПРОЕКЦИОННОЙ РЕНТГЕНОГРАФИИ

Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Мишин С.Н., Мингалеев А.Р.,  
Романова В.М., Паркевич Е.В.

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*

В настоящее время тонкие металлические фольги используются для различных применений, поэтому их исследованием занимаются в различных лабораториях [1]. В данной работе представлены результаты исследования фольг различной толщины и ширины с разрешением, превышающим несколько микрометров. Для этого использовано мягкое рентгеновское излучение гибридного X-пинча с 25 мкм Мо проволокой длиной 2 мм в качестве нагрузки сильноточного генератора БИН.

В качестве примера, на рисунке приведено изображение взрыва 4 мкм Al фольги, помещенной в обратный токопровод генератора БИН, что дает возможность жесткой синхронизации генерации рентгеновского излучения и момента взрыва фольги. Ширина фольги профилирована таким образом, чтобы добиться увеличения плотности тока в центре.



Рентгенограмма взрыва Al фольги толщиной 4 мкм длиной 4 мм и шириной от 0,8 до 2 мм, на которой видно наличие различных структур, образующихся в процессе взрыва.

На изображении наблюдаются различные структуры, возникающие в процессе взрыва. На рисунке цифрами 1 и 2 отмечены пузыри, образующиеся в процессе взрыва, однако, диаметры этих пузырей оказываются различными и их можно разделить на 2 группы: 3 – 4 мкм и 30 – 40 мкм. На большем масштабе наблюдаются трещины с периодичностью 70 – 80 мкм, отмеченные цифрой 3 на рисунке. Также наблюдается огромное количество более крупных пузырей, если на поверхности фольги оказывалось некое загрязнение. На рисунке такая область отмечена цифрой 4. В этой области на поверхности оказался нанесен клей с примесью серебра. Таким образом, видно, что в фольге протекают различные процессы, приводящие к образованию различных структур.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 14-22-0273.

### Литература

- [1]. "Study of the strata formation during the explosion of foils in vacuum" A.S.Zhigalin, A.G.Rousskikh, V.I.Oreshkin, S.A.Chaikovsky, N.A.Ratakhin, K.V.Khishchenko, R.B.Baksht, J. Phys.: Conf, 2015, Ser. 653 012146

## ЭЛЕКТРОНЫ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ЧАСТИЧНО ВЫРОЖДЕННОЙ ПЛАЗМЕ X-ПИНЧА

Иваненков Г.В.

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

Обсуждаемые вопросы возникли в связи с исследованиями процессов в экстремально плотной плазме горячей излучающей точки X-пинча, приводящих к её взрыву и прекращению рентгеновской вспышки. Какие-либо возможные причины этого явления долгое время не были известны. Проведённый анализ позволил предложить механизм взрыва горячей точки X-пинча.

Оценки кулоновского взаимодействия частично вырожденных электронов ячейки с ионом выявили необходимость рассмотрения, помимо быстрых дебаевских, также ещё и медленных ячеечных свободных электронов многократно ионизованной плазмы. Сильная кулоновская связь электронов с ионами по-разному проявляется в области низких и высоких кинетических энергий  $\epsilon$ . Деление электронов по соответствующим группам можно провести на основе сравнения параметра Ландау  $Ze^2 / 2e$  с радиусом элементарной ячейки  $r_s$ . При энергиях  $e > Ze^2 / r_s$  поведение электронов отвечает классическому дебаевскому типу: они быстро пролетают ячейку, лишь кратковременно взаимодействуя с находящимся в ней ионом. Взаимодействие с ионом ограничивает снизу спектр кинетических энергий таких электронов. Медленные электроны ячейки, имеющие энергии  $e < \frac{Ze^2}{r_s}$ , непрерывно находятся под сильным действием центрального и ближайших к нему ионов. Время перехода этих электронов между соседними ячейками :  $r_s / (Ze^2 / m_e r_s)^{1/2}$  представляет обратное значение электронной плазменной частоты  $\omega_{pe}$ , а длина пробега оказывается :  $r_s$ . Вопрос о распределении свободных электронов между двумя группами решается на основе рассмотрения задачи об определении электрического поля внутри ячейки. Обсуждается роль 2-групповых эффектов в процессах понижения потенциала ионизации и переноса электронов. Представление времени электрон-ионных столкновений, учитывающее эти эффекты, было использовано в условии замагниченности плазмы горячей точки X-пинча.

В проводимых сегодня расчётах финальной стадии сжатия X-пинча наблюдается формирование за времена нескольких пикосекунд структуры в виде вытянутого вдоль оси шнура экстремально плотной ( $n_e \lesssim 10^{26} \text{ см}^{-3}$ ) горячей ( $T_e \lesssim 1 \text{ кэВ}$ ) плазмы с зарядами ионов  $Z \approx 10$ . Длина шнура, достигающая 10 мкм, и радиус  $\sim 10^{-6}$  см соответствуют объёму, содержащему  $\sim 10^{10}$  ионов. Величина вложенной в образование такой структуры энергии имеет тот же порядок, что и менее сжатая окружающая плазма перетяжки. В этих расчётах обнаружено, что в ходе пикосекундного сжатия приосевой плазмы горячей точки возникает быстрое размагничивание электронов с последующим резким расширением плотного вещества. С этим эффектом можно связать начало взрыва, завершающего стадию излучения. Учёт 2-групповых эффектов в этих расчётах способствует усилению проявления кулоновской связи в переносе заряда и энергии электронами.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-02-01206а.

## РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ ЛАЗЕРНО - ИНДУЦИРУЕМОГО ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА МАЛОЙ МОЩНОСТИ

<sup>1</sup>Романов И.В., <sup>2</sup>Цыгвинцев И.П., <sup>1</sup>Кологривов А.А., <sup>2</sup>Грушин А.С.,  
<sup>3</sup>Паперный В.Л., <sup>1</sup>Коробкин Ю.В., <sup>1</sup>Рупасов А.А.

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [laser.plasma@gmail.com](mailto:laser.plasma@gmail.com)

<sup>2</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [iliatsygvintsev@gmail.com](mailto:iliatsygvintsev@gmail.com)

<sup>3</sup>Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия,  
e-mail: [paperny@math.isu.runnet.ru](mailto:paperny@math.isu.runnet.ru)

Источники интенсивного рентгеновского излучения, многозарядных ионов на основе вакуумных искровых разрядов имеют широкую область практического использования. При этом их нестабильность в работе к настоящему времени очевидна. Как показано в [1, 2], одним из путей улучшения их стабильности является применение лазерного поджига, позволяющего доставить в разрядный промежуток с высокой степенью точности порцию рабочего вещества для обеспечения того, или иного режима пинчевания плазмы. Также установлено, что характеристики лазерного излучения кардинально влияют на динамику плазмы такого разряда

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований излучения в диапазоне EUV плазмы вакуумного искрового разряда с энергией на накопителе до 28 Дж при напряжении 16 кВ, токе до 28 кА и его скорости нарастания до  $5 \times 10^{11}$  А/с, инициируемого лазерным импульсом неодимового лазера наносекундной длительности с энергией  $\leq 500$  мДж при плотности мощности излучения на катоде от  $10^9$  до  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Представлены результаты численного моделирования спектрального распределения излучения плазмы.

С помощью спектрографа скользящего падения на основе сферической вогнутой решетки 600 штрихов/мм с периодом  $d=1,67$  мкм, с радиусом кривизны 1 м, углом скольжения  $4^\circ$  получены спектры излучения плазмы разных материалов катода (Al, Fe, Cu) в спектральном диапазоне 25 – 300 Å. Показано, что характер излучения плазмы определяется совокупностью электрических характеристик разряда и лазерного импульса. В частности установлено, что увеличение тока разряда приводит к существенному увеличению выхода излучения, не увеличивая при этом температуру плазмы. Понижение плотности мощности лазерного импульса, путем его расфокусировки, может приводить к повышению температуры плазмы, снижая при этом разрушительное действие процесса кратерообразования на поверхность катода, что в свою очередь, делает привлекательным данный режим разряда в области его практического использования. Сравнительный анализ зарегистрированных спектров в случае рабочего вещества Fe со спектрами, полученными в результате численного моделирования, дает основания полагать, что температура спинчеванной области плазмы разряда достигает 190 эВ при плотности  $(2 - 4) \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. При этом столкновительно-излучательная модель наилучшим образом описывает излучения плазмы такого разряда.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 16-11-10174 и Российского фонда фундаментальных исследований, гранты: №15-02-03757а, 16-02-01140 а.

### Литература

- [1]. И.В. Романов, В.Л. Паперный, Ю.В. Коробкин и др. Письма в ЖТФ. 2013, 39, 8, 62.  
[2]. I.V. Romanov, V.L. Paperny, Yu.V. Korobkin et al. Physics of Plasmas. 2016, 23, 023112.

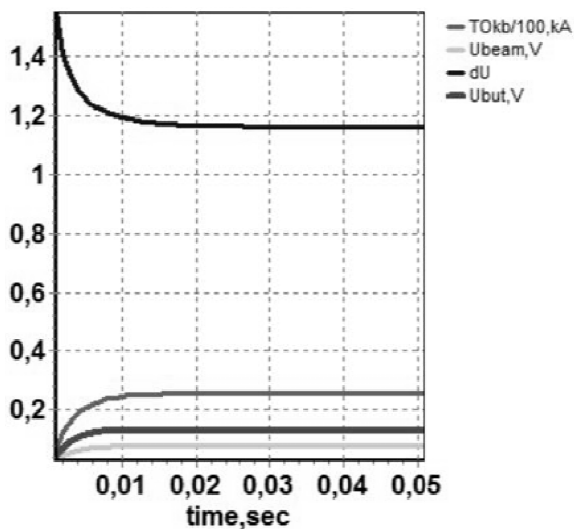
## РАЗРАБОТКА ОДНОМЕРНОГО ЧИСЛЕННОГО КОДА ДЛЯ РАСЧЕТА ТОКА, ГЕНЕРИРУЕМОГО ПУЧКОМ АТОМОВ, ИНЖЕКТИРУЕМЫМ В ПЛАЗМУ ТОКАМАКА

<sup>1</sup>Баронова Е.О., <sup>1</sup>Вихрев В.В., <sup>1</sup>Щеголев П.Б., <sup>2</sup>Петров Ю.В., <sup>2</sup>Курские Г.С.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [baronova04@mail.ru](mailto:baronova04@mail.ru),

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

Создан компьютерный код для расчета тока, генерируемого пучком атомов, инжектируемым в плазму токамака. В основе кода лежит одномерная двухжидкостная модель, описывающая временные и пространственные параметры плазмы с учетом обмена энергией между электронами и ионами, ухода тепла на стенки камеры, потерь на излучение, джоулева нагрева и дополнительного нагрева атомным пучком. Приведены оценки увлекаемого пучком тока в сферическом токамаке Глобус-М (аспектное отношение 1,5, малый радиус 24 см) для плазмы с электронной плотностью  $n_e = 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при инжекции пучка атомов с энергией 28 кэВ, мощность 0,5 МВ, время инжекции — 50 мс.



Напряжение на обходе и ток, генерируемый пучком атомов.

На рисунке темно-зеленая кривая показывает ток (ТОКб/100, кА), генерируемый пучком атомов, бирюзовая кривая — напряжение на обходе ( $U_{beam}$ , В), связанное с появлением тока пучка, коричневая кривая — напряжение на обходе ( $U_{but}$ , В), связанное с появлением бутстреп тока, синяя кривая — напряжение на обходе ( $dU$ , В), соответствующее измеряемому в эксперименте. Ток, генерируемый в процессе инжекции пучка атомов и оцененный в рамках предлагаемой модели, составляет 250 кА, полное ( $U_{but} + U_{beam}$ ) изменение напряжения на обходе составляет (0,3 – 0,4) В, что неплохо согласуется с экспериментом.

Код обладает удобным интерфейсом, быстродействием и может быть использован для пилотных оценок влияния различных эффектов на параметры плазменного разряда.

## ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ РАЗРЯДОВ, ИНИЦИИРУЕМЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНА В ПОРОШКОВЫХ СМЕСЯХ, ПО ОПТИЧЕСКИМ СПЕКТРАМ

<sup>1</sup>Летунов А.А., <sup>1,2</sup>Скворцова Н.Н., <sup>1</sup>Харчев Н.К., <sup>1</sup>Малахов Д.В., <sup>2</sup>Соколов А.С.

<sup>1</sup>Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия, let@fpl.gpi.ru

<sup>2</sup>Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники, электроники и автоматики, г. Москва, Россия

Эксперименты по созданию микро и нано объектов и модификации макро поверхностей в разряде, возникающем при воздействии на порошковые смеси сложного состава излучения мощного 4-мм импульсного гиротрона из состава комплекса ЭЦР нагрева стелларатора Л-2М [1, 2], сопровождались спектральными измерениями со спектрометрами Avaspec. Слой порошка с открытой верхней поверхностью, лежавший на кварцевой подложке в плазмохимическом реакторе, облучался снизу. Спектрометры могли регистрировать излучение от верхней и нижней поверхности слоя порошка и из области на некоторой высоте над ним. Для предохранения кварцевой подложки, через которую идет облучение, и предотвращения возникновения волны ионизации, идущей навстречу лучу в сторону элементов тракта и гиротрона, использовался слой либо бора, либо  $Al_2O_3$ .

Спектры, снятые в последовательные моменты, отражают динамику свечения. В момент пробоя и последующего разряда, в течение микроволнового импульса хорошо видны яркие атомарные линии, по которым во многих случаях удается оценить электронную температуру разряда в предположении ЛТР. Во время импульса и некоторое время после него видны молекулярные полосы, и еще более медленно меняющееся с длиной волны излучение, которое может быть отождествлено с планковским континуумом. Все три компонента могут служить источником информации о температурах различных областей и компонент разряда.

Оценки электронной температуры, как правило, лежат в диапазоне 0.3 – 1 эВ.

Планковские температуры являются важными диагностическими параметрами, отражающими температуру поверхностей в зоне разряда, происходящего в местах контакта частиц металла и диэлектрика. Их во многих случаях удается регистрировать в диапазоне от 2 кК и выше.

Проделанная абсолютная калибровка спектрометров позволяет оценить не только температуру, но и площадь поверхности этих наиболее горячих участков, которая составляет малую долю общей поверхности светосбора.

Молекулярные спектры также являются источником важной информации. Во многих случаях возникает интенсивное молекулярное излучение  $VO_2$  либо  $AlO$ , обусловленное в большинстве случаев материалом изолирующей подложки. Несмотря на отчетливо идентифицируемую структуру переходов, особенно в  $AlO$ , пока удалось использовать их лишь для качественных оценок.

Небольшие добавки Ti достаточны для появления компонент гамма системы TiO. В некоторых случаях молекулярный спектр TiO становится основным, практически полностью заглушая спектр подложки. Представленные в работе [3], в удобном для диагностики виде, результаты моделирования, позволяют по соотношению амплитуд двух кантов TiO - 705 и 709 нм делать оценки молекулярных температур в области до 5 кК, что включает диапазон интересующих нас реакций синтеза. В регистрируемых спектрах это дает величины 1-4 кК.

### Литература

- [1]. Batanov G.M., Kharchev N.K., Letunov A.A., Malakhov D.V., Sarkisian K.A., Skvortsova N. N., et al. Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics. 2013. Vol. 8, P58.
- [2]. N. N. Skvortsova, N.K. Kharchev, D. V. Malakhov, A. A. Letunov, A. S. Sokolov, et al. // Radiophysics and Quantum Electronics 58(9), 2016, pp 701–709.
- [3]. Hermann J., Perrone A., Dutouquet C. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2001. V. 34. P. 153.



**СЕКЦИЯ  
«ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ  
В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ»**

**SECTION  
«PHYSICAL PROCESSES  
IN LOW-TEMPERATURE PLASMAS»**



## РАСЧЁТ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ МОЛИБДЕНА

Апфельбаум Е.М.

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [apfel\\_e@mail.ru](mailto:apfel_e@mail.ru)*

Исследование теплофизических свойств различных веществ является важно практической и экспериментальной задачей. Поэтому их изучение продолжается уже на протяжении более чем ста лет и позволило получить надёжные результаты в области твёрдого тела и жидкости при относительно невысоких температурах. В области же температур выше приблизительно 5 кК (где существует низкотемпературная плазма) таких результатов существенно меньше в силу сложности измерений при этих условиях. Тем менее в настоящий момент времени, в частности для молибдена, имеются измерения термодинамических свойств (давления и плотности) на ударных адиабатах, произведённые в Сарове [1], а также измерения электропроводности в зависимости от плотности в процессе электровзрыва проводников при постоянном энерговыделении [2]. Заметим, что в обоих экспериментах температура не измерялась непосредственно. Однако, эти экспериментальные данные позволяют проверить существующие расчётные модели при сравнении остальных величин.

Ранее нами была разработана соответствующая модель теплофизических свойств плазмы, которая применялась для разных элементов (например, [3,4]). Термодинамические свойства плазмы (состав, давление, внутренняя энергия) в этой модели рассчитывались в рамках так называемого химического подхода, который основан на законе действующих масс (см., например, [5]). Электронные коэффициенты переноса (электропроводность, теплопроводность, термоЭДС) рассчитываются в приближении времени релаксации. В этой работе мы использовали нашу модель применительно к плазме молибдена. Как и для других веществ область применимости нашей модели ограничена сверху по плотности. Поэтому при сравнении с данными измерений [1, 2] мы использовали только область плотностей не выше  $2 \text{ г/см}^3$  (нормальная плотность молибдена  $10,28 \text{ г/см}^3$ ). Диапазон рассмотренных температур 10-100 кК. Было проведено также сравнение нашей модели с данными первопринципных расчётов электропроводности [6]. Проведённые сравнения показали, что наша модель хорошо согласуется с имеющимися данными измерений и первопринципных расчётов.

### Литература

- [1]. Жерноклетов М. В., Медведев А. Б., Симаков Г. В. // Хим. Физ. (1995) Т. 14, С. 49.
- [2]. DeSilva A. W., Vunni G. B., Phys. Rev. E, (2011) V. 83, 037402.
- [3]. Apfelbaum E. M., Phys. Plasmas, (2015) V. 22, 092703.
- [4]. Apfelbaum E. M., Contr. Plasma Phys., (2016) V. 56, P. 176.
- [5]. Грязнов В. К., Жерноклетов М. В., Иосилевский И. Л., Симаков Г. В., Трунин Р. Ф., Трусов Л. И., Фортов В. Е, ЖЭТФ, (1998) Т. 114, 1242.
- [6]. French M., Mattsson Th. R., Phys. Rev. B (2014) V. 90, 165113.

## ЭФФЕКТЫ МЕТАЛЛИЗАЦИИ В ПЛОТНЫХ, ЗАКРИТИЧЕСКИХ ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Хомкин А.Л., Шумихин А.С.

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия,  
[alhomkin@mail.ru](mailto:alhomkin@mail.ru)*

Эксперименты [1] по измерению изотерм проводимости плазмы паров металлов (Al, Fe, Ni, Cu, W), находящихся в закритическом состоянии, которое называют WDM (Warm Dense Matter) или СКФ (сверхкритический флюид) продемонстрировали непрерывный переход от газоплазменной к металлической проводимости при увеличении плотности. Отмечается наличие минимума проводимости. В предложенных теориях (см., напр., [2]) появление металлической проводимости объясняется аномальным влиянием кулоновской неидеальности ( $\Gamma \sim 100$ ), которая приводит к двух-трех кратной ионизации атомов металла уже при  $T = 10000$  К и обеспечивает тем самым высокую, но газоплазменную, по сути, проводимость.

В [3] нами выполнен расчёт проводимости паров металлов непосредственно в критической точке. Проводимость в критической точке обеспечивается электронами электронного желе, возникающими в результате перекрытия волновых функций валентных электронов при сжатии атомов. Заметим, что тот же эффект приводит к когезионному сцеплению. Параметры критической точки рассчитываются одновременно с расчётом проводимости. Озвучена идея о возможном совместном существовании в WDM паров металлов электронов желе (холодная ионизация) и свободных электронов (термическая ионизация).

Предлагается обобщение предложенной ранее модели [4] для учета процессов термической ионизации. Свободная энергия Гельмгольца для плотной атомарной плазмы паров металлов описывает смесь атомов, связанных силами когезионного сцепления и электроны желе, а также неидеальных свободных ионов и электронов. Электроны желе, возникают на хвостах волновых функций валентных электронов и существуют при отрицательных энергиях, а свободные, термические электроны при положительных и они сосуществуют независимо.

Выдвигается утверждение, что электронное желе присутствует в нейтральном атомарном газе при любой плотности. Причина тривиальная: изолированный атом занимает бесконечный объём, а в ансамбле себе подобных на один атом приходится объём конечный — ячейка Вигнера-Зейтца. Концентрация электронов желе определяется различными способами: на основе скейлинговых соотношений, заимствованных из Embedded Atom Method и прямым интегрированием волновых функций валентных электронов, в приближении Хартри-Фока-Слеттера вне ячейки Вигнера-Зейтца с учётом вклада постоянного фона внутри ячейки. Концентрация термических электронов определяется формулой Саха.

Выполненные расчёты демонстрируют удовлетворительное согласие с экспериментами [1] и описывают непрерывный переход от газоплазменной проводимости (термические электроны, малые плотности) к проводимости металлической (электроны желе, высокие плотности). Расчёты уверенно демонстрируют наличие минимума проводимости на изотерме сжатия как результат смены сорта носителей: от термических электронов к электронам желе.

### Литература

- [1]. DeSilva A.W. and Rakhel A.D., Contrib. Plasma Phys., 2005, **45**, 236.
- [2]. Redmer R., Phys. Rev. E. 1999, **59**, 1073.
- [3]. Хомкин А.Л., Шумихин А.С., ЖЭТФ, 2016, **150**, вып 5(11).
- [4]. Хомкин А.Л., Шумихин А.С., ЖЭТФ, 2015, **148**, 597.

## О ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ В СВОБОДНЫХ ИОНАХ ОТ ЗАРЯДА ЯДРА И СТЕПЕНИ ИОНИЗАЦИИ

Шпатаковская Г.В.

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [shpagalya@yandex.ru](mailto:shpagalya@yandex.ru)*

В работе [1] по образцу, полученному в квазиклассическом приближении [2, 3] в модели Томаса-Ферми (ТФ), был проведен анализ экспериментальных и теоретических электронных спектров во всех атомах периодической системы от неона до урана. В результате была установлена упорядоченность электронных уровней в заполненных оболочках, проявляющаяся в их подобии по атомному номеру. Эта упорядоченность выражается в возможности выделения двух универсальных функций  $e(\sigma)$ ,  $d(\sigma)$ , через которые можно оценивать уровни энергии электронов в произвольном атоме:

$$E_{nl} = Z^{4/3} e(\sigma_n) + Z^{2/3} d(\sigma_n) \lambda^2, \quad \sigma_n = \pi n Z^{-1/3}, \quad \lambda = l + 1/2 \quad (1)$$

В настоящей работе зависимость от атомного номера энергий связи электронов исследуется в свободных положительных ионах. Электронные уровни в ионах рассматриваются в модели ТФ с использованием условия Бора-Зоммерфельда как в работах [2, 3]. В модели ТФ для ионов универсальная функция  $\varphi(x, z_{ion})$  зависит от параметра — степени ионизации  $z_{ion}$ ,  $0 \leq z_{ion} = z/Z \leq 1$ , где  $z$  — заряд иона,  $Z$  — заряд ядра. В результате для энергий связи в ионах сохраняется вид соотношения (1), но входящие в него функции приобретают зависимость от степени ионизации:  $e(\sigma, z_{ion})$ ,  $d(\sigma, z_{ion})$ . Анализ семейства этих функций для значений  $z_{ion} = 0.005, 0.1 \div 0.9$  показывает, что уровни энергии s-состояний в заполненных оболочках ионов сохраняют подобие по атомному номеру, а также имеют скейлинг по степени ионизации. Последний проявляется в наличии общего участка у кривых  $\lg |e(\sigma, z_{ion})|$  для разных  $z_{ion}$ .

Для поиска подобных закономерностей в более совершенных квантовомеханических моделях используются данные расчетов энергий связи  $\{E_{nl}\}$  в свободных ионах до бария включительно по модели MCDF [5]. Показано, что полученные для уровней в заполненных оболочках ионов пары чисел  $e_n - \sigma_n$  и  $d_{nl} - \sigma_n$  образуют функциональные зависимости, т.е. проявляют в определенной степени свойство подобия. Это свойство предлагается использовать для оценки энергий связи в ионах в качестве начального приближения в более точных расчетах.

Эта работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (project no. 17-01-00207).

### Литература

- [1]. Карпов В.Я., Шпатаковская Г.В. О подобии по атомному номеру электронных энергий связи заполненных оболочек элементов периодической системы. *ЖЭТФ* **151**, вып.2 (2017) (в печати)
- [2]. Карпов В.Я., Шпатаковская Г.В., Квазиклассический расчет электронных спектров в атомах на основе двух универсальных функций. Сб. тезисов докл. XLIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 8 – 12 февраля 2016 г., с.196
- [3]. G.V.Shpatakovskaya and V.Ya.Karpov, Atomic number scaling in the free atoms. *Journal of Physics: Conference Series*, ELBRUS-2016 (in print)
- [4]. [http://www.dreebit.com/tl\\_files/dreebit\\_metro/images/dreebit/downloads/tutorial\\_electron\\_binding\\_energies2.pdf](http://www.dreebit.com/tl_files/dreebit_metro/images/dreebit/downloads/tutorial_electron_binding_energies2.pdf)

## **КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОПЕРЕЧНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАКСВЕЛЛОВСКОЙ ЭЛЕКТРОН-ИОННОЙ ПЛАЗМЫ И ЛЕВО-ПРЕЛОМЛЯЮЩИЕ СРЕДЫ**

Векленко Б.А.

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [VeklenkoBA@yandex.ru](mailto:VeklenkoBA@yandex.ru)*

Исследование электромагнитных свойств максвелловской электрон–ионной плазмы в состоянии термодинамического равновесия выполнено с учетом квантовых свойств как электронного, так и электромагнитного полей [1]. Особое внимание уделено поперечному электромагнитному полю. Расчеты выполнены с использованием математического аппарата квантовой электродинамики, в частности, уравнений Дайсона. Если учет поляризационного оператора, определяющего диэлектрическую проницаемость плазмы, в отсутствие массового оператора приводит к хорошо известным результатам, то учет массового оператора до сих пор оставался вне поля зрения исследователей. Учет массового оператора существенным образом сказывается на виде поляризационного оператора и диэлектрической проницаемости плазмы [2]. Физический смысл массового оператора заключается в следующем, он определяет обратное воздействие термического фона вторично квантованных ленгмюровских волн на волновые функции плазменных электронов, превращая электроны в квазичастицы. Такое влияние оказывается очень существенным, и носит резонансный характер. Возникшие таким образом квазиэлектроны формируют диэлектрическую проницаемость плазмы. В поперечной диэлектрической проницаемости появляется характерная квантовая частота, обратно пропорциональная постоянной Планка. Это обстоятельство исключает аналитический переход теории к ее классическому пределу, и позволяет утверждать, что классической теории максвелловской электрон–ионной плазмы не существует. Термический фон ленгмюровских волн в районе характерной квантовой частоты деформирует дисперсионное соотношение, в частности, поперечных ленгмюровских волн, приводя в этой области к отрицательной групповой скорости с относительно малым коэффициентом поглощения. Среды с отрицательной групповой скоростью, как известно, обладают отрицательным углом преломления. Вопрос о возможности существования однородных и изотропных оптических сред с отрицательным углом преломления до сих пор остается открытым. Возникшее таким образом состояние плазмы представляет собой пример однородной среды с отрицательным углом преломления.

### **Литература**

- [1]. International Journal of Optics. 2012. Vol.2012, Article ID 648741.
- [2]. Векленко Б.А. Инженерная физика. 2016, 7,73-85.

## **ЛИНИЯ ЕДИНИЧНОГО ФАКТОРА СЖИМАЕМОСТИ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ МЕТАЛЛОВ**

Апфельбаум Е.М., Воробьев В.С.

*Объединённый Институт Высоких Температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [apfel\\_e@mail.ru](mailto:apfel_e@mail.ru)*

Показано, что свойство линейности для линии единичного фактора сжимаемости (Zeno line-ZL) также подтверждается для жидкой фазы металлов Mg, Ca, Sr, Ba [1], Al, Cu, and U [2]. Для описания взаимодействия между частицами использовался потенциал погруженного атома (Embedded atomic potential–EAM). Численное моделирование осуществлялось с помощью метода Монте-Карло в каноническом ансамбле. Были найдены параметры ZL и установлена ее линейность на плоскости плотность-температура. Также были построены бинодали для этих металлов, согласующиеся в своих низкотемпературных частях с экспериментальными данными. Были также проверены ранее установленные соотношения между критическими и ZL параметрами и найдено, что они выполняются в пределах ошибки измерения экспериментальных данных для всех указанных выше металлов, кроме урана. Для последнего возникает противоречие между расчетными и экспериментальными данными.

### **Литература**

- [1]. Apfelbaum E. M., Vorob'ev V. S. // Journal of Molecular Liquids.(2016), <http://dx.doi.org/10.1016/j.molliq.2016.10.070>
- [2]. Apfelbaum E. M., Vorob'ev V. S. // Journal of Physical Chemistry B. V. 120 (21). (2016). PP. 4828 – 4833.

## АНАЛИЗ ПРИМЕНИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ РАЗРЯДОВ ПОСТОЯННОГО ТОКА ПО ИЗЛУЧЕНИЮ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА

Шахатов В.А., Лебедев Ю.А.

*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [shakhatov@ips.ac.ru](mailto:shakhatov@ips.ac.ru), [lebedev@ips.ac.ru](mailto:lebedev@ips.ac.ru)*

В рамках уровневой полуэмпирической СИМ водородной НТП, развитой в данной работе, выполнен анализ применимости спектральных методов диагностики по излучению триплетных состояний  $N^3\Lambda_\sigma$  ( $a^3\Sigma_g^+$ ,  $d^3\Pi_u$ ,  $e^3\Sigma_u^+$ ,  $f^3\Sigma_u^+$ ,  $g^3\Sigma_g^+$ ,  $h^3\Sigma_g^+$ ,  $i^3\Pi_g$ ,  $k^3\Pi_u$  и  $r^3\Pi_g$ ) молекулы водорода в положительном столбе (ПС) тлеющего разряда постоянного тока (ТРПТ) в диапазонах изменения приведенной напряженности электрического поля  $E/N \approx 30 - 130$  Тд, давления  $p \approx 0.3 - 15$  Торр и концентрации электронов  $N_e \approx 4.0 \times 10^9 - 6.5 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

Вторичные процессы дают наибольший вклад в рождение и гибель состояний  $a^3\Sigma_g^+$ ,  $c^3\Pi_u$ ,  $g^3\Sigma_g^+$ ,  $h^3\Sigma_g^+$  и  $i^3\Pi_g$  в исследуемом диапазоне изменения  $E/N$ ,  $p$  и  $N_e$ . Состав, количество и иерархия процессов, определяющих баланс концентраций для состояний  $a^3\Sigma_g^+$ ,  $c^3\Pi_u$ ,  $g^3\Sigma_g^+$ ,  $h^3\Sigma_g^+$  и  $i^3\Pi_g$  зависят от  $E/N$ ,  $p$  и  $N_e$ . Наименьший вклад вторичные процессы дают в рождение и гибель состояний  $e^3\Sigma_u^+$ ,  $f^3\Sigma_u^+$ ,  $d^3\Pi_u$ ,  $k^3\Pi_u$  и  $r^3\Pi_g$ . Для состояний  $e^3\Sigma_u^+$ ,  $f^3\Sigma_u^+$  и  $k^3\Pi_u$  зависимость состава, количества и иерархия процессов, определяющих их рождение и гибель, от параметров  $E/N$ ,  $p$  и  $N_e$  является слабой. Дипольные разрешенные переходы  $H_2(e^3\Sigma_u^+ \rightarrow a^3\Sigma_g^+)$ ,  $H_2(f^3\Sigma_u^+ \rightarrow a^3\Sigma_g^+, g^3\Sigma_g^+)$  и  $H_2(k^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+)$  могут применяться для спектральной диагностики ПС ТРПТ. Для состояний  $r^3\Pi_g$  и  $d^3\Pi_u$  это заключение является справедливым в ограниченном диапазоне изменения  $E/N$ ,  $p$  и  $N_e$ : переходы  $H_2(r^3\Pi_g \rightarrow d^3\Pi_u, c^3\Pi_u)$  могут быть использованы для спектральной диагностики в диапазонах  $E/N \approx 65 - 130$  Тд,  $p \approx 0.3 - 0.9$  Торр и  $N_e \approx 4.2 \times 10^9 - 1.2 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup>; система Фулхера  $H_2(d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+)$  может применяться для спектральной диагностики разрядов при  $p \approx 0.3 - 2.5$  Торр в диапазонах  $E/N \approx 60 - 130$  Тд и  $N_e \approx 4.0 \times 10^9 - 6.5 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

Механизм рождения и гибели молекул водорода в состояниях  $N^3\Lambda_\sigma$  определяется объемными столкновительно – излучательными процессами. Для метастабильного состояния  $c^3\Pi_u$  молекулы водорода необходимо, дополнительно, принимать во внимание процессы столкновительной дезактивации  $H_2(c^3\Pi_u)$  на стенках реактора. Величина времени электронной релаксации заселенностей состояний  $N^3\Lambda_\sigma$ , их механизмы рождения и гибели различаются при переходе от одного состояния к другому. Состав, количество и иерархия процессов, определяющих рождения и гибели состояний  $N^3\Lambda_\sigma$ , зависят от времени пребывания молекул водорода в разрядной зоне.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 15-08-00070).



## ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ОБРЫВА ТОКА ВАКУУМНОЙ ДУГИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ульянов К.Н.

*Всероссийский электротехнический институт им. В.И.Ленина, г. Москва, Россия,  
[kulyanov@vei.ru](mailto:kulyanov@vei.ru)*

Разработка выключателя постоянного тока является актуальной научной и технической задачей. Такие выключатели находят широкое применение для коммутации цепей постоянного тока, например, в электротранспорте (железнодорожном, метро). При разведении контакта выключателя между ними возникает дуговой разряд в воздухе, для обрыва которого используются различные способы. Однако во всех случаях дуга в воздухе – это пожароопасная открытая дуга, выделяющая вредные окислы в окружающую среду.

В ВЭИ было предложено [1] использовать в выключателях постоянного тока вакуумный контактор, в котором гашение дуги в замкнутом вакуумном объеме осуществляется с помощью внешнего двухмерного ( $B_r$ ,  $B_z$ ) аксиально-симметричного магнитного поля. Был выполнен большой объем экспериментальных исследований [2 – 4] особенности формирования плазмы вакуумной дуги, изучена динамика конфигурации катодных пятен в процессе протекания и обрыва постоянного тока для электродов в форме цилиндров с плоской поверхностью и для кольцевых электродов. Показано что для цилиндрических электродов при увеличении индукции магнитного поля число катодных пятен уменьшается, а область их расположения смещается к центру, где значения  $B_r$  меньше. Этот факт затрудняет обрыв тока. В системе с кольцевыми электродами смещение пятен к центру исключено, поэтому для обрыва тока требуется меньшее значение индукции магнитного поля, чем в системе со сплошными электродами. Показано, что вероятность обрыва тока увеличивается с ростом значения индукции магнитного поля. В зависимости от значений индукции измерены вероятности обрыва постоянного тока в диапазоне токов 100 – 1000 А.

Предложена математическая модель обрыва тока вакуумной дуги, основанная на действии силы Ампера на движение быстрых катодных ионов в плазме вакуумной дуги, которая отличается от модели гашения поперечным магнитным полем. Сила Ампера, выталкивающая плазму дуги из разрядного промежутка в радиальном направлении, определяется действием аксиального магнитного поля  $B_z$  на азимутальный компонент тока  $J_\theta$ . В этом случае траектории ионов становятся трехмерными, поскольку на ионы действует как азимутальная, так и радиальная компоненты силы Ампера. Предложен критерий обрыва тока. Результаты расчетов согласуются с экспериментом.

### Литература

- [1]. Алферов Д.Ф., Иванов В.П., Евсин Д.В., Сидоров В.А. //ТВТ. 2008. Т.46, С.495
- [2]. Прозоров Е.Ф., Ульянов К.Н., Федоров В.А., Лондер Я.И. //ТВТ. 2011. Т.49, С.649
- [3]. Прозоров Е.Ф., Ульянов К.Н., Федоров В.А. //ТВТ. 2013. Т.51, С.176
- [4]. Прозоров Е.Ф., Ульянов К.Н., Федоров В.А. //ТВТ. 2014. Т.52, С.198

## **МОДИФИКАЦИЯ КОРОНИРУЮЩЕГО ЭЛЕКТРОДА В ПОВЕРХНОСТНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ**

<sup>1</sup>Лазукин А.В., <sup>1</sup>Селивонин И.В., <sup>2</sup>Моралев И.А., <sup>1</sup>Кривов С.А.

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия,  
[lazukin\\_av@mail.ru](mailto:lazukin_av@mail.ru)*

<sup>2</sup> *Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
[morler@mail.ru](mailto:morler@mail.ru)*

Изучено влияние разрядной экспозиции на характеристики поверхностного диэлектрического барьерного разряда (ДБР). Исследование проводилось для разрядников на керамическом диэлектрике (корундовая керамика, толщина 1 мм), в качестве электрода использовались медные и алюминиевые фольги (толщина 20 мкм). Электродная система питалась синусоидальным напряжением частоты 25 и 100 кГц. Экспонирование проводилось интервалами по 2–8 часов в течение 96 часов в воздухе атмосферного давления при нормальной влажности при слабом токе воздуха (вытяжка защитная). Показано, что модификация кромки коронирующего электрода в результате горения разряда оказывает существенное влияние на динамику микрозарядов и энергию, вложенную в разряд. Исследованы структурные изменения кромки электрода, их влияние на динамику разрядного факела. Обнаружена принципиально различная динамика микрозарядов на алюминиевых и медных электродах в воздухе. При умеренных (3–3,5 кВ) амплитудах питающего напряжения на медных электродах наблюдается стабильная привязка микрозаряда на протяжении многих периодов питающего напряжения. На алюминиевых электродах в результате быстрого образования оксидной пленки в месте горения разряда точка привязки быстро изменяет свое положение.

С помощью различных методов микроскопии (лазерный конфокальный микроскоп Olympus Lext OLS4000, оптический микроскоп МБР-9) исследована структура кромки электрода. Обнаружено, что потери толщины электрода даже при длительной экспозиции не наблюдается, изменение формы электрода в первую очередь связано с формированием на нем пористых оксидных структур. Для каждого из материалов обнаружено интенсивное образование дендрито-подобных и губко-подобных структур в окрестности кромки. Результатом различной динамики микрозарядов является различная морфология оксидных образований на поверхности электрода. В случае алюминиевого электрода наблюдается формирование дендритного бортика на расстоянии в несколько сот микрон от кромки электрода; в случае медного электрода нарастание окисла происходит непосредственно на кромке. Формирование непроводящего слоя на кромке медного электрода приводит к существенному снижению мощности разряда с течением времени, а также к увеличению напряжения зажигания разряда. Обнаружено существенное влияние генерируемого разрядом озона на динамику разрядной мощности и окисление медного электрода. Представляется, что полученные результаты могут быть использованы при проектировании электротехнологических установок, использующих поверхностный ДБР, а также плазменных актуаторов.

## УДЕРЖАНИЕ МАКРОЧАСТИЦ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ДРЕЙФОМ ИОНОВ

Недоспасов А.В.

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [a-nedospasov@yandex.ru](mailto:a-nedospasov@yandex.ru)

В экспериментах с пылевой плазмой макрочастицы обычно удерживаются от падения областями с увеличенным градиентом электрического потенциала в стратах, при этом электрический ток в разряде направлен вниз от анода к катоду [1–5]. Потоки ионов действуют на находящиеся в плазме макрочастицы силами ионного увлечения. Предлагается использовать эти силы для удержания плазменно-пылевых структур при дрейфе ионов в вертикальном направлении в электрическом поле разряда. Обсуждаются разряды в инертных газах при низком давлении и постоянном токе.

Силы ионного увлечения зависят от отношения скорости дрейфа ионов к их тепловой скорости  $u_i/v_T$ , и при  $u_i \gg v_T$  справедлива формула

$$F_i = \pi r_0^2 m_i n_i u_i^2,$$

где  $m_i$  — масса ионов,  $n_i$  — концентрация ионов,  $r_0$  — радиус макрочастицы [2, 3]. В вертикальной газоразрядной трубке при направленном вверх дрейфе ионов макрочастицы будут удерживаться от падения при условии

$$F_i = \frac{4}{3} \pi G \rho r_0^3,$$

здесь  $\rho$  — плотность материала макрочастицы,  $G$  — ускорение свободного падения.

Для однозарядных ионов радиус удерживаемой частицы пропорционален силе разрядного тока  $I$

$$r_0 \approx \frac{3}{4} \frac{1}{\pi G \rho} \frac{I}{b_e} \frac{e_0 E}{T_i} \left( \frac{\lambda_i}{a} \right)^2.$$

Здесь  $b_e$  — подвижность электронов,  $E$  — напряженность электрического поля,  $\lambda_i$  — длина свободного пробега ионов,  $a$  — радиус разрядной трубки,  $T_i$  — температура ионов.

Предложенным способом можно удерживать макрочастицы с различной плотностью и размерами, что открывает возможность для экспериментального изучения сил ионного увлечения и уточнения существующих теоретических моделей.

### Литература

- [1]. Fortov V. E., Khrapak A. F., Khrapak S. A., Molotkov V. L. and Petrov O. F., Usp. Fiz. Nauk, (2004) **174** 495 [Phys. Usp., (2004) **47** 447].
- [2]. Nitter T. Plasma Sources Sci. Technol. (1996) **5** 93
- [3]. Gorre J. et al. Phys. Rev. (1999) **59** 7055.
- [4]. Васильев М. М., Дьячков Л. Г., Антипов С. Н. и др. Письма в ЖЭТФ (2007). **86** 414
- [5]. Karasev V. Yu., Dzljeva E. S., Ivanov A. Yu., and Eikhvald A. I., Phys. Rev. E, (2006) **74** 066403

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА В КАНАЛАХ РАЗЛИЧНОГО СЕЧЕНИЯ

<sup>1</sup>Багдасаров Г.А., <sup>1</sup>Сасоров П.В., <sup>1</sup>Ольховская О.Г., <sup>1</sup>Гасилов В.А., <sup>2</sup>Буланов С.В.

<sup>1</sup>*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия,  
email: [gennadiy3.14@gmail.com](mailto:gennadiy3.14@gmail.com)*

<sup>2</sup>*National Institute for Quantum and Radiological Science and Technology,  
Kansai Photon Science Institute, Kyoto, Japan*

На протяжении последних десятилетий капиллярные разряды используются для получения плазмы с подходящими параметрами во многих экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с плазмой, например, в лазер-плазменных ускорителях и рентгеновских лазерах [1, 2]. В большинстве экспериментов используются капилляры с круглой формой сечения канала, т. к. это уменьшает размерность задачи, что в свою очередь существенно упрощает как теоретическое, так и численное исследования динамики плазмы, и позволяет воспользоваться одномерными магнитогидродинамическими кодами. С другой стороны, капилляры с квадратной формой сечения, которые более удобны как с точки зрения диагностики, так и производства, привлекают значительно меньше внимания.

Данная работа посвящена сравнению распределений плотности и температуры плазмы капиллярного разряда в каналах круглого и квадратного сечений при почти одинаковых условиях, характеризующих начальные условия и внешний электрический разряд. Параметры численного эксперимента соответствуют параметрам волновода на основе капиллярного разряда в лазерном ускорителе электронов [3].

### Литература

- [1]. Leemans W P et al 2014 Phys. Rev. Lett. 113 245002
- [2]. Benware B R et al 1998 Phys. Rev. Lett. 81 5804
- [3]. Esarey E et al 2009 Rev. Mod. Phys. 81 1229

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА (ЛОКАЛЬНОЕ И НЕЛОКАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ)

<sup>1</sup>Бадриев И.Б., <sup>1</sup>Желтухин В.С., <sup>2</sup>Чебакова В.Ю.

<sup>1</sup>*Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А.Н. Туполева, г. Казань, Россия, [vzheltukhin@gmail.com](mailto:vzheltukhin@gmail.com)*

<sup>2</sup>*Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия,  
[vshebakova@mail.ru](mailto:vshebakova@mail.ru)*

Для получения плазмы используются различные типы разрядов, в их числе большое место занимают высокочастотные разряды и, в частности, высокочастотные емкостные (ВЧЕ) разряды. В ВЧЕ-установках наиболее часто в качестве плазмообразующего газа используется аргон. Целью данной работы является создание самосогласованных математических моделей неравновесной низкотемпературной плазмы ВЧЕ-разряда в аргоне в широком диапазоне давлений, позволяющих рассчитывать структуру и внутренние параметры ВЧЕ-разрядов для управления параметрами ВЧЕ-разряда при решении целевых задач. Представленные в работе модели описывают емкостной ВЧ-разряд в аргоне между двумя плоско-параллельными электродами, один из которых заземлен, а другой соединен с ВЧЕ-генератором. Рассматриваются различные подходы при моделировании ВЧЕ-разряда в зависимости от диапазона давлений. Представленная в работе модель ВЧЕ-разряда при пониженных давлениях включает в себя уравнения баланса для электронного газа, метастабильных атомов, атомарных ионов, уравнение Пуассона для потенциала электрического поля, уравнение баланса электронной энергии, а также стационарное уравнение теплопроводности атомно-ионного газа по усредненным параметрам. Приведенная самосогласованная модель ВЧЕ-разряда при повышенных давлениях содержит в себе уравнения баланса для электронного газа, метастабильных атомов, молекулярных и атомарных ионов, кинетические уравнения для концентраций димера аргона и нейтральных атомов, уравнение Пуассона для потенциала электрического поля, а также стационарное уравнение теплопроводности атомно-ионного газа с граничными условиями теплообмена, рассчитываемое по усредненным параметрам теплообмена. Коэффициенты скоростей процессов при электронном ударе рассчитывались с помощью уравнения Больцмана с учетом электрон-электронных столкновений. При решении уравнения Больцмана использовалась программа BOLSIG[1]. Для решения рассматриваемой задачи предложен численный алгоритм, основанный на конечномерной аппроксимации задачи с помощью разностных схем с последующим применением для ее реализации итерационного процесса. Неявная разностная схема построена интегро-интерполяционным методом с применением метода направленных разностей. Линеаризация системы проведена по методу типа Зейделя, при этом численный алгоритм основан на сносе нелинейности во всех коэффициентах на нижний слой. Нелинейные квадратичные слагаемые в правой части были линеаризованы с помощью схемы Ньютона. Плотности потоков для ионного и электронного газа рассчитаны по модифицированному методу Гуммеля. Приведены результаты расчетов при разных давлениях, и дан их сравнительный анализ с данными других авторов, в частности с данными натуральных экспериментов.

Работа поддержана РФФИ (проекты 16-31-00378, 15-41-02672).

### Литература

- [1]. G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models, Plasma Sources Sci. Techn. Vol. 14 (2005), 722-733. <http://dx.doi.org/10.1088/0963-0252/14/4/011>

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УБЕГАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В НАНОСЕКУНДНЫХ И СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДАХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Лисенков В.В.

*Институт электрофизики Уральского отделения РАН, г. Екатеринбург, Россия,  
e-mail: [lisenkov@iep.uran.ru](mailto:lisenkov@iep.uran.ru)*

Известно, что для получения пучка убегающих электронов в импульсном газовом разряде высокого давления, как правило, используются катоды специальной формы. Их конструкция позволяет создать области усиленного электрического поля. Это является необходимым, поскольку в большинстве случаев среднее электрическое поле в разрядном промежутке существенно меньше значения, при котором происходит убежание электронов.

Однако, генерация убегающих электронов в разрядах высокого давления возможна, так же, при отсутствии значительного усиления поля на катоде, например, в случае сферического катода, когда участок его поверхности, на котором развивается разряд, является почти плоским [1].

Можно сделать предположение, что убегающие электроны могут генерироваться на завершающей стадии формирования катодного слоя, когда напряженность поля в нем уже достаточна для эффективного ухода в режим убегания и, в тоже время, падение напряжения на нем остается еще достаточно высоким, для того чтобы электроны в нем смогли набрать энергию, необходимую для того, чтобы стать убегающими. В работе [2] с помощью одномерной численной модели было проведено моделирование формирования самостоятельного объемного разряда атмосферного давления. Анализ результатов расчетов показал, что действительно на завершающей стадии формирования катодного слоя создаются условия для генерации убегающих электронов.

В настоящей работе было проведено самосогласованное описание формирования субнаносекундного газового разряда и генерации убегающих электронов в формирующемся катодном слое. За основу была взята одномерная модель, использовавшаяся в [2], которая была модифицирована для самосогласованного описания убегающих электронов. Модель состояла из системы балансных уравнений для плазменных и быстрых электронов, ионов, и уравнения Пуассона.

В расчетах была рассчитана динамика формирования разряда для азота при давлении 4 атм. Было показано приближение волны ионизации к катоду, приводящее к формированию катодного слоя. При этом электрическое поле на завершающей стадии становится достаточно высоким для ухода электронов в режим убегания. Далее по завершении формирования катодного слоя катодное падение уменьшается до нормального значения, и генерация убегающих электронов прекращается, несмотря на высокое значение напряженности электрического поля в катодном слое.

Полученная в расчетах плотность тока убегающих электронов составляет величину  $\sim 10^2$  А/см<sup>2</sup> и длительность импульса  $\approx 10^{-10}$  с.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания №0389-2014-0027, при финансовой поддержке РФФИ (проект №16-08-00894-а).

### Литература

- [1]. Ivanov S.N., J. Phys. D: Appl. Phys., 2013, vol. 46, p. 285201.
- [2]. Лисенков В.В., Осипов В.В., ЖТФ, 2000, т. 70, вып. 10, с. 27-33.

## СУБНАНОСЕКУНДНЫЙ ИСКРОВОЙ РАЗРЯД В ГАЗАХ ВЫСОКОГО И СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Иванов С.Н.

*Институт электрофизики Уральского отделения РАН, г. Екатеринбург, Россия,  
e-mail: [stivan@iep.uran.ru](mailto:stivan@iep.uran.ru)*

В работе показаны физические закономерности развития субнаносекундного искрового разряда в газах высокого (1 – 10 атм) и сверхвысокого (10 – 60 атм) давления при высоких (более 2-х) перенапряжениях разрядного промежутка.

Приведен обзор проведенных автором экспериментов по регистрации свечения сопровождающего субнаносекундный искровой разряд методом высокоскоростной электронно-оптической съемки и экспериментов по измерению коммутационных характеристик (импульсного напряжения коммутации, времени формирования разряда, времени и скорости коммутации) газового промежутка. В этих экспериментах на разрядный газовый промежуток подавался импульс напряжения амплитудой 70 – 150 кВ с фронтом 0,3 – 1 нс. В зависимости от давления рабочего газа достигнутые перенапряжения разрядного промежутка лежали в диапазоне 2 – 30.

Показано, что в иницировании искрового разряда в интервале давлений 1 атм –  $p_{\text{верх}}$  (где  $p_{\text{верх}}$  — верхняя граница по давлению, ниже которой действуют оба указанных ниже механизма иницирования) одновременно действуют два механизма иницирования: иницирование разряда с катода за счет автоэлектронной эмиссии с микровыступов поверхности и многоэлектронное иницирование разряда в объеме газа пучком убегающих электронов. При этом в диапазоне давлений 20 атм –  $p_{\text{верх}}$  многоэлектронное иницирование искрового разряда пучком убегающих электронов становится доминирующим. Это коренным образом определяет пространственную структуру разряда и динамику его формирования. Убегающие электроны обгоняют распространяющуюся с катода волну ионизации и создают предионизацию газа перед формирующимся искровым каналом. Дальнейшее развитие искрового канала идет за счет развития электронных лавин из вторичных электронов, возникших при этой предионизации. Такой механизм иницирования искрового разряда в газах высокого и сверхвысокого давления ранее не наблюдался.

При давлениях выше  $p_{\text{верх}}$  иницирование искрового разряда убегающими электронами перестает действовать и разряд иницируется за счет автоэлектронной эмиссии с микровыступов поверхности катода. Для каждого газа верхняя граница по давлению  $p_{\text{верх}}$  своя. Смена механизма иницирования ведет к резкому росту времени формирования разряда и импульсного напряжения пробоя.

Получены законы подобия для субнаносекундного искрового разряда в газе. Показано, что смена механизмов иницирования разряда приводит к нарушениям в законах подобия.

По результатам проведенных исследований приведены рекомендации по выбору рабочего давления в газовых коммутаторах субнаносекундного диапазона.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания №0389-2014-0005, при частичной финансовой поддержке ФАНО (программа фундаментальных исследований УрО РАН “Вещество в экстремальных состояниях”, проект №15-1-2-8) и РФФИ (проекты №16-08-00466-а и №16-08-00894-а)

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРОЧАСТИЦ ИЗ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Смоланов Н.А.

*Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, г. Саранск, Россия,  
e-mail: [smolanovna@yandex.ru](mailto:smolanovna@yandex.ru)*

В работе изучались частицы, осажденные на стенках вакуумной камеры из плазмы дугового разряда титана в среде азота и ацетилена. Эти частицы движутся в налагаемых магнитном и электрическом полях и представляют результат взаимодействия газоразрядной и металлической плазм. В составе плазмы дугового разряда присутствуют электроны, ионы и частицы, в том числе и жидкие, в виде капель из катодного пятна. По этим признакам ее можно отнести к пылевой плазме. Структура катодных плазменных струй в вакуумной дуге в присутствии магнитного и электрического полей является объектом многих исследований, но структура и свойства осажденных из плазменного потока частиц часто остаются не исследованными.

Исследуемые порошки в виде сажевых структур получали в процессе осаждения тонких вакуумных TiN и Ti(N,C) - покрытий на установке ННВ-6.6И4 при токе дуги 75 А. Материал катода — титановый сплав ВТ1-0, распыляемый в среде азота газообразного особой чистоты. В качестве углеродсодержащей компоненты использовался ацетилен, подаваемый в область дугового разряда, плазма которого содержала распыленные ионы и капли Ti. Давление смеси азота и ацетилена составляло 0,01 – 0,05 Па. Образующийся порошок фракции меньше 0,075 мм извлекали со стенок вакуумной камеры пылесосом и подвергали сепарации в магнитном поле напряженностью 1000 Э и гранулометрическому контролю [1–2]. Элементный и фазовый составы этих частиц в различных состояниях исследован ранее в работе [1].

Ранее нами было установлено, что в условиях наложения магнитного и ускоряющего электрического полей в плазме дугового разряда происходит образование новых структур, имеющих фрактальный характер [3–4] — следствие особых свойств токовых слоев.

В настоящей работе исследовались магнитные свойства (зависимость намагниченности таких микрочастиц от их размеров и магнитной сепарации) и ЭПР — спектр частиц (вибрационный магнетометр MicroSense (Модель EZ11) и радиоспектрометр PS 100.X при комнатной температуре на частоте 9,3 ГГц). Кроме того визуально рассматривалось их поведение в сильном (до 35 кВ) электростатическом поле. Обнаружено, что свойства микрочастиц аналогичны материалам, в которых сосуществуют одновременно два и более типа «ферро» упорядочения: ферромагнитное, сегнетоэлектрическое и сегнетоэластичность — так называемые мультиферроики. Нами предполагается, что при образовании частиц в плазме дугового разряда они наследуют свойства парамагнетиков и сегнетоэлектриков, а ионы титана обладают высокой поляризуемостью.

Рассмотрены возможные механизмы и способы создания двух возможных устойчивых ориентаций намагниченности в переключаемом ферромагнитном слое, следуя [5]. Показано, что основными механизмами взаимодействия между электрочувствительным и ферромагнитным слоем является обменное взаимодействие между спинами указанных слоев и взаимодействие за счет упругих деформаций, передаваемых от слоя к слою. Механизм возможных влияний внешнего возмущения (температуры, давления, электрического и магнитного полей) на структуру кристаллов, проявляющих свойства мультиферроиков рассмотрен в работе [6].

### Литература

- [1]. Смоланов Н.А., Панькин Н.А., Батин В.В. //Прикладная физика. 2014, №1, с. 30-34.
- [2]. Смоланов Н.А. Физика и химия обработки материалов. 2015. № 3. С. 18-23.
- [3]. Смоланов Н.А., Неверов В.А. Письма о материалах. 2015. Т. 5. № 2 (18). С. 179-184.
- [4]. N A Smolanov. Journal of Physics: Conference Series 669 (2016) 012055.
- [5]. Морозов А.И. Физика твердого тела, 2014, том 56, вып. 5.
- [6]. Luigi Paolasini (European Synchrotron Radiation Facility -[paolasini@esrf.fr](mailto:paolasini@esrf.fr)).



## ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ СТРУИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ПОТОКАХ ГЕЛИЯ

<sup>1</sup>Степанова О.М., <sup>2</sup>Пинчук М.Э., <sup>2</sup>Куракина Н.К., <sup>2</sup>Сподобин В.А., <sup>1</sup>Халикова Л.Р.,  
<sup>1</sup>Кудрявцев А.А.

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия,  
[o.m.stepanova@spbu.ru](mailto:o.m.stepanova@spbu.ru)

<sup>2</sup>Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, г. Санкт-Петербург, Россия,  
[pinchme@mail.ru](mailto:pinchme@mail.ru)

Генераторы холодных плазменных струй на основе барьерного разряда сегодня активно используются для прикладных исследований в биомедицине [1]. Область, занимаемая плазмой, распространяется за пределами разрядного промежутка за счет пропускания рабочего газа сквозь разрядную ячейку, которой обычно является кварцевая трубка с коаксиальной системой электродов «внутренний стержень - внешнее кольцо» [2]. Благодаря высокому потенциалу, переносимому волной ионизации из области разряда вдоль потока газа, распространение плазменной струи в окружающем воздухе приводит к генерированию химически активных форм кислорода и азота. Следовательно, управляя электрофизическими параметрами разряда, можно формировать необходимый набор плазмохимических реакций на выходе из генератора. В то же время течение газа может оказывать влияние на ток, переносимый струей, напряжение на разрядном промежутке и энерговыделение в области разряда.

В настоящей работе выполнена оценка этого влияния для диапазона скоростей газового потока 1 – 30 м/с. При этом варьирование скорости газа на выходе из генератора достигалось изменением объёмного расхода газа в пределах до 40 л/мин и использованием ячеек с разным внутренним диаметром: 5,58 и 7,49 мм. Питание генератора плазменной струи осуществлялось импульсами высокого напряжения с размахом 2 – 6 кВ и частотой следования 21 кГц.

Получены сведения о влиянии скорости течения газа на электрофизические параметры разряда (ток, напряжение на разрядном промежутке, мощность, количество вложенной энергии) и длину плазменной струи при её формировании в ламинарных и турбулентных потоках гелия. При переходе в турбулентный режим (при числе Рейнольдса свыше 250 – 300) длина плазменной струи заметно снижается. Энерговыделение в области разряда увеличивается в диапазоне 20 – 30 мкДж/имп. При этом токи разряда составляют 5 – 15 мА.

Для ламинарного режима выполнено численное моделирование истечения затопленной струи гелия из выходного отверстия разрядной ячейки в окружающий воздух. Сопоставление результатов расчёта пространственных профилей концентрации гелия при его смешении с воздухом с экспериментально наблюдаемой длиной струи показало, что она определяется не только амплитудой импульса напряжения питания [3], но и объёмной долей гелия, формируемой вдоль потока газа на выходе из генератора. Например, при напряжении питания 2 кВ фракция гелия, соответствующая границе плазменной струи, составляет 0,987 – 0,996.

Работа получила грантовую поддержку СПбГУ (тема 0.37.218.2016) и РФФИ (проект № 16-08-00870-а).

### Литература

- [1]. M. Laroussi, Low-temperature plasma jet for biomedical applications: a review // IEEE Transactions on Plasma Science 43 (2015) 703-712.
- [2]. A. Shashurin et al. Living tissue under treatment of cold plasma atmospheric jet // Applied Physics Letters 93 (2008) 181501.
- [3]. Q. Xiong et al. Length control of He atmospheric plasma jet plumes: Effects of discharge parameters and ambient air // Physics of Plasmas 16 (2009) 043505.

## **МОЩНЫЙ ИСТОЧНИК ТЕПЛА В ПОТОКЕ ГАЗА: ВОЗМОЖНЫЕ РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ И МЕХАНИЗМЫ ИХ УСТАНОВЛЕНИЯ**

<sup>1,2</sup>Абрамов И.С., <sup>2</sup>Семенов В.Е.

<sup>1</sup>*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия*

<sup>2</sup>*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия,  
[abramov@appl.sci-nnov.ru](mailto:abramov@appl.sci-nnov.ru)*

Решение задачи о возмущении потока газа при включении в нем источника тепла представляет интерес для достаточно широкого круга вопросов физики плазмы и теории горения. К ним можно отнести проблемы распространения пламени и процессов детонации в горючей газовой смеси [1 – 3], распространения разряда в газе [4], расчет режимов работы прямоточных реактивных двигателей [5] и систем принудительного газового охлаждения [6]. Классические учебные пособия, как правило, сводят рассмотрение данного круга вопросов к анализу отдельных приближений и частных случаев, связанных с решением важных, но вполне конкретных прикладных задач [1 – 4], что серьезно ограничивает применимость представляемых решений. Тем временем задача о возможных режимах течения, вызываемых включением в газовом потоке локализованного источника тепла, может быть системно разобрана в условиях простой и наглядной газодинамической модели, которая будет представлена в рамках доклада.

В этой модели объектом рассмотрения является одномерное течение невязкого совершенного газа в отсутствие теплопроводности. При этом мощность включаемого в нем локализованного источника тепла и газодинамические характеристики невозмущенного потока задаются произвольно и независимо. В результате анализа удастся получить достаточно общее представление о характере течений, устанавливающихся после включения источника, условиях их реализации и сопутствующих этому установлению процессах. Решение задачи в такой постановке позволяет также снять известную проблему «кризиса стационарного течения» сжимаемой сплошной среды, связанную с отсутствием решения системы стационарных уравнений гидродинамики при превышении критического значения мощности источника тепла [7].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 15-32-20770). И.С. Абрамов благодарит за персональную поддержку Фонд некоммерческих программ Дмитрия Зимина «Династия».

### **Литература**

- [1]. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе, Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980, 480 С.
- [2]. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теоретическая физика, т. 6, Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001, 736 С.
- [3]. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966, 686 С.
- [4]. Ю. П. Райзер, Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974, 307 С.
- [5]. A. Kahane, L. Lees, Journal of the Aeronautical Sciences, **15**(11), 665 (1948).
- [6]. А. А. Сидягин, В. М. Косырев, Расчет и проектирование аппаратов воздушного охлаждения. Н.Новгород: НГТУ им. Р.Е.Алексеева, 2009, 150 С.
- [7]. А. Ф. Латыпов, Письма в ЖТФ, 2012, **38** (22), 21 (2012).

## ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ И ЭНЕРГИИ ГАММА-КВАНТОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ «УБЕГАЮЩИХ» ЭЛЕКТРОНОВ В ВЫСОКОВОЛЬТНОМ АТМОСФЕРНОМ РАЗРЯДЕ

Агафонов А.В., Байдин И.С., Огинов А.В., Родионов А.А., Чечин В.А., Шпаков К.В.

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [agafonov@sci.lebedev.ru](mailto:agafonov@sci.lebedev.ru)*

Приведены результаты экспериментов по измерениям углового распределения тормозного излучения «убегающих» электронов в высоковольтном атмосферном разряде и результаты расчетов углового распределения, формируемого электронным пучком с различными функциями распределения по энергии, выполненных в борновском приближении [1, 2]. Эксперименты проведены на установке ЭРГ при напряжении до 1 МВ, токе атмосферного разряда 10 – 15 кА [3]. Угловые распределения регистрировались с помощью сборки из 10 сцинтилляционных детекторов, установленных по периметру четверти окружности с радиусом кривизны 1 м, центр которой находился на оси разряда на расстоянии от катода в  $2/3$  длины разрядного промежутка. В процессе измерений сборка детекторов закрывалась фильтрами из *Pb* различной толщины. Энергия гамма-квантов оценивалась по относительному ослаблению излучения в сборке детекторов со ступенчатыми фильтрами.

Измерения проведены для обычного продольного разряда и для незавершенного продольного разряда, который формируется переключением тока с канала основного разряда на канал вспомогательного радиального разряда.

Для выяснения влияния напряженности электрического поля на поверхности электродов на характеристики излучения, возникающего в начальной стадии разряда, проведены серии измерений со сменными электродами различной формы на катоде и аноде (игла, полусфера, расширяющийся конус) в различных комбинациях. Анализ результатов, полученных для различных вариантов расстановки сменных электродов, указывает на то, что форма анодного электрода практически не влияет на характеристики излучения, в то время как от выбора формы катодного электрода зависит появление жесткого излучения.

Результаты, полученные в различных сериях измерений, показывают, что в случае генерации жесткого излучения (с энергией квантов в сотни килоэлектронвольт) регистрируется многолепестковая диаграмма направленности излучения, в том числе и под большими углами к оси разряда. В заметном числе «выстрелов» фиксируется существенное превышение энергии квантов тормозного излучения над максимальной энергией электронов, соответствующей приложенному напряжению.

Приведены результаты исследований динамики и спектра оптического излучения атмосферного разряда.

Работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ 17–08–01690–а и 17–08–01469–а.

### Литература

- [1]. Koch H. and J.Motz J. Rev. Mod. Phys. **31**, p. 920 (1959)
- [2]. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, 1981.
- [3]. Agafonov A.V., Oginov A.V. and Shpakov K.V. Prebreakdown Phase in Atmospheric Discharges. Physics of Particles and Nuclei Letters, 2012, Vol. 9, No. 4–5, pp. 380–383

## ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ ШУМАНОВСКОГО РЕЗОНАТОРА

<sup>1,3</sup>Гончаров Е.С., <sup>2,3</sup>Ляхов А.Н., <sup>1,2,3</sup>Лосева Т.В.

<sup>1</sup>*Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия, [eggoncharov@yandex.ru](mailto:eggoncharov@yandex.ru)*

<sup>2</sup>*Институт динамики геосфер РАН, г. Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область, Россия*

В области сверхнизких частот (СНЧ, 5 – 40 Гц) длина волны соизмерима с радиусом Земли, и в СНЧ диапазоне могут наблюдаться глобальные резонансы, когда частота колебаний совпадает с собственной частотой резонатора, образованного сферической полостью между Землей и ионосферой.

На возможность возникновения глобальных резонансов впервые указал В.О. Шуман [1], предсказав спектр собственных частот резонатора Земля–ионосфера и отметив роль грозных разрядов как естественных источников СНЧ колебаний. Экспериментальные измерения частот резонатора Земля-ионосфера отличаются от теоретических значений. Это связано с тем фактом, что поверхность Земли и граница ионосферы не являются идеальными проводниками, кроме того, ионосфера представляет собой многокомпонентную магнитоактивную плазму, неоднородную как в вертикальном, так и в поперечном направлении. Шумановские колебания образуют систему стоячих волн, охватывающих весь земной шар, поэтому характеристики СНЧ колебаний, наблюдаемые в любом пункте, зависят от состояния ионосферы во всех точках. Следовательно, изучение резонансных колебаний позволило бы определять глобальные параметры нижней ионосферы, характеризующие ее состояние в целом.

В настоящей работе реализован поиск собственных частот Шумановского резонатора и их добротностей методом конечных элементов с самосогласованным определением высоты отражения электромагнитных волн в трехмерном диспергирующем резонаторе с реальной картой проводимости земной поверхности. Получены параметры Шумановского резонанса в случае невозмущенной ионосферы, хорошо согласующиеся с экспериментом [2]. Проведена серия расчетов резонансных параметров для солнечных вспышек различных классов. В результате анализа полученных данных, выявлена зависимость изменения собственных частот резонатора от потока солнечного рентгеновского излучения.

Представлены результаты расчета параметров Шумановского резонатора в условиях магнитных бурь.

### Литература

- [1]. Schumann W.O.Z. Über die strahlungslosen Eigenschwingungen einer leitenden Kugel, die von einer Luftschicht und einer Ionosphärenhülle umgeben ist // Zeitschrift und Naturforschung. 1952. V.7a, С. 149-154.
- [2]. Блюх П.В., Николаенко А.П., Филиппов Ю.Ф. Глобальные электромагнитные

## ИОНОСФЕРНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ, ВЫЗВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЧЕЛЯБИНСКОГО БОЛИДА

<sup>1</sup>Лосева Т.В., <sup>2</sup>Голубь А.П., <sup>1</sup>Ляхов А.Н., <sup>1</sup>Косарев И.Б.

<sup>1</sup>*Институт динамики геосфер РАН, г. Москва, Россия, e-mail: losseva@idg.chph.ras.ru*

<sup>2</sup>*Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия*

За время, прошедшее после падения Челябинского метеорита (15 февраля 2013 г.), вышло значительное количество работ, в которых представлены результаты наблюдений сейсмических, акустических, магнитных, ионосферных и оптических эффектов, сопровождавших это явление, а также работ, в которых объясняются механизмы возникновения некоторых из этих эффектов. Авторами работы [1] была выдвинута и обоснована гипотеза о радиационном механизме возникновения возмущения в нижней ионосфере Земли. Воздействие на ионосферу потоков теплового излучения, сопровождающих пролет Челябинского болида от высоты 60 км, соответствующей входу в плотные слои атмосферы и началу испарения, до высоты 30 км, соответствующей отделению крупного фрагмента и разрушению метеороида, исследовалось с помощью численного решения радиационно-газодинамической задачи в рамках разработанной авторами физико-математической модели. Модель учитывает торможение и абляцию метеороида в атмосфере в рамках уравнений физической теории метеоров, радиационно-газодинамические процессы в испаренном веществе метеороида и в воздухе, распространение на большие расстояния от траектории болида теплового излучения, испущенного высокотемпературными слоями пара и воздуха, возбуждение ионосферы под действием излучения в рамках плазмохимической 22-компонентной модели, включающей малые возбужденные компоненты. Численное моделирование проводилось с использованием таблиц термодинамических и оптических характеристик воздуха и паров вещества метеороида (LL-хондрита), вычисляемых на основе смеси из 16 элементов: Fe–O–Mg–Si–C–N–H–S–Al–Ca–Na–K–Ti–Cr–Mn–Ni. Верификация модели проводилась сравнением результатов расчетов с известными данными наблюдений по величине высвеченной энергии в процессе пролета, по кривым светимости (откалиброванными на максимальную величину временных зависимостей плотности потока излучения в различных диапазонах длин волн в различных точках наблюдения) в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах, полученными в разных точках наземных наблюдений и измеренными со спутников. Результаты расчетов показали, что излучение Челябинского болида в первые 10 секунд его пролета от 60 до 30 км высоты вызвало образование в нижней ионосфере Земли (80 – 120 км) обширной ионизованной области с размерами порядка 400 км, с плазменной частотой 3,5 МГц, что количественно согласуется с данными радара ЕКВ системы SuperDARN. Превышение полного электронного содержания над фоновым составило 0,1 TECU, что согласуется с результатами наблюдений на пунктах регистрации сигналов системы GPS в уральском регионе. За это время потери энергии метеороида на излучение составили величину порядка 40% от его полной энергии (из них 15% приходится на диапазон энергий фотонов 1,1 – 3,1 эВ). Численные модели геофизических эффектов пролета метеороидов в верхней и средней атмосфере Земли должны учитывать радиационные эффекты. Пренебрежение этими процессами может привести к занижению энергии метеороида, которая обычно оценивается с помощью сравнения результатов наблюдений сейсмических эффектов с результатами численного 3D моделирования газодинамических процессов в атмосфере, вызванных пролетом и падением метеороидов.

### Литература

- [1]. Лосева Т.В., Голубь А.П., Ляхов А.Н. Косарев И.Б. Радиационный эффект Челябинского болида // Письма в ЖЭТФ, 2016, том 103, вып. 4. С. 773-779

## МЕТОДИКА ПОВЫШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ЗАРЯДА ДИЭЛЕКТРИКА В ДБР

<sup>1</sup>Селивонин И.В., <sup>2</sup>Моралев И.А.

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия,  
[selivoniniv@mpei.ru](mailto:selivoniniv@mpei.ru)*

<sup>2</sup>*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
[morler@mail.ru](mailto:morler@mail.ru)*

Измерение распределение заряда, аккумулированного на диэлектрике, играет важную роль при исследовании поверхностных диэлектрических барьерных разрядов (ДБР). Для всех бесконтактных методов измерения заряда характерна проблема достижения компромисса между разрешающей способностью измерений и отсутствием влияния измерительной части на процесс горения разряда. При увеличении толщины диэлектрика существенно уменьшается пространственное разрешение используемых методов.

В данной работе разработана методика повышения пространственного разрешения на случай толстого диэлектрика ( $d \geq s^{-0.5}$ ), заключающаяся в нахождении распределения заряда поверхности по известному распределению потенциала на её противоположной стороне. Решение обратной задачи электростатики находится методом обращения уравнения свертки функции распределения заряда по поверхности и функции размытия, связанной с удалением измерений от поверхности. Корректность работы разработанного алгоритма проверена на тестовом объекте – уголке электрода, находящегося под небольшим потенциалом.

С применением метода емкостных зондов получены распределения амплитудного заряда поверхности, создаваемого одиночным каналом микрозаряда в поверхностном ДБР, при толщинах диэлектрика 1 и 2 мм. Приведено сравнение результатов непосредственно измеренного и восстановленного распределения поверхностного заряда. Для диэлектрика толщиной 1 мм измеренное распределение соответствует распределению светимости разряда в видимой области спектра, и в результате применения алгоритма практически не изменяется. При толщине диэлектрика 2 мм измеренное распределение оказывается существенно шире видимой области свечения разряда, после реализации разработанного алгоритма распределение точно ложится на видимую область свечения.

## МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОЛИТНОГО КАТОДА И АНАЛИЗ СОСТАВА РАСПЫЛЯЕМЫХ ВОДНЫХ КЛАСТЕРОВ

Сироткин Н.А., Титов В.А.

Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, г. Иваново, Россия,  
e-mail: [alexsad8@yandex.ru](mailto:alexsad8@yandex.ru)

В разряде атмосферного давления с жидким катодом поверхность электролита бомбардируется положительными ионами, что приводит к переносу в газовую фазу компонентов раствора: растворителя и растворенного вещества. Эксперименты показали, что коэффициенты переноса воды составляют 300 – 500 молекул/ион [1]. Высокие значения коэффициентов переноса позволяют предположить, что значительная часть молекул воды переносится в газовую фазу в виде кластеров или микрокапель. Экспериментально установить распределение кластеров воды по размеру не представляется возможным. Вместе с тем это является важной задачей, так как попадание в плазму крупных водных кластеров приводит к дополнительным энергозатратам на их термическую деструкцию, что, в итоге, может сказываться на температуре газа в плазме.

Методом численного моделирования, в частности методом молекулярной динамики, можно изучить процесс ионного распыления жидкого электролитного катода и проанализировать состав водных кластеров, попадающих в газовую фазу. В работе методом классической молекулярной динамики, реализованным в программном пакете Gromacs, исследовалось плазменное распыление водного раствора хлорида натрия 1 – 20 падающими ионами с начальной энергией 50 – 500 эВ по алгоритмам, описанным в работе [2].

Моделирование показало, что результат распыления качественно меняется с увеличением числа бомбардирующих поверхность ионов и их энергии. При вкладываемой энергии 0,5 – 9 кДж/моль в газовую фазу переходят преимущественно молекулы воды, но при увеличении числа бомбардирующих ионов (и/или их энергии) в газовой фазе появляются димеры, тримеры и более крупные кластеры. При достижении энергии ~30 кДж/моль в газовой фазе начинают преобладать кластеры воды из 5 и более молекул (рисунок).

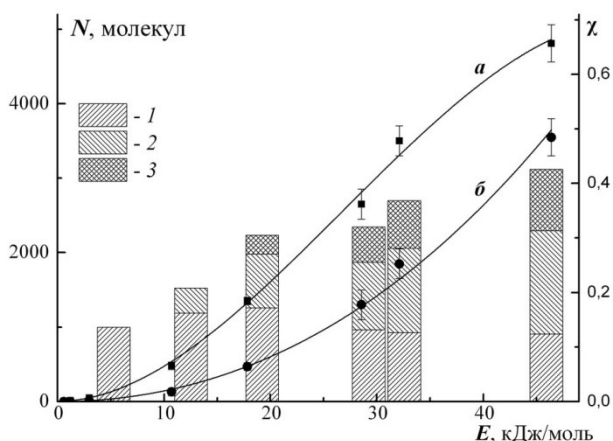


Рисунок. Количество перенесенных в газовую фазу молекул воды (кривая а), количество водородсвязанных молекул воды в газовой фазе (кривая б) и мольная доля (χ) молекул воды в кластерах:

- 1: 3 – 4 молекулы в кластере,
- 2: 5 – 7 молекул в кластере,
- 3: больше 7 молекул в кластере.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №16-33-60061 мол\_а\_дк)

### Литература

- [1]. Khlyustova A. V., Sirotkin N. A., Maximov A. I. High Energy Chem, 2010, v. 44, pp. 75-77
- [2]. Титов В.А., Сироткин Н.А VII Международный симпозиум по теоретической и прикладной плазмохимии (3 – 7 сентября 2014 г., г. Плёс, Россия): сборник трудов. Иваново, Изд-во ИГХТУ, 2014. С. 75 – 78.

## К ТЕОРИИ ИОНИЗАЦИОННО-ПОЛЕВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА

<sup>1</sup>Двинин С.А., <sup>2</sup>Довженко В.А., <sup>3</sup>Синкевич О.А.

<sup>1</sup> *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия, e-mail: s\_dvinin@mail.ru*

<sup>2</sup> *Институт физики атмосферы имени А.М. Обухова РАН, г. Москва, Россия*

<sup>3</sup> *Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия, e-mail: oleg.sinkevich@itf.mpei.ac.ru*

Впервые задача о вынужденном ионизационном рассеянии в бесконечной плазме с малой плотностью электронов рассматривалась в работе [1]. В [2, 3] изучены линейный и нелинейный режимы ионизационного рассеяния плоской волны на цилиндрическом плазменном столбе с закритической плотностью в волноводе, вдоль которого может распространяться поверхностная волна. Сравнение результатов [2, 3] с экспериментом было проведено в работе [4]. В данной работе рассмотрено в общем виде решение задачи о вынужденном ионизационном рассеянии плоской волны на бесконечном плазменном столбе. Предполагается, что поддерживающая плазму СВЧ волна падает нормально на плазменный столб радиуса  $R$ , который описывается уравнениями баланса частиц и теплопроводности. Электромагнитное поле удовлетворяет уравнениям Максвелла в приближении холодной плазмы. Методом преобразования Лапласа найдено решение задачи о возбуждении ионизационной неустойчивости в плазменном столбе, вызванной флуктуациями плотности электронов. При решении уравнений Максвелла в явном виде выделяются поля, связанные с законом сохранения полного тока. Эволюция неустойчивости описывается с помощью уравнений для «медленных» амплитуд возмущений плотности и температуры электронов, а также амплитуд соответствующих мод электромагнитного поля.

Решение задачи о неустойчивости, инициируемой внешним периодическим возмущением, позволяет выделить в возбуждаемых колебаниях три моды — одну резонансную, связанную с возбуждением собственных электромагнитных колебаний среды, и две диффузионно-теплопроводностных моды. В зависимости от особенностей кинетики обе последних моды могут быть устойчивыми, либо одна из них будет описывать диффузионно-ионизационные колебания (страты), а вторая сильно затухающие возмущения.

Изменение пути интегрирования позволяет выделить в резонансной моде колебания, связанные с возбуждением собственных (поверхностных) электромагнитных волн, вытекающих волн [5, 6] (при докритической плотности электронов в плазме) и волн непрерывного спектра. Число вытекающих волн, которые вносят вклад в рассеянное поле, зависит от положения точки, в которой наблюдается поле, и параметров области рассеяния. Вклад непрерывного спектра рассчитывается методом перевала.

Рассмотрена также задача о свободных колебаниях и получены выражения для инкрементов неустойчивости всех мод колебаний. Как показывают расчеты, аналогичные неустойчивости могут наблюдаться также в плазмохимических реакторах низкого давления.

### Литература

- [1]. Гильденбург В.Б., Ким А.В., Хазанов И.В. Физика плазмы, 1983, **9**, 1303.
- [2]. Двинин С.А., Довженко В.А., Солнцев Г.С. Физика плазмы, 1982, **8**, 1228.
- [3]. Двинин С.А., Довженко В.А., Солнцев Г.С. Физика плазмы, 1983, **9**, 1057.
- [4]. Двинин С.А., Постников С.А., Солнцев Г.С., Цветкова Л.И. Физика плазмы, 1983, **9**, 1297.
- [5]. Tamir T., Oliner A.A. Proceedings IEE, 1963, **V110**, №2, 310, 325.
- [6]. Шевченко В.В. Плавные переходы в открытых волноводах. М.: Наука, ГРФМЛ, 1969.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДУГОВОГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ВБЛИЗИ СТЕНКИ ПРИ БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

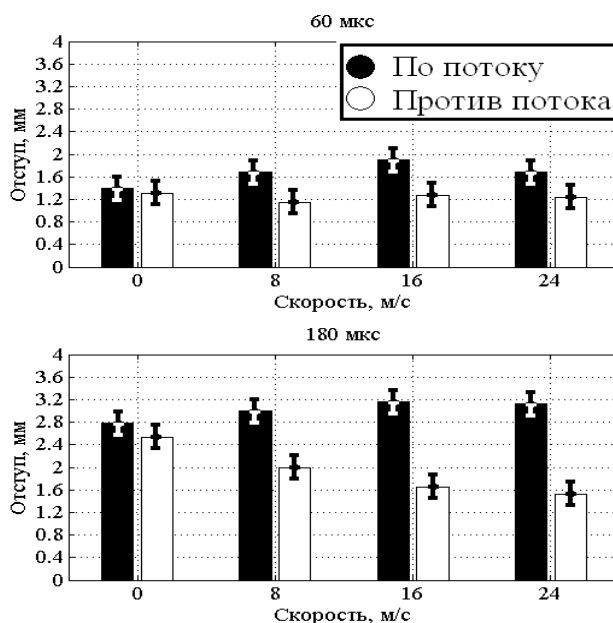
<sup>1</sup>Кармацкий Р.Е., <sup>2</sup>Казанский П.Н., <sup>2</sup>Моралев И.А.

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия*  
*knispel.kurt@gmail.com*

<sup>2</sup> *Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,*  
*morler@mail.ru*

Использованию газового разряда для управления потоком уделяется последнее время достаточно пристальное внимание. Плазменные актуаторы используются для управления пограничным слоем, отрывом потока и шумом течения. В то же время, повсеместно используемые актуаторы на основе диэлектрического барьерного разряда обладают слишком малой тягой и энергоэффективностью для управления высокоскоростными течениями газа. В связи с этим представляется перспективным разработка актуаторов, которые для управления потоком используют тепло, выделяемое в разряде, а также силу Лоренца. МГД актуатор представляет собой пару электродов, помещенных в магнитное поле, между которых реализуется импульсный дуговой разряд. Течение, создаваемое в окрестностях дугового канала в магнитном поле, представляет собой суперпозицию теплового расширения и пары вихрей, возникающих на внешней границе дуги. Кинематика дугового канала во внешнем потоке определяется взаимодействием возмущений, созданных актуатором, с пограничным слоем.

В данной работе исследовалось влияние внешнего потока на динамику движение дугового разряда в магнитном поле. Исследование производилось при скорости внешнего потока до 24 м/с. На поверхности рабочей камеры аэродинамической трубы зажигается дуговой разряд. Камера аэродинамической трубы помещалась в однородное магнитное поле с индукцией  $B = 0,44$  Тл. Сила тока разряда варьировалась от 18 до 70 А при длительности импульса разряда  $\sim 500$  мкс. Была осуществлена съемка процесса движения дуги высокоскоростной камерой с частотой съемки 17 кГц. Были получены зависимости отступа дуги от стенки и скорости движения дуги от скорости и направления набегающего потока. Было обнаружено, что дуговой канал газоразрядной плазмы отходит от поверхности стенки при движении по потоку и прижимается к поверхности стенки при движении против потока (рисунок). Предположительно это связано с взаимодействием индуцированных на внешней области дуги пары вихрей со стенкой и внешним потоком в пограничном слое.



**Рисунок.** Диаграмма зависимости величины отступа дуги от скорости и направления набегающего потока

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЧ РАЗРЯДА В ЖИДКИХ C7-C16 УГЛЕВОДОРОДАХ

Аверин К.А., Лебедев Ю.А.

*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, г. Москва, Россия,  
lebedev@ips.ac.ru*

СВЧ-разряды в жидких углеводородах являются новым объектом исследования физики плазмы. В данной работе разряд зажигался у конца антенны, помещенной в жаропрочный стакан с жидкими C7-C16 углеводородами. Установка и спектры излучения разряда представлены в [1, 2], а результаты самосогласованного 2D моделирования представлены в [3, 4]. В такой системе образуются твердые наноразмерные углеродсодержащие частицы. В настоящей работе представлены результаты энергодисперсионного анализа твердых образцов и исследуется вопрос о том, где образуются твердые частицы.

Результаты энергодисперсионного анализа образцов показали, что образец содержит 80 – 98% углерода, 2 – 15% кислорода и до 2% меди. Концентрация углерода уменьшается, а концентрации других элементов увеличиваются с увеличением количества атомов углерода в исходной молекуле углеводорода. Присутствие кислорода в образцах объясняется его адсорбцией из воздуха, т.к. образец перед анализом находился в воздушной атмосфере. Незначительное количество меди в образцах объясняется тем, что четвертьволновая антенна, использованная для возбуждения СВЧ-разряда, была изготовлена из меди и являлась источником меди из-за эрозии антенны.

На основе анализа результатов фотосъемки разрядной кюветы после кратковременного разряда, когда еще нет разогрева углеводорода, сделан вывод о том, что углеродные частицы образуются в области газового пузыря с СВЧ разрядом у конца антенны. Затем частицы переносятся в жидкость. При разогреве жидкого углеводорода в жидкости возникают вихревые потоки, и твердые частицы распространяются по всему объему.

В работе [2] было показано, что после создания в жидком *n*-гептане СВЧ разряда образуются графеноподобные твердые частицы, а в жидком углеводороде после центрифугирования и выделения дисперсной фазы появляется незначительное количество (<1%) молекул класса полициклических ароматических углеводородов, которые могут быть прекурсорами образования графеноподобных углеродных наночастиц (цвет жидкости изменяется от прозрачного в исходном *n*-гептане до красноватого). В то же время, анализ состава *n*-гептана до и после обработки СВЧ плазмой методом GC/MS (прибор Thermo DSQ II) показал, что изменений в составе углеводорода не наблюдается. Возможно, обнаруженные в ИК спектрах жидкости полосы полициклических углеводородов обусловлены присутствием в ней углеродсодержащих наночастиц, которые не могут быть обнаружены методом GC/MS. Первые измерения с помощью лазерного ( $\lambda = 750$  нм) анализатора Zetatrac показали возможность присутствия дисперсных частиц с размером порядка 3 нм.

### Литература

- [1]. Lebedev Yu. A., Epstein I. L., Shakhatov V. A., Yusupova E. V., Konstantinov V. S. High Temperature, 2014, V. 52, p. 319.
- [2]. Ю. А. Лебедев, В. С. Константинов, М. Ю. Яблоков, А. Н. Щеголихин, Н. М. Сурин. Химия высоких энергий, 2014, т. 48, с. 496
- [3]. Lebedev Yu.A., Tatarinov A.V., Epstein I.L., Averin K.A. //Plasma Chem. Plasma Process. 2016. V. 36. P. 535.
- [4]. Татаринов А.В., Лебедев Ю.А., Эпштейн И.Л. //Химия высоких энергий, 2016. Т.50. С. 149.

## САМОВОЗБУЖДЕНИЕ НЧ ПРОДОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ИОНОВ В КОАКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ ЭЦР-ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ

Балмашнов А.А., Бутко Н.Б., Калашников А.В., Калашников В.В., Степина С.П.,  
Умнов А.М.

Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия,  
e-mail: [abalmashnov@rambler.ru](mailto:abalmashnov@rambler.ru), [anumnov@yandex.ru](mailto:anumnov@yandex.ru)

Колебания заряженных частиц в источниках плазменных потоков могут существенным образом влиять на их характеристики [1]. В связи с этим нами начаты исследования в этом направлении применительно к разрабатываемому ЭЦР-плазменному инжектору CERA-RI-2, основные характеристики которого (газовая и энергетическая эффективности) уже в настоящее время сравнимы с известными аналогами [2]. CERA-RI-2 подробно описан в работе [3]. Инжектор представляет собой узкий коаксиальный резонатор (2,45 ГГц), вектор напряженности СВЧ электрического поля в котором направлен вдоль его оси, а азимутально-симметричная ЭЦР-поверхность формируется кольцевыми магнитами вблизи одной из его торцевых стенок, противоположная стенка выполнена в виде сетки.

Первые, полученные в вычислительном и натурном экспериментах, результаты исследования колебаний заряженных частиц в источнике плазмы инжектора CERA-RI-2 представлены в данной работе. Вычислительный эксперимент осуществлялся на трехмерной численной модели, построенной по методу частиц в ячейке. В модели были учтены все основные параметры источника CERA-RI-2: его геометрия, конфигурация постоянного магнитного поля, структура СВЧ-поля. При проведении реального эксперимента использовались три одиночных электрических зонда и три СВЧ-зонда. Зонды, с углом поворота  $\pi/2$ , были расположены в азимутально-симметричной области, соответствующей области существования ЭЦР разряда, вблизи сетчатого электрода. Электрические зонды длиной 0,3 см и диаметром 0,02 см были ориентированы вдоль оси резонатора, а ориентация СВЧ-зондов позволяла проводить измерения продольной, радиальной и азимутальной составляющих напряженности высокочастотного электрического поля.

Экспериментально получена зависимость возникновения устойчивых колебаний частиц плазмы от массового расхода газа и СВЧ-мощности, вводимой в резонатор, и установлено:

- колебания происходят вдоль оси симметрии резонатора,
- отсутствует азимутальная составляющая колебаний,
- колебания ионной и электронной компонент плазмы происходят в противофазе,
- в условиях экспериментов частота колебаний частиц практически не зависит от условий ЭЦР-разряда,
- плавающий потенциал, усредненный по периоду колебаний частиц плазмы, по модулю не превышает 1 В,
- перераспределение СВЧ-электрического поля в резонаторе не происходит.

Экспериментальные результаты находятся в соответствии с результатами вычислительного эксперимента. Вычислительным методом также установлено, что при ЭЦР-разряде в криптоне также возникают продольные колебания ионной компоненты плазмы.

Исследования поддержаны грантом РФФИ № 16-02-00640\16.

### Литература

- [1]. Веселовзоров А.Н., Погорелов А.А., Свирский Э.Б., Смирнов В.А. Труды XLII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. Москва, 2015, с.230.
- [2]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Калашников В.В., Степина С.П., Умнов А.М. Труды конференции ISTAPC-2014, с.351.
- [3]. Балмашнов А.А., Степина С.П., Умнов А.М. Успехи прикладной физики, 2014. т.2, №3, с.224.

## ОБЛАСТЬ УСТОЙЧИВОЙ ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В CERA-RX(C) ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СВЧ-ГЕНЕРАТОРА МАЛОЙ МОЩНОСТИ

Балмашнов А.А., Калашников А.В., Калашников В.В., Умнов А.М.

*Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия,  
e-mail: [avkalashnikov@inbox.ru](mailto:avkalashnikov@inbox.ru)*

Подробное описание генератора рентгеновского излучения CERA-RX(C) представлено в работах [1, 2]. Его конструктивные особенности позволяют смещать ЭЦР поверхность относительно центрального электрода коаксиального резонатора и реализовать вывод на электрод-мишень, расположенный на осевом электроде коаксиального резонатора, электронов с требуемой энергией, варьировать потенциал на осевом электроде, стимулировать поджиг плазмы эмиттером электронов, расположенным вблизи торцевой стенки резонатора в области, где фиксируется уход частиц вдоль силовых линий магнитного поля. В данной работе, как и в работе [3], возбуждение резонатора осуществлялось клистронным генератором с шириной спектра излучения менее 10 кГц.

Ранее было установлено [3]:

- наличие минимального порога СВЧ-мощности (2,45 ГГц), обеспечивающего генерацию рентгеновского излучения (энергия квантов до 17 кэВ) при давлении в системе  $6 \cdot 10^{-6}$  Торр (водород), который составлял 30 мВт;
- увеличение СВЧ-мощности до 5 Вт не приводит к изменению в характере регистрируемого спектра излучения, а максимальная энергия квантов достигает 50 кэВ;
- существенное влияние на эффективность работы источника оказывает частотная подстройка узкополосного СВЧ-генератора под резонансную частоту резонатора с плазмой (смещение частоты достигает 7 МГц);
- наличие задержки в регистрации гамма квантов от момента подачи СВЧ-импульса менее чем на 2 мкс и их присутствие на протяжении 10 мс после окончания импульса.

В настоящее время получены результаты, показывающие:

- влияние величины потенциала на центральном электроде резонатора на время формирования стационарной фазы генерации рентгеновского излучения и диффузию плазмы вдоль силовых линий магнитного поля;
- влияние условий формирования плазмы на характеристики резонатора генератора CERA-RX(C), ограничивающих эффективность его работы.

Проведенные исследования позволили определить область рабочих параметров генератора CERA-RX(C), обеспечивающих высокую эффективность удержания плазмы и устойчивую генерацию рентгеновского излучения.

Исследования поддержаны грантом РФФИ № 16-02-00640\16.

### Литература

- [1]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Степина С.П., Умнов А.М. Прикладная физика. 2011, №6, с.100.
- [2]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Калашников В.В., Степина С.П., Умнов А.М. Прикладная физика. 2012, №6, с.88.
- [3]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Калашников В.В., Степина С.П., Умнов А.М. Труды XLIII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. Москва, 2015, с.219.

## АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ СВЧ РАЗРЯДОВ В ВОДОРОДЕ

Шахатов В.А., Лебедев Ю.А.

*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, г. Москва, Россия,  
lebedev@ips.ac.ru*

Проведен анализ применимости спектральных методов для диагностики микроволновых разрядов по излучению триплетных состояний молекулярного водорода. Использована нульмерная уровневая столкновительно-излучательная модель водородной низкотемпературной плазмы, которая отличается от моделей, описанных в литературе тем, что в ней одновременно рассматриваются кинетические процессы с участием молекул водорода в синглетных  $N^1\Lambda_\sigma$  ( $2B^1\Sigma_u^+$ ,  $2C^1\Pi_u$ ,  $3B^1\Sigma_u^+$ ,  $3D^1\Pi_u$ ,  $4B'^1\Sigma_u^+$ ,  $4D'^1\Pi_u$ ,  $2EF^1\Sigma_g^+$ ,  $3I^1\Pi_g$ ,  $3H\bar{H}^1\Sigma_g^+$ ,  $3GK^1\Sigma_g^+$ ,  $3J^1\Delta_g$ ,  $4P^1\Sigma_g^+$ ,  $4O^1\Sigma_g^+$ ,  $4R^1\Pi_g$ ,  $4S^1\Delta_g$ ,  $O^1\Sigma_g^+$ ) и триплетных  $N^3\Lambda_\sigma$  ( $2b^3\Sigma_u^+$ ,  $2c^3\Pi_u$ ,  $2a^3\Sigma_g^+$ ,  $3e^3\Sigma_u^+$ ,  $3d^3\Pi_u$ ,  $3h^3\Sigma_g^+$ ,  $3g^3\Sigma_g^+$ ,  $3i^3\Pi_g$ ,  $4f^3\Sigma_u^+$ ,  $4k^3\Pi_u$ ,  $4r^3\Pi_g$ ,  $4s^3\Delta_g$ ) электронно-возбужденных состояниях. Она является развитием моделей, детально описанных в [1 – 7].

Установлено, что механизм рождения и гибели триплетных состояний разный для разных состояний и зависит от времени пребывания молекул водорода в разрядной зоне, давления (концентрации) газа и концентрации электронов. Вторичные процессы дают наименьший вклад в рождение и гибель триплетных состояний  $e^3\Sigma_u^+$ ,  $f^3\Sigma_u^+$ ,  $d^3\Sigma_u^+$  и  $k^3\Pi_u$  при давлении  $p \approx 1$  Торр и при изменении концентрации электронов в диапазоне  $N_e \approx 10^8 - 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Для состояний  $e^3\Sigma_u^+$  и  $f^3\Sigma_u^+$  этот вывод является справедливым также при давлениях  $p \approx 8$  Торр. При  $p \geq 18$  Торр вклад вторичных процессов в рождение и гибель триплетных состояний  $e^3\Sigma_u^+$ ,  $f^3\Sigma_u^+$ ,  $d^3\Sigma_u^+$  и  $k^3\Pi_u$  оказывается минимальным, но, только, в области низких значений концентрации электронов ( $N_e \approx 10^8$  см<sup>-3</sup>). В этом случае, оптические разрешенные переходы  $H_2(e^3\Sigma_u^+ \rightarrow a^3\Sigma_g^+)$ ,  $H_2(f^3\Sigma_u^+ \rightarrow g^3\Sigma_g^+, h^3\Sigma_g^+, i^3\Pi_g)$ ,  $H_2(d^3\Sigma_u^+ \rightarrow a^3\Sigma_g^+)$  и  $H_2(k^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+, g^3\Sigma_g^+, h^3\Sigma_g^+, i^3\Pi_g)$  водорода, представляют интерес с точки зрения спектральной диагностики микроволновых разрядов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (№15-08-00070).

### Литература

- [1]. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., // ТВТ, 2011, Т.49, №2, С.265.
- [2]. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S., // ТВТ, 2015, Т. 53, № 4, С. 601.
- [3]. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S // ТВТ, 2016, Т. 54, № 1, С. 123.
- [4]. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., // Успехи Прикладной Физики, 2014, Том 2, № 6, С. 571.
- [5]. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., // Успехи прикладной физики, 2015, Т. 3, № 1, С. 21.
- [6]. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Vechu S., // ТВТ, 2016, Т. 54, № 4, С. 491.
- [7]. Vechu S., Lacoste A., Лебедев Ю.А., Шахатов В.А., // Прикладная физика, 2015, № 2, С. 45.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЦР РАЗРЯДА В ПОЛЕ ОДНОГО СОЛЕНОИДА,  
ПОДДЕРЖИВАЕМОГО МОЩНЫМ МИЛЛИМЕТРОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ  
ГИРОТРОНА**

Шапошников Р.А., Скалыга В.А., Голубев С.В., Изотов И.В.

*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия,  
[shaposhnikov-roma@mail.ru](mailto:shaposhnikov-roma@mail.ru)*

В настоящее время одним из распространенных типов ионных источников являются системы с нагревом плазмы СВЧ излучением во внешнем магнитном поле в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР). Для получения высоких значений тока ионных пучков необходимо наличие высокой плотности плазмы, поэтому одним из основных направлений развития ЭЦР ионных источников является повышение частоты и мощности СВЧ нагрева.

В современных системах в качестве источника СВЧ излучения все чаще используются гиротроны. Ранее в ИПФ РАН было продемонстрировано, что использование излучения гиротронов для нагрева плазмы в простых магнитных ловушках позволяет получать пучки легких и многозарядных ионов с рекордным током. Однако недостатком таких систем является то, что в них развиваются магнито-гидродинамические неустойчивости, для подавления которых приходится существенно усложнять конструкцию установки, что ведет к дополнительным технологическим сложностям и материальным затратам.

Поэтому было предложено исследовать перспективы создания источника ионов водорода на основе ЭЦР разряда в одном соленоиде, поддерживаемом мощным излучением гиротрона. Такая система в отличие от простого пробкотрона является МГД стабильной, а высокая мощность СВЧ излучения позволяет поддерживать температуру электронов на уровне достаточном для высокой эффективности ионизации легкого газа.

В работе представлены первые результаты исследований ЭЦР пробоя газа в таких условиях, и проведен анализ перспектив использования такой плазмы для формирования ионных пучков.

## СТРУКТУРА И ЭВОЛЮЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ТОКОВ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ, РАЗВИВАЮЩИХСЯ В 2D И 3D МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ С X-ЛИНИЕЙ

Франк А.Г., Сатунин С.Н.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,  
annfrank@fpl.gpi.ru*

Традиционно считается, что токовый слой представляет собой «ленточный ток», который служит границей раздела противоположно направленных магнитных полей. При этом токовый слой является существенно динамическим объектом: в нем возникают разнообразные течения плазмы и могут генерироваться электрические токи, направления которых отличаются от направления основного тока в слое [1]. К появлению поперечных токов (по отношению к основному току) может приводить, например, захват в слой продольной компоненты магнитного поля, когда слой формируется в 3D магнитной конфигурации, а также эффект Холла.

В докладе обсуждаются результаты экспериментальных исследований структуры токовых слоев, которые формировались в магнитных конфигурациях с особой линией  $X$  типа,  $\mathbf{B} = \{h_y; h_x; B_z^0\}$ , при возбуждении в плазме тока  $J_z$ . Основное внимание сосредоточено на анализе пространственно-временных характеристик продольной компоненты магнитного поля  $B_z$ , создаваемой токами плазмы. Очевидно, что появление  $B_z$  компоненты, которая отличается от вакуумного поля  $B_z^0$ , служит индикатором генерации поперечных токов в плоскости  $(x, y)$ .

Регистрация  $B_z$  компоненты в токовых слоях, формируемых в 2D магнитных конфигурациях ( $B_z^0 = 0$ ), свидетельствует о возбуждении токов Холла [2]. Исследована структура и эволюция токов Холла при развитии токовых слоев в плазме с ионами различной массы. В 3D конфигурациях ( $B_z^0 \neq 0$ ) наряду с токами Холла возникают поперечные токи, поддерживающие усиление в слое  $B_z$  компоненты [3]. Чтобы разделить эти два эффекта, проводились измерения при различных направлениях  $B_z^0$  компоненты, в различных областях токовых слоев и в различные моменты времени.

Показано, что на ранней стадии эволюции токовых слоев доминирующим эффектом является возбуждение токов Холла, которые со временем затухают. На более поздних стадиях поперечные токи, связанные с усилением  $B_z$  компоненты, могут значительно превысить токи Холла. Необходимо особенно подчеркнуть, что усиление в слое продольной компоненты приводит к уменьшению степени сжатия плазмы в слой и, как следствие — к резкому уменьшению градиента газокINETического давления. В результате  $B_z$  компонента начинает играть существенную роль в балансе сил, поддерживающих поперечное равновесие токового слоя.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 01200953488, при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 15-02-03644, и Программой ОФН РАН IV.2.14 «Динамика разреженной плазмы в космосе и в лаборатории».

### Литература

- [1]. Франк А.Г., Артемьев А.В., Зелёный Л.М. // ЖЭТФ 2016. Т. **150**. С. 807.
- [2]. Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S. // Phys. Plasmas 2008. V. **15**. P. 092102.
- [3]. Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S. // Phys. Lett. A 2009. V. **373**. P. 1460.

## ВОПРОС О ЗНАЧЕНИИ СКАЧКА ТЕМПЕРАТУР НА ГРАНИЦЕ ОСНОВНОЙ ЗОНЫ ТЕПЛОТВОДА ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

Герасимов А.В., Кирпичников А.П., Сабирова Ф.Р.

*Казанский национальный исследовательский технологический университет, г. Казань, Россия, e-mail: [gerasimov@kstu.ru](mailto:gerasimov@kstu.ru)*

В работе рассмотрен принципиальный, и один из наиболее интересных вопросов, возникающих в теории и практике двухтемпературного дугового разряда — вопрос о разрыве электронной  $T_e(R)$  и атомно-ионной (газовой)  $T(R)$  температур на границе электрической дуги. Или, говоря другими словами, вопрос о значении скачка температур  $T_e(R) - T(R)$  на границе основной зоны теплоотвода (при  $r = R$ , где  $R$  — радиус ограничивающей дугу цилиндрической трубы, стенки которой поддерживаются при фиксированной достаточно низкой температуре  $T(R)$ ). Актуальность такой постановки связана с тем, что в настоящее время методы прямого измерения температуры атомов и ионов все еще разработаны недостаточно, в то время как измерение электронной температуры или температуры, близкой к ней, методами спектрального анализа широко распространено.

К настоящему времени накоплен большой материал о распределении  $T_e$  в дуговых плазмотронах, включая значение  $T_e$  как функции  $r$  на границе (в действительности, конечно же, вблизи границы), стабилизирующей разряд цилиндрической трубы, играющей роль термостата для атомно-ионного газа [1 – 3]. В представленной работе эта задача решена в рамках известной каналовой модели М. Штеенбека [4], как наиболее удобной для анализа широкого класса задач о поддержании плазмы газового разряда в электрических и магнитных полях. Для расчетов используется двухтемпературная каналовая модель дугового разряда, полученная в [5].

Представлено значение разрыва  $\Delta T(R) = T_e(R) - T(R)$ , рассчитанное для различных значений силы тока в разряде по формуле

$$\Delta T(R) = T_e(R) - T(R) = \frac{W}{2\pi\lambda_{ai}} \frac{\Psi_0(R)}{sR\Psi_1(R)}.$$

Расчёты проведены для плазмы аргона при атмосферном давлении для трёх значений силы тока  $I = 30$  А, 78 А и 200 А и различных значений температуры стенки  $T(R)$  600 К, 1440 К, 2500 К, 4000 К. Также представлены соответствующие экспериментальные результаты, опубликованные в цикле работ [1 – 3]. Наблюдается хорошее качественное совпадение результатов расчётов с экспериментальными данными, увеличивающееся при уменьшении температуры стенки.

В заключение укажем, что результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы как для простых модельных оценок достаточно сложных физических процессов, так и в ряде инженерных расчетов, в том числе касающихся применения низкотемпературной плазмы дуговых разрядов в процессах нанесения функциональных покрытий.

### Литература

- [1]. Асиновский Э. И., Пахомов Е. П./ТВТ. 1968. Т. 6. № 2. С. 333.
- [2]. Асиновский Э. И., Пахомов Е. П., Ярцев И. М.//Химические реакции в низкотемпературной плазме. - М.: ННХС АН СССР, 1977. С. 83.
- [3]. Асиновский Э. И., Пахомов Е. П., Ярцев И. М./ТВТ. 1978. Т. 16. № 1. С. 28.
- [4]. Фон Энгель А., Штеенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Т. 1./ А. фон Энгель, М. Штеенбек М.-Л.: ОНТИ НКТП СССР. 1935
- [5]. Gerasimov A.V., Kirpichnikov A.P./ Thermal Science. 2003. №1. P. 101.



## **ПРОБЛЕМА ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ AWAKE В ЦЕРН**

Горн А.А., Туев П.В., Лотов К.В., Соседкин А.П.

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия,  
[gornalexander@gmail.com](mailto:gornalexander@gmail.com)*

*Новосибирский Государственный Университет, г. Новосибирск, Россия*

В настоящее время в ЦЕРН планируется проведение эксперимента AWAKE [1] по кильватерному ускорению. Традиционно частицы ускоряют в электрических полях, создаваемых высокочастотными резонаторами. В кильватерном же ускорении электрические поля создаются внутри плазменной ячейки с помощью пучка заряженных частиц или лазерного импульса, который называется драйвером. Эксперимент AWAKE уникален тем, что в качестве драйвера в нем впервые будет использоваться длинный протонный пучок. Плазменная ячейка в эксперименте изначально будет наполнена паром рубидия, через который затем будет пропущен короткий лазерный импульс, ионизирующий этот пар и оставляющий за собой узкий столб плазмы с резкой границей. Затем в плазму вслед за протонным пучком будет инжектирован пучок электронов для их последующего захвата в кильватерную волну и ускорения.

Данная работа посвящена изучению отклика такого столба плазмы на плотный ультрарелятивистский пучок заряженных частиц. Прежде отклик был хорошо изучен лишь в случае бесконечной плазмы, в то время как в этой работе акцент делается на ограниченность плазменного столба и переход между линейными и нелинейными режимами отклика. В работе исследовано поведение потенциала кильватерной волны на оси плазменного столба в зависимости от плотности плазмы, исследован эффект роста потенциала при понижении плотности плазмы, а также эффект отсутствия полей за пределами плазмы.

С помощью аналитических выражений и моделирования программой LCODE [2] в работе исследованы области неоднородной плотности в эксперименте AWAKE, препятствующие инжекции электронного пучка вдоль оси системы, показана необходимость использования в эксперименте «косой» схемы инжекции. Произведено численное моделирование случая редкой плазмы, в котором линейное приближение не работает. Результаты моделирования соотнесены с аналитическими выражениями для полей и потенциала, и определена точность и область применимости последних. Исследован нелинейный отклик плазмы на пучки заряженных частиц, и, в частности, момент нарушения линейности отклика. Выявлено и объяснено явление вылета электронов из плазмы низкой плотности в контексте обсуждаемой задачи, опасное выносом этими частицами кильватерного поля за границу плазменного столба, что может помешать осуществлению инжекции электронного пучка. Продемонстрировано, что компенсирующий ток, искривляя области повышенной и пониженной плотности плазмы, не приводит к соответствующему искривлению потенциальных ям даже при малой плотности плазмы.

### **Литература**

- [1]. A. Caldwell, et al., Nuclear Instr. Meth. A, 2016, 829, 3-16
- [2]. A.P. Sosedkin, K.V. Lotov, Nuclear Instr. Meth. A, 2016, 829, 350-352

## **НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ С ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМОЙ У ПОВЕРХНОСТИ ЛУНЫ**

Морозова Т.И., Попель С.И.

*Институт космических исследований РАН, г. Москва, Россия, [timoroz@yandex.ru](mailto:timoroz@yandex.ru)  
Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область,  
Россия*

Представлено описание волновых процессов при взаимодействии хвоста магнитосферы Земли с пылевой плазмой у поверхности Луны. Показано, что возбуждение волн возможно для параметров фотоэлектронов, характеризуемых квантовым выходом лунного реголита из работы [Willis R.F., Anderegg M., Feuerbacher B., Fitton B. // Photon and Particle Interactions With Surfaces in Space, ed. by R.J.L. Grard, D. Reidel, Dordrecht (1973), p. 389]. Ионно-звуковые волны возбуждаются в областях магнитного переходного и/или пограничного слоев магнитосферы в результате развития линейной гидродинамической неустойчивости, тогда как генерация пылевых звуковых волн обусловлена развитием линейной кинетической неустойчивости во всей области взаимодействия хвоста магнитосферы с пылевой плазмой у Луны. В обеих ситуациях развитие неустойчивостей обусловлено относительным движением ионов магнитосферы и заряженных пылевых частиц. Исследованы процессы развития ионно-звуковой и пылевой звуковой турбулентности. Ионно-звуковая турбулентность рассматривается с позиций сильной турбулентности, тогда как для описания пылевой звуковой турбулентности используется теория слабой турбулентности. Для случаев ионно-звуковой и пылевой звуковой турбулентности определены плотности энергии колебаний, эффективные частоты столкновений, а также возникающие в системе электрические поля. Оказывается, что при развитии ионно-звуковой турбулентности в плазменно-пылевой системе у Луны могут возбуждаться электрические поля, несколько меньшие электрических полей у поверхности Луны, возникающих в процессе зарядки ее поверхности при взаимодействии Луны с солнечным излучением, но, тем не менее, вполне значимые для установления адекватной картины электрических полей над Луной. Полученные эффективные частоты столкновений следует учитывать при записи гидродинамических уравнений для ионов пылевой плазмы с учетом ее турбулентного нагрева.

Работа выполнена по Программе № 9 фундаментальных исследований Президиума РАН "Экспериментальные и теоретические исследования объектов Солнечной системы и планетных систем звезд", по Программе Международного института по космическим наукам (International Space Science Institute) "Dusty Plasma Effects in the System Earth-Moon", а также при поддержке РФФИ (проект № 15-02-05627-а).

## **О СВЯЗИ ПАРАМЕТРОВ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ МЕТАЛЛОВ С ИХ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ В ТВЁРДОМ СОСТОЯНИИ**

Хомкин А.Л., Шумихин А.С.

*Объединённый институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
[shum\\_ac@mail.ru](mailto:shum_ac@mail.ru)*

В рамках ранее предложенной модели нами были рассчитаны критические параметры практически всех металлов, полупроводников и инертных газов [1 – 3]. В основу физической модели перехода была положена гипотеза об определяющей роли в термодинамике сверхкритического флюида (СКФ) когезии — квантовой коллективной энергии сцепления атомов паров металла в конденсированном состоянии. В результате возникла достаточно большая база данных для критических параметров паров металлов. На основе анализа полученных результатов были выявлены характерные зависимости для критических плотности и температуры. Установлены аналитические связи критических параметров паров металлов с характеристиками металлов в твёрдом состоянии, такими как теплота испарения  $\Delta E$ , нормальная плотность  $\rho_0$  и изотермический модуль упругости  $B$ . Полученные соотношения позволят лучше понять физику СКФ, а также могут оказаться полезными для оценок критических параметров веществ, для которых критические параметры неизвестны. Для апробации результатов выполнены оценки критических параметров перехода пар-жидкость в инертных газах, газах с принципиально иной — классической природой сил сцепления. Сделаны оценки критических параметров урана и ртути.

### **Литература**

- [1]. Хомкин А.Л., Шумихин А.С., ЖЭТФ, 2014, **145**, 84.
- [2]. Хомкин А.Л., Шумихин А.С., ЖЭТФ, 2015, **148**, 597.
- [3]. Khomkin A.L., Shumikhin A.S., Contrib. Plasma Phys., 2016, **56**, 228.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО МИКРОРАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ МЕЖДУ ПЛОСКИМ КАТОДОМ И ИГОЛЬЧАТЫМ АНОДОМ В ГЕЛИИ И АРГОНЕ

<sup>1</sup>Астафьев А.М., <sup>1</sup>Беляев В.Ю., <sup>1</sup>Замчий Р.Ю., <sup>1</sup>Кудрявцев А.А., <sup>1</sup>Степанова О.М.,  
<sup>2</sup>Чен Ж.

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: [astafev-aleksandr@yandex.ru](mailto:astafev-aleksandr@yandex.ru)

<sup>2</sup>Аньхойский университет науки и технологии, Хуайнань, Аньхой, КНР,  
e-mail: [zqchen@aust.edu.cn](mailto:zqchen@aust.edu.cn)

Тлеющие разряды высокого давления представляют большой интерес, как для физики газового разряда, так и для практического применения. Однако при высоких давлениях (порядка атмосферного) структура таких разрядов является неустойчивой и контрагированной. Анализ показывает (см., например, [1, 2]), что наиболее просто стабильный однородный разряд высокого давления можно реализовать для значений параметра  $pL$  ( $p$  — давление;  $L$  — величина разрядного промежутка) соответствующим условиям вблизи минимума кривой Пашена. В этом случае растущая ВАХ будет способствовать стабильному горению, а нелокальность ФРЭ — его однородности. Для практической реализации этого режима в [1, 2] было предложено использовать разряд между плоским катодом и иглообразным анодом, когда расстояние между катодом и кончиком иглы  $L_0$  выбирается меньше расстояния, соответствующего минимуму кривой Пашена  $L_{\min}$ . В этом случае пробой газа и привязка разряда к аноду соответствуют минимуму кривой Пашена ( $U = U_{\min}$ ,  $L = L_{\min}$ ), т.е. происходят выше кончика иглы на расстоянии  $L_{\min} > L_0$ . Эксперименты в атмосферном воздухе в [1, 2] показали, что такой разряд как бы «сам выбирает» свою длину так, чтобы при изменении условий она соответствовала стабильному горению вблизи минимума кривой Пашена  $L_{\min}$ . При этом самоподдерживающийся автономный положительный столб (РС) отсутствует (для его формирования просто «не хватает места»). В данной работе исследуется аналогичный микроразряд постоянного тока в аргоне и гелии при атмосферном давлении между плоским стальным катодом и цилиндрическим анодом диаметром 100 мкм.

В ходе экспериментов было установлено, что при разрядных промежутках меньше некоторой величины (примерно 100 – 120 мкм для гелия и 20 – 30 мкм для аргона) наблюдаемая картина разряда во многом была похожа на описанную в [2] для микроразряда в воздухе: разряд зажигается выше кончика анода, которым как бы «проткнуто» отрицательное свечение. При увеличении  $L$  разряд в аргоне горит очень нестабильно: катодное пятно постоянно движется вдоль плоскости катода и меняет свою форму, а положительный столб разряда сильно контрагирован. Особенность разряда в гелии состоит в том, что он не теряет устойчивого характера горения даже при разрядном промежутке 3 мм и может иметь не контрагированный РС.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Фонда содействия инновациям (соглашение №9786ГУ/2015 от 15.02.2016) и гранта Санкт-Петербургского государственного университета (№ 0.37.218.2016).

### Литература

- [1]. Астафьев А.М., Демидов Е.В., Елисеев С.И., Кудрявцев А.А. Исследование параметров тлеющего микроразряда при атмосферном давлении // Материалы XLI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 10–14 февраля, Москва 2014 г. С. 201.
- [2]. Астафьев А.М., Кудрявцев А.А. Стабильный однородный микроразряд атмосферного давления между плоским катодом и игольчатым анодом. Письма в ЖТФ. 2014, 40(18), 84 – 89.

## ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ АЗОТА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ПРИ ЗАЖИГАНИИ РАЗРЯДА В АРГОНЕ В ДЛИННОЙ ТРУБКЕ ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ ГАЗА И КОРОТКИХ ИНТЕРВАЛАХ МЕЖДУ ИМПУЛЬСАМИ

<sup>1</sup>Дятко Н.А., <sup>2</sup>Мещанов А.В., <sup>2</sup>Ионих Ю.З., <sup>2</sup>Иванов Д.О., <sup>1</sup>Курносос А.К.

<sup>1</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк, г. Москва, Россия, e-mail: [dyatko@triniti.ru](mailto:dyatko@triniti.ru)

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [y.ionikh@spbu.ru](mailto:y.ionikh@spbu.ru)

Исследовался импульсно-периодический разряд в трубке диаметром 2,8 см и длиной 75 см [1]. Давление газа (чистый Ar или смесь Ar + 1% N<sub>2</sub>) варьировалась в пределах 1 – 5 Торр. Длительность импульсов выбиралась достаточно большой (300 мс), чтобы в импульсе успевал устанавливаться стационарный тлеющий разряд. Передний фронт импульсов напряжения, подаваемого на анод, имел форму  $U(t) = U_0[1 - \exp(-t/\tau)]$ , ( $U_0 = 6 - 10$  кВ,  $\tau = 2 - 85$  мкс). В экспериментах измерялась величина пробойного напряжения в зависимости от временного интервала между импульсами (эффект памяти). Величина интервала варьировалась в пределах  $\Delta t = 1 - 40$  мс. При таких (коротких) интервалах между импульсами пробой происходит на фоне достаточно высоких концентраций электронов и

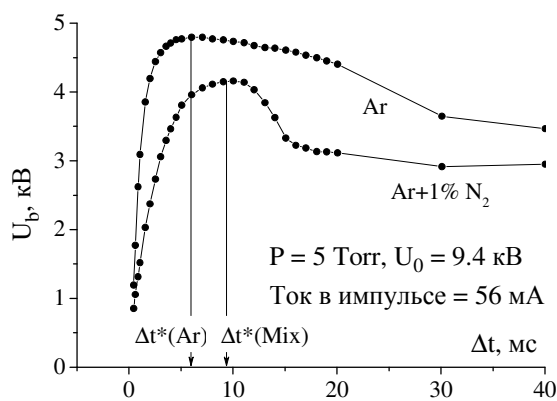


Рис. 1. Эксперимент. Пробойное напряжение в зависимости от интервала между импульсами.

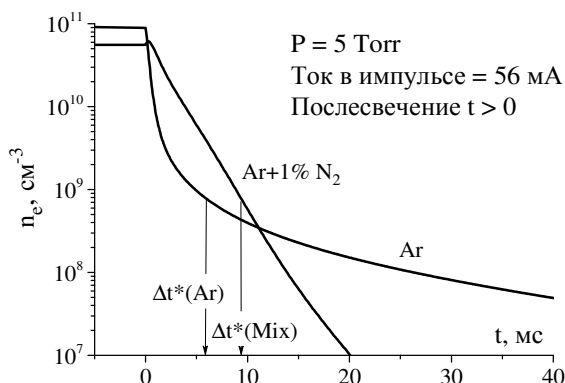


Рис. 2. Расчет. Концентрация электронов в разрядном импульсе и в послесвечении.

ионов, остающихся в плазме после предыдущего разрядного импульса. В экспериментах также регистрировалось наличие (или отсутствие) волны ионизации при пробое. Для экспериментальных условий были выполнены расчеты параметров плазмы в разрядном импульсе и в послесвечении. Для этого использовалась разработанная ранее модель тлеющего разряда постоянного тока в смесях Ar:N<sub>2</sub> [2].

Как видно из рис. 1, с ростом  $\Delta t$  пробойное напряжение имеет максимум при некотором значении  $\Delta t^*$ . При  $\Delta t > \Delta t^*$  пробой сопровождается прохождением волны ионизации, а при  $\Delta t < \Delta t^*$  волна ионизации не наблюдается. При давлении 5 Торр добавка азота в аргон приводит к увеличению  $\Delta t^*$  и сужению профиля  $U_b(\Delta t)$ . Логично предположить, что это связано с изменением характера распада плазмы в послесвечении (рис. 2). На малых временах распад плазмы в аргоне происходит быстрее, чем в смеси. А при  $t > 12$  мс, наоборот, гораздо медленнее. Причем как в чистом аргоне, так и в смеси при  $t = \Delta t^*$  концентрация электронов приблизительно одинаковая:  $\approx 8 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>.

Работа поддержана РФФИ, проект № 15-02-06191-а.

### Литература

- [1]. Мещанов А.В., Коршунов А.Н., Ионих Ю.З., Дятко Н.А. Физ. плазмы. 2015, т.41, с.73.
- [2]. Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Барзилович К.А. Физ. плазмы. 2010, т.36, с.1104.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ В РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА В НЕОНЕ ПРИ ПЕРЕХОДЕ РАЗРЯДА ИЗ ДИФFUЗНОЙ ФОРМЫ В КОНТРАГИРОВАННУЮ

<sup>1</sup>Григорьян Г.М., <sup>2</sup>Дятко Н.А., <sup>2</sup>Кочетов И.В.

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: galgr2@rambler.ru

<sup>2</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк, г. Москва, Россия, e-mail: dyatko@triniti.ru

В настоящей работе исследования радиального распределения концентрации метастабильных атомов  $Ne(1s_5)$  и  $Ne(1s_3)$  в разряде постоянного тока в неоне выполнены для условий ( $P = 50$  Торр,  $I = 10 - 100$  мА), когда при токе выше некоторого значения (для указанных условий –  $I = 80$  мА) наблюдается скачкообразный переход разряда из диффузной формы в контрагированную. Измерения проводились в трубке с внутренним радиусом  $R = 2$  см, изготовленной из молибденового стекла. Цилиндрические электроды, вынесенные в вертикальные отростки, были изготовлены из тантала. Длина зоны разряда  $\sim 40$  см. Имелась система охлаждения трубки смесью воздуха с парами жидкого азота. Концентрация метастабильных атомов рассчитывалась по измеренному коэффициенту поглощения излучения на переходах  $1s_5-2p_9$ ,  $1s_5-2p_2$ ,  $1s_3-2p_7$  и  $1s_3-2p_2$ . В качестве источника излучения использовалась галогеновая лампа, которая обеспечивала непрерывный спектр излучения в диапазоне длин волн 350 – 3500 нм. В остальном методика измерений была такой же, как в [1]. Измерялось также электрическое поле в положительном столбе разряда.

Для расчетов параметров плазмы была использована созданная нами 1-мерная (по радиусу трубки) модель разряда в неоне, аналогичная модели разряда в аргоне [2].

Как видно из рис. 1, при переходе разряда из диффузной в контрагированную форму измеренное электрическое поле ( $E$ ) в положительном столбе скачкообразно уменьшается. Измеренный радиальный профиль метастабильных атомов  $Ne(1s_5)$  постепенно сужается при увеличении тока с 10 до 80 мА, а при увеличении тока с 80 до 90 мА (т.е. при переходе разряда из диффузного в контрагированный) наблюдается резкое сужение профиля (см. рис. 2).

Для диффузной формы разряда расчетные значения  $E(I)$  и радиальные распределения метастабильных атомов достаточно хорошо согласуются с измеренными. Однако модель не воспроизводит переход разряда из диффузного состояния в контрагированное.

Работа поддержана РФФИ, проект № 16-02-00861-а.

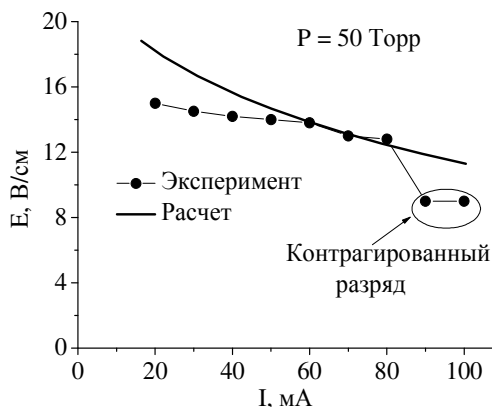


Рис. 1. Электрическое поле в положительном столбе разряда.

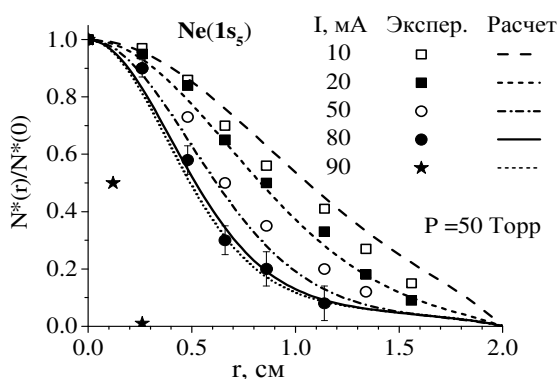


Рис. 2. Нормированные радиальные профили метастабильных атомов  $Ne(1s_5)$ .

### Литература

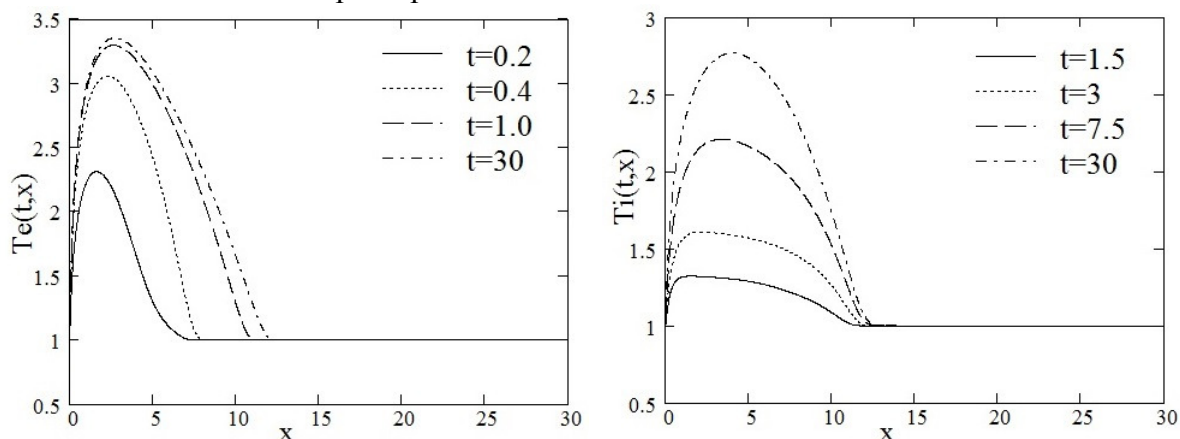
- [1]. Grigorian G.M., Dyatko N.A., Kochetov I.V. J. Phys. D: Appl. Phys., 2015, v. 48, 445201.
- [2]. Dyatko N.A., Ionikh Y.Z., Kochetov I.V., Marinov D.L., Meschanov A.V. Napartovich A.P., Petrov F.B. and Starostin S.A. J. Phys. D: Appl. Phys., 2008, v. 41, 055204

## НЕЛИНЕЙНОЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ ДИССИПАТИВНОЙ ПЛАЗМОЙ

Гавриков М.Б., Таюрский А.А.

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия,  
nadya\_p@cognitive.ru, tayurskiy2001@mail.ru*

В работе исследуется нелинейное поглощение плоской альфвеновской волны, падающей на неподвижную границу диссипативной плазмы, обусловленное магнитной вязкостью, гидродинамическими вязкостями и теплопроводностями электронов и ионов, тормозным излучением и обменом энергией между плазменными компонентами. Результаты исследования, в частности, проливают свет на механизм аномального разогрева солнечной короны в результате нелинейного поглощения короной альфвеновских волн, генерируемых в нижних, значительно более холодных солнечных слоях. Поскольку поглощение альфвеновских волн происходит на длинах порядка скин-слоев, на которых уравнения классической МГД заведомо не применимы, в основу исследования положены уравнения двухжидкостной электромагнитной гидродинамики с полным учётом инерции электронов. Как показали исследования, тормозное излучение кардинально меняет характер нелинейного поглощения. Во-первых, тормозное излучение “запирает” альфвеновскую волну, в результате чего она проникает в плазму только на конечную глубину  $d$ . Во-вторых, параметры альфвеновской волны стабилизируются, выходя с течением времени на квазистационарный режим, параметры которого можно найти решая некоторую краевую задачу на полупрямой для специальной системы обыкновенных дифференциальных уравнений. В работе дана оценка глубины проникновения альфвеновской волны  $d$  и, исходя из модели плоской атмосферы, оценена толщина солнечной короны. Результаты расчётов существенно зависят от частоты падающей альфвеновской волны и коэффициентов переноса, в особенности от электронной вязкости и теплопроводности. В частности, по результатам работы возникают основания полагать, что теоретическое значение электронной вязкости завышено на два-три порядка.



По оси абсцисс величины измеряются в скин-слоях ( $=1$  см). По оси ординат — в  $10^3$  К.

### Литература

- [1]. Гавриков М.Б., Таюрский А.А. Влияние инерции электронов на течение несжимаемой плазмы в плоском канале // Математическое моделирование, 2013, т.25, №8, с.65-79.
- [2]. Scott W. McIntosh, Bart Pe Pontien, Marts Carlsson, Viggo Hansteen, Paul Boerner & Marsel Goossens. Alfvénic waves with sufficient energy to power the quiet solar corona and fast solar wind // Nature, 2011, v.475, p.478-480.

## **ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПРОТЯЖЕННОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ПОЛЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ВО ВНЕШНЕМ АЗИМУТАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Герман В.О., Глинов А.П., Головин А.П., Шалеев К.В.

*НИИ механики МГУ, г. Москва, Россия, email: [krestytroitsk@mail.ru](mailto:krestytroitsk@mail.ru)*

Проведено экспериментальное исследование воздействия внешнего (квазиазимутального) магнитного поля на устойчивость электродугового разряда между стержневыми графитовыми электродами в открытой воздушной атмосфере. Эксперименты проведены с помощью магнитной системы, созданной на основе системы линейных токов, формирующих внешнее по отношению к разряду магнитное поле, обжимающее разрядный канал дуги [1 – 3]. В отличие от работы [4] рассмотрены варианты как вертикально, так и горизонтально ориентированного столба разряда.

Дополнительно к экспериментам с разрядом в квазиазимутальном магнитном поле проводились исследования по сравнению эффективности стабилизации дуги и в аксиальном поле, создаваемом токами в витках соленоида.

Полученные в работе данные основаны на визуализации разрядных процессов и синхронной диагностике и анализе осциллограмм тока и напряжения на разрядном промежутке. Проводилась скоростная панорамная видеосъемка. Параметры видеосъемки: скорость 1200 к/с, время экспозиции 25 мкс. Межэлектродное расстояние ( $l_{мэ}$ ) варьировалось в пределах 5 – 100 мм. Диапазоны разрядных токов ( $I$ ) и токов магнитной системы ( $I_m$ ) до 600 А. Число линейных токов в магнитной системе варьировалось в пределах:  $N = 1 - 6$ .

В результате проведенных исследований получены данные о возможностях стабилизации протяженного дугового разряда, как в азимутальном, так и аксиальном внешнем магнитном поле. Обсуждаются особенности поведения разрядов, сопровождающие различные режимы стабилизации.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 14-01-00399.

### **Литература**

- [1]. Герман В.О., Глинов А.П., Головин А.П., Козлов П.В. // Прикладная физика. № 4, 2014. С. 35-39.
- [2]. Герман В.О., Глинов А.П., Головин А.П., Козлов П.В. // Успехи прикладной физики, 2014. Т. 2. №5. С. 498-504.
- [3]. Герман В.О., Глинов А.П., Головин А.П., Козлов П.В. // Прикладная физика. № 5, 2015. С.29-33.
- [4]. В.О. Герман, А.П. Глинов, А.П. Головин, П.В. Козлов, К.В. Шалеев // XLIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 8 – 12 февраля 2016 г., с. 288.



## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУЙНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Глинов А.П., Головин А.П., Козлов П.В.

*НИИ механики МГУ, г. Москва, Россия, email: [krestytroitsk@mail.ru](mailto:krestytroitsk@mail.ru)*

В НИИ механики МГУ (начиная с начала 60-х годов прошлого века) активно проводились работы по разработке электродуговых генераторов плазмы — плазматронов [1, 2]. В данном докладе приводятся результаты текущих экспериментальных исследований движущихся плазменных сгустков, формируемых как в рельсовых системах с переменным межрельсовым расстоянием, так и коаксиальном плазматроне с элементами капиллярного разряда. Одной из областей приложения таких плазменных струй может быть электроразрядное инициирование детонации, например, посредством инъекции плазменных струй в детонационный резервуар. Такая дозвуковая плазменная струя в воздушной среде атмосферного давления, создаваемая на опытном образце импульсного инжектора плазмы, имеет следующие параметры: диаметр выходного сопла несколько мм; толщина анодной стенки канала до 4 мм; диаметр струи до 10 мм; температура 5 – 12 кК; скорость потока плазмы, оцененная по скорости частиц-маркеров, порядка 200 м/с; отношение длины плазменной струи к её диаметру более 174; КПД генератора плазмы ~30%; вложенная в струю мощность  $W \approx 20 - 24$  кВт (50 – 60 В, 400 А).

Для экспериментального моделирования движущихся плазменных сгустков была использована схема рельсотрона. Как и в [3] инициирование дуги осуществлялось взрывом проволочек. Для оптимизации движения дуговой плазмы по рельсам накладывалось внешнее магнитное поле, создаваемое протекающим током по шинам, параллельным току дуги. Токи рельсотрона и витков подмагничивания питались от разных источников и достигали уровня 350 А. Использовались медные и графитовые рельсы и шины. Межрельсовый зазор от зоны инициирования до зоны вылета дуги рос линейно от 4 до 7 мм. Проводилось осциллографирование токов и напряжений и видео регистрация (со скоростью 1200 к/с) движения дуги.

Проведен анализ устойчивости направленно движущихся электрических дуг. Эксперименты без наложения внешнего магнитного поля показали, что на круглых или плоских шинах движение свободной дуги нестабильно: замедлен старт дуги, значительна эрозия с анода, токовый канал может уходить в бока от направления рельсов. Показано, что стабилизация направленно движущейся дуги внешним магнитным полем позволяет существенно (на два порядка) увеличить ее скорость.

### Литература

- [1]. Герман В.О., Кукота Ю.П., Любимов Г.А. Стабилизация диффузной привязки разряда на охлаждаемых электродах с транспирационным вводом активирующих присадок // Генерация потоков электродуговой плазмы. - Новосибирск: Наука, 1987.С. 271-287.
- [2]. Герман В.О., Успенский В.С. О двух формах разряда в аргоновой плазме с эмиссионно-активной присадкой калия // ПМТФ. – 1990. - №5. – С. 6-8.
- [3]. Глинов А.П., Герман В.О., Головин А.П., Козлов П.В., Любимов Г.А. Неустойчивость электродугового разряда и анализ возможностей его стабилизации. // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (Казань 20-24 августа). Изд-во Казанского федерального университета, С. 950-952.

## СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИЭЛЕКТРОННОЙ РЕКОМБИНАЦИИ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ХАРТРИ-ФОКА

<sup>1</sup>Демура А.В., <sup>1</sup>Леонтьев Д.С., <sup>1</sup>Лисица В.С., <sup>2</sup>Розми Ф., <sup>1</sup>Шурыгин В.А.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [leontievdmity@gmail.com](mailto:leontievdmity@gmail.com)

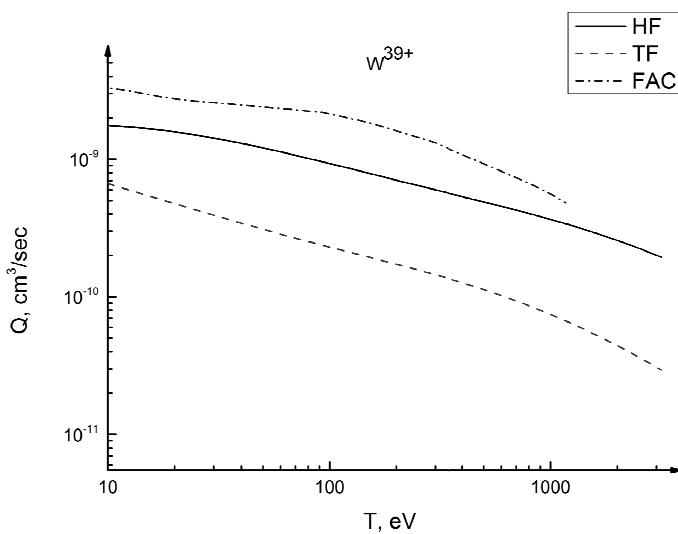
<sup>2</sup>Университет Пьера и Марии Кюри, г. Париж, Франция

Диэлектронная рекомбинация является основным каналом рекомбинации тяжелых ионов в плазме. Детальные квантовомеханические поуровневые расчеты скорости диэлектронной рекомбинации требуют знания скоростей автоионизационных переходов и скоростей радиационного распада со всех уровней, число которых очень велико. Поэтому такие точные расчеты требуют чрезвычайно больших затрат расчетного времени. Это вызвало развитие приближенных методов вычисления скорости диэлектронной рекомбинации. Одним из таких методов является применение статистической модели атома, в которой многоэлектронная система представляется набором гармонических осцилляторов, колеблющихся с частотами, определяемыми локальной плазменной частотой [1]:

$$\omega_p(r, q, Z) = \sqrt{4\pi n(r, q, Z)} \quad (1)$$

где  $n(r, q, Z)$  — распределение электронной плотности внутри иона,  $q$  — степень ионизации иона,  $Z$  — заряд ядра. Так как в статистической модели скорости автоионизационного и радиационного распадов выражаются через электронную плотность, то сама скорость диэлектронной рекомбинации является функционалом от плотности электронов [2]. В

данной работе в качестве  $n(r, q, Z)$  была взята плотность электронов, рассчитанная в моделях Томаса-Ферми (TF) и Хартри-Фока (HF). Сравнение плазменных моделей атома с распределениями плотности TF и HF с детальными поуровневыми квантовыми расчетами кодом FAC [3] приведено на рисунке. Видно, что наилучшее согласие плазменной модели достигается при использовании Хартри-Фоковского распределения плотности. Модель Томаса-Ферми дает несколько заниженный результат. Показано, что использование плазменной модели резко сокращает время расчетов.



### Литература

- [1]. W. Brandt and S. Lundqvist, Phys. Rev. A **139**, 612–617 (1965).
- [2]. D. Leontyev and V. Lisitsa, Contrib. Plasma Phys. **56**, No. 9, 846 – 854 (2016).
- [3]. Z. Wu, Y. Fu, C. Dong et al., Atoms **3**, 474-494 (2015).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ «БЫСТРОГО СТАРТА» ПЕННИНГОВСКОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ ДЛЯ НЕЙТРОННОЙ ТРУБКИ

<sup>1,2</sup>Агафонов А.В., <sup>2</sup>Кладко С.Г., <sup>2</sup>Масленников С.П., <sup>2</sup>Школьников Э.Я.

<sup>1</sup> *Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [agafonov@sci.lebedev.ru](mailto:agafonov@sci.lebedev.ru)*

<sup>2</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия,  
e-mail: [EYShkolnikov@mephi.ru](mailto:EYShkolnikov@mephi.ru)*

Современные портативные нейтронные генераторы на газонаполненных трубках (ГНТ), используемые в каротажных технологиях, должны обладать не только большим ресурсом работы при повышенных температурах, но и формировать нейтронные импульсы заданной формы. В настоящее время в отечественной аппаратуре длительности фронтов нейтронного импульса составляют единицы микросекунд и более [1]. Это далеко не оптимально для возможностей метода спектрометрического импульсного нейтронного гамма-каротажа. Оптимальная для метода длительность фронтов нейтронного импульса, определяемого формой импульса тока ионов из источника, должна составлять менее 0,5 мкс.

Приведены результаты экспериментального исследования и численного моделирования влияния различных параметров (форма, амплитуда и длительность фронтов импульса напряжения, амплитуда и профиль магнитного поля, геометрия электродов) на форму импульса ионного тока из источника Пеннинга. Эксперименты без генерации нейтронов проводились на одной из ГНТ, разработанной во ВНИИА им. Н. Л. Духова.

Питание ГНТ осуществлялось от импульсного источника с пассивным формированием спада импульса и трансформаторным выходом. Амплитуда импульсов напряжения на выходе источника регулировалась в диапазоне от 1,0 до 3,0 кВ. Максимальная частота следования импульсов напряжения составляла 5 кГц при длительности импульсов, регулируемой от 20 до 30 мкс. Минимальная длительность фронта импульса напряжения на электродах ионного источника не превышала 0,5 мкс.

Полученные результаты показывают, что при сокращении длительности фронта напряжения на порядок (с 5 до 0,5 мкс) фронты импульсных токов практически не меняются: длительность нарастания тока разряда в источнике ионов и на мишенном электроде в обоих случаях составляет около 5 мкс. Одновременно при уменьшении длительности фронта напряжения увеличивается длительность активного тока разряда и уменьшается время запаздывания разряда в источнике ионов.

Численное моделирование работы ионного источника осуществлено с помощью кода КАРАТ [3]. Расчеты проведены при заполнении источника атомарным водородом, атомарным и молекулярным водородом при различных давлениях, атомарным водородом с добавкой Хе, служащего дополнительным внутренним источником электронов, при различных длительностях фронта напряжения и различных начальных затравках.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ, соглашение №14.575.21.0049 (RGMEFI 57514X0049).

### Литература

- [1]. Е.П. Боголюбов, В.С. Васин, С.А. Коротков и др. Нейтронные генераторы ВНИИА на газонаполненных нейтронных трубках и их применение. Сборник докладов международной научно-технической конференции «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе» М., 2014, с. 77-83.
- [2]. V.P. Tarakanov. User's Manual for Code KARAT// Springfield, VA, Berkeley Research Associates, Inc. 1992, p 127.

## ГЕНЕРАЦИЯ ПОТОКОВ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В ИОННО-ОПТИЧЕСКОМ ТРАКТЕ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК

<sup>1,2</sup>Агафонов А.В., <sup>2</sup>Степанов Д.С., <sup>2</sup>Школьников Э.Я.

<sup>1</sup> *Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [agafonov@sci.lebedev.ru](mailto:agafonov@sci.lebedev.ru)*

<sup>2</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия,  
e-mail: [EYShkolnikov@mephi.ru](mailto:EYShkolnikov@mephi.ru)*

В газонаполненных нейтронных трубках, используемых для каротажа, для получения ионов дейтерия применяется главным образом источник Пеннинга. Выведенные из источника ионы должны ускоряться до необходимой энергии к мишени по каналу, заполненному газом низкого давления. При прохождении и ускорении пучка в канале в результате ионизации остаточного газа формируются вторичные электроны, ускоряемые в сторону ионного источника, и вторичные ионы, ускоряемые к мишени и имеющие большой разброс по энергии. Основной ионный пучок и вторичные ионы из канала при попадании на мишень вызывают вторичную ионно-электронную эмиссию. Вторично-эмиссионные электроны, ускоряемые в сторону источника ионов, могут проникать внутрь источника, тем самым нарушая режим его работы. Кроме того, вблизи мишени, в слабом электрическом поле происходит накопление медленных вторичных ионов, с плотностью в несколько раз превышающей плотность первичного пучка, большая часть которых в итоге высаживается на отражающем электроде. Для обеспечения работы нейтронной трубки с заданными параметрами необходимо, чтобы ионный пучок не попадал на электроды, однородно облучал мишень, а вторичные электроны должны быть заперты и не проникать внутрь объема источника.

С помощью численного моделирования по коду KARAT [1] проанализированы процессы ионизации остаточного газа ионным пучком и вторичной ионно-электронной эмиссии на мишени, рассчитаны токи вторичных частиц и рассмотрены возможности уменьшения их влияния на работу нейтронной трубки.

Значения сечений упругого рассеяния, ионизации и возбуждения атомов дейтерия, коэффициентов вторичной ионно-электронной эмиссии взяты из работ [2 – 4].

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ, соглашение №14.575.21.0049 (RGMEFI 57514X0049).

### Литература

- [1]. Tarakanov V.P. «User's Manual for Code KARAT», BRA Inc., Va, USA, (1992)
- [2]. Janev R. K., Presnyakov L. P., Collision processes of multiply charged ions with atoms, "Phys. Repts", 1981, v. 70, №1.
- [3]. Jung-Sik Yoon, Young-Woo Kim, Deuk-Chul Kwo, etc. Electron-impact cross sections for deuterated hydrogen and deuterium molecules. Rep. Prog. Phys. 2010, 73, с. 21.
- [4]. Брусиловский Б.А. Кинетическая ионно-электронная эмиссия. Москва, Энергоатомиздат, 1990, с. 184.

## ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ИОННЫМ ПОТОКОМ В ПЕННИНГОВСКОМ ИСТОЧНИКЕ ИОНОВ ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК

<sup>1</sup>Агафонов А.В., <sup>2</sup>Тараканов В.П.

<sup>1</sup> *Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [agafonov@sci.lebedev.ru](mailto:agafonov@sci.lebedev.ru)*

<sup>2</sup> *Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [karat@tarak.msk.su](mailto:karat@tarak.msk.su)*

В газонаполненных нейтронных трубках, используемые в каротажных технологиях, оптимальная длительность фронтов нейтронного импульса должна составлять менее 500 нс при примерном постоянстве нейтронного потока на основной части импульса длительностью от единиц до десятков микросекунд. Форма нейтронного импульса определяется в значительной степени формой импульса тока, выведенного из источника дейтронов (важным фактором является также обеспечение эффективной транспортировки и ускорения пучка к мишени). Решение поставленных задач требует исследования возможностей управления параметрами ионного потока, формируемого в источнике, по нескольким направлениям: «быстрый старт» для обеспечения короткого фронта импульса тока; пассивное или активное управление параметрами ионного пучка для формирования плоской вершины импульса. Это связано с варьированием большого количества параметров, по-разному влияющих на характеристики выводимого пучка. К ним относятся амплитуда и длительность фронта напряжения, форма напряжения, величина и профиль магнитного поля, давление и состав газа, форма электродов и их расположение, положение и параметры начальной «затравки» для развития разряда, а также любые комбинации перечисленных выше возможностей, позволяющих управлять генерацией и выводом ионного пучка из источника. Большая часть этих возможностей носит статический характер. Всегда желательно иметь возможность управления параметрами пучка в реальном времени. Профилирование напряжения будет сильно влиять в первую очередь на процессы формирования ионов внутри источника из-за изменения энергетического спектра электронов и, соответственно, на изменение скорости ионизации. Изменением геометрии анода и его положения, или профиля внешнего магнитного поля, можно перераспределить полный ток ионов между выводным отверстием и полной поверхностью катода, чтобы увеличить или уменьшить долю выводимого тока по отношению к полному току ионов, формируемому в источнике. За счет такого перераспределения можно попытаться спрофилировать импульс тока в оперативном режиме. Изменение геометрии электродов в оперативном режиме, естественно, невозможно, а изменение профиля внешнего магнитного поля вполне реально, учитывая, что требуемый масштаб времени изменения магнитного поля, формируемого соленоидальными катушками, составляет микросекунды.

Моделирование перечисленных возможностей проведено по коду KARAT [1] В расчетах учитывалось упругое рассеяние электронов, ионизация прямым столкновением и многоступенчатая ионизация атомов. Не учитывалась возможность вторичной ионно-электронной эмиссии с катода при бомбардировке его ионами, а также ионизация рабочего газа непосредственно образовавшимися ионами. Использована опция слияния частиц с близкими импульсами и координатами с момента времени, когда число крупных частиц превосходит максимальное заданное значение.

### Литература

- [1]. V.P. Tarakanov. User's Manual for Code KARAT// Springfield, VA, Berkeley Research Associates, Inc. 1992, p 127

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕНИ ФОРМИРОВАНИЯ СУБНАНОСЕКУНДНОГО ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В ГАЗАХ ВЫСОКОГО И СВЕРХВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Иванов С.Н., Лисенков В.В.

*Институт электрофизики Уральского отделения РАН, г. Екатеринбург, Россия,  
e-mail: [stivan@iep.uran.ru](mailto:stivan@iep.uran.ru)*

Измерения времени формирования ( $t_{\text{form}}$ ) разряда позволяют получить информацию о характере процессов на его предпробойной стадии. Фактически  $t_{\text{form}}$  определяется скоростью протекания ионизационных процессов в газовом промежутке и соответствующей скоростью увеличения его проводимости. Изменение практически любого внешнего параметра (напряжения, давления, конфигурации электродов, ширины разрядного промежутка и т.д.) неизбежно приводит к изменению и времени  $t_{\text{form}}$ . На  $t_{\text{form}}$  сильно влияет и характер инициирования начальных электронов в разрядном промежутке.

В настоящей работе проанализированы  $t_{\text{form}}$  субнаносекундного искрового разряда в азоте (диапазон давлений 1 – 40 атм) и водороде (диапазон давлений 1 – 60 атм) с помощью лавинной модели. В эксперименте на разрядный промежуток с однородным распределением электрического поля (катод и анод имели радиус закругления вершины 1 см) и длиной  $d = 0,75$  мм подавался субнаносекундный импульс напряжения амплитудой  $102 \pm 2$  кВ. Фронт импульса (по уровням 0,1 – 0,9 от амплитуды) был около 250 пс, полная длительность фронта — 500 пс. Скорость нарастания напряжения на разрядном промежутке на предпробойной стадии составляла  $7 \times 10^{14}$  В/с. Пробой происходил на фронте импульса. В эксперименте изменялось только давление газа с шагом в 5 – 10 атм и измерялось  $t_{\text{form}}$ . Таким образом, данные были получены в абсолютно одинаковых условиях.

Анализ полученных экспериментальных результатов показал, что в азоте в диапазоне давлений 10 – 40 атм и в водороде в диапазоне давлений 20 – 50 атм время запаздывания пробоя становится меньше, чем время роста электронной лавины до критического размера ( $t_{\text{кр}}$ ), и критическая длина лавины ( $x_{\text{кр}}$ ) лежит в пределах  $(2 - 4,5) \times 10^{-2}$  мм, что на порядок меньше длины разрядного промежутка. Это говорит о неприменимости лавинно-стримерной модели в данной ситуации. Объяснить быстрое формирование искрового канала можно ионизацией газовой среды убегающими электронами. Наличие убегающих электронов в наших условиях наблюдалось в работе [1]. В результате проводящий канал возникает при одновременном развитии большого числа электронных лавин из объема газа. При этом коммутация разрядного промежутка может начаться раньше, чем эти лавины наберут критическое число носителей, поскольку их совокупный ток может быть достаточно большим.

Повышение давления водорода от 50 до 60 атм приводит к резкому, примерно на 100 пс, росту  $t_{\text{form}}$ . В результате  $t_{\text{кр}}$  становится существенно меньше  $t_{\text{form}}$ . В этих условиях электроны перестают переходить в режим убегания, и инициирование разряда происходит с катода за счет автоэлектронной эмиссии с его микронеоднородностей.

Авторы благодарны д.ф.-м.н. Зубареву Н.М. за ряд полезных замечаний. Работа выполнена в рамках тем государственных заданий №0389-2014-0005 и -0027, при частичной финансовой поддержке ФАНО (программа фундаментальных исследований УрО РАН “Вещество в экстремальных состояниях”, проект №15-1-2-8) и РФФИ (проекты №16-08-00466-а и №16-08-00894-а)

### Литература

- [1]. Ivanov S.N., The Transition of Electrons to Continuous Acceleration Mode at Subnanosecond Pulsed Electric Breakdown in High-Pressure Gases, Journal of Physics D: Applied Physics, 2013, V. 46, № 28, 285201 (6 pp).

## ПУЛЬСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА МЕЖДУ КАПЕЛЬНО-СТРУЙНЫМ АНОДОМ И ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ КАТОДОМ

Галимзянов И.И., Каюмов Р.Р., Ахатов М.Ф., Гайсин Ф.М., Фахрутдинова И.Т.

*Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А.Н. Туполева, г. Казань, Россия, e-mail: [rushan\\_250189033@mail.ru](mailto:rushan_250189033@mail.ru)*

В настоящее время весьма актуальной задачей является изучение электрических разрядов с жидкими электродами. Это связано с решением задач в области металлургии, машиностроении, медицине [1, 2].

В данной работе проведены экспериментальные исследования электрического разряда между капельно-струйным анодом и электролитическим катодом при атмосферном давлении. В качестве электролита использовался раствор технической воды и 25% раствор NaCl. Диапазон используемых параметров напряжения  $U = 10 \div 1500$  В, силе тока  $I = 0,1 \div 6$  А, длине струи  $l_c = 1 \div 50$  мм, расходе электролита  $G = 0,5 \div 8,5$  г/с, диаметре струи  $d_c = 1,5 \div 5$  мм. Экспериментальная установка состоит из источника питания постоянного тока, электролитических ванн, к которым подведен потенциал. Расход электролита и диаметр струи регулировался краном. Из верхней электролитической ячейки электролит поступает на нижнюю электролитическую ячейку. Межэлектродное расстояние регулируется при помощи координатника. В межэлектродном расстоянии на границе раздела струи и электролита горит электрический разряд.

На фотографии 1 приведена форма электрического между капельно-струйным анодом и электролитическим катодом при частоте около  $f = 4$  МГц.

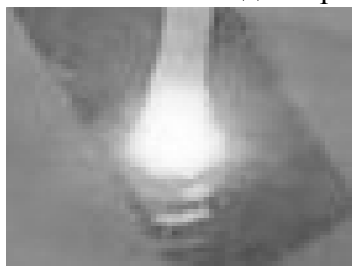


Рис. 1

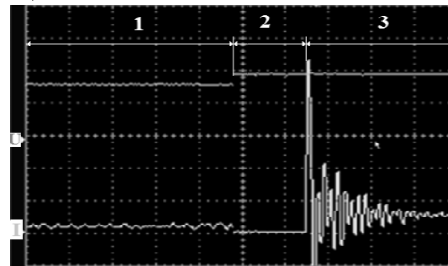


Рис. 2

На рис. 2 пульсации напряжения и тока разряда между капельно-струйным анодом и электролитическим катодом. Нижние колебания соответствуют току разряда, а верхние колебания напряжению разряда. Как видно из рис. 2 осциллограмма поделена на 3 участка. Первый участок в начальный момент сопровождается электролизом при  $I = 0,2$  А и  $U = 800$  В. Участок 2 соответствует предпробойному состоянию. Здесь величина тока практически уменьшается до нуля, а напряжение повышается до 950 В. Такое повышение напряжения сопровождается выделением пузырьков газа на границе капли-струи с жидкостью. Приводит к пробое вдоль пузырьков газа с достижением величины тока до 5,2 А (участка 3). После пробоя происходит колебательный процесс с затухающей величиной тока разряда. Это объясняется тем, что при  $p = 10^5$  Па возникают микроразряды на границе раздела двух жидких сред.

### Литература

- [1]. Каюмов Р.Р., Сон Э.Е., Садриев Р.Ш., Гайсин Ал. Ф., Багаутдинова Л.Н., Гайсин Ф.М., Шакирова Э.Ф., Ахатов М.Ф., Гайсин Аз.Ф. « Особенности сверхвысокочастотного разряда между медным штыревым электродом и технической водой». Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 6. С. 961.
- [2]. Галимов И.А., Ахатов М.Ф., Галеев И.М. «Модификация пластин свинцово-кислотных аккумуляторов» Международная молодежная научная конференция "XXII Туполевские чтения" 2015. С. 430 - 432.

## ОБ АНИЗОТРОПИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ ФОРМИРУЕМЫХ В ДЛИННОМ ПРОБКОТРОНЕ

Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М.

*Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия, [temple18@mail.ru](mailto:temple18@mail.ru)*

Ранее [1], было показано, что гиромагнитный авторезонанс (ГА) [2], реализуемый в импульсно-периодическом реверсном режиме магнитного поля, протяженного пробкотрона, приводит к образованию релятивистских плазменных сгустков со средней энергией, определяемой амплитудным значением импульсного магнитного поля.

В работе представлены результаты по изучению особенностей формирования и удержания генерируемых сгустков в осесимметричном магнитном поле протяженной пробочной конфигурации ( $R = 1,2$ ,  $L = 80$  см) с индукцией магнитного поля в центре ловушки  $B = 1200$  Гс. Первоначальная ионизация и заполнение ловушки исходной низкотемпературной плазмой происходит в результате ЭЦР-взаимодействия в момент достижения импульсным магнитным полем своего максимального значения в двух симметричных относительно центральной плоскости ловушки пучностях электрического поля СВЧ-волны. Возникающая плазма является «резервуаром» низкоэнергичных электронов, вовлекаемых в процесс локального гирорезонансного ускорения в нарастающем во времени магнитном поле при уменьшении во времени значения реверсного импульсного поля и восстановлении исходного профиля пробкотрона. Показано что нагрев (ускорение) электронной компоненты носит анизотропный характер и, как следствие, оказывает влияние на энергетический спектр электронов, их функцию распределения и пространственную структуру формируемых сгустков. Анализ полученных экспериментальных результатов показал четкую радиальную зависимость практически всех измеренных величин: максимальной и средней энергии электронов сгустка, их энергетического спектра и плотности, интенсивности генерируемого рентгеновского излучения. Отмечен факт, что немонотонное изменение этих характеристик имеет максимум вблизи точки, соответствующей радиусу 3 см. Особенности радиального распределения и кольцевая форма сгустка отчетливо наблюдаются в динамике в видимом диапазоне средствами ЭОП-фотографирования и рентгеновском с помощью камеры обскура. Зависимость спектра и квантового выхода рентгеновского излучения с газовой мишени при изменении рабочих параметров цикла ускорения показали, что в типичных экспериментальных условиях:

- электроны ускоренного плазменного сгустка в процессе удержания локализованы в минимуме пробочной ловушки и сконцентрированы в цилиндрическом слое;
- в типичных экспериментальных условиях высота слоя составляет – 3,75 см, а его диаметр не превышает 6,0 см;
- форма спектра и характеристики (квантовый выход, максимальная энергия) рентгеновского излучения в продольном и поперечном направлениях имеют радикальные отличия.

Полученные результаты однозначно свидетельствуют об анизотропных особенностях параметров плазменных сгустков, формируемых при ГА взаимодействии, и их последующем удержании в магнитостатическом поле протяженного классического пробкотрона.

Исследования поддержаны грантом РФФИ № 16-02-00640\16

### Литература

- [1]. Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М. // Прикладная физика. 2016. № 3. С. 15.
- [2]. Andreev V.V., Umnov A.M. // Plasma Sources Science and Technology. 1999. V. 8. № 3. P. 479.



## ОПТИМАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА И ПАРАМЕТРЫ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ОЗОНА

<sup>1</sup>Валиев Р.И., <sup>2</sup>Багаутдинова Л.Н., <sup>2</sup>Гайсин А.Ф., <sup>2</sup>Гайсин Ф.М., <sup>1</sup>Искаков И.М.,  
<sup>1</sup>Садриев Р.Ш.

<sup>1</sup>Набережночелнинский институт (филиал) Казанского (Приволжского) федерального университета, г. Набережные Челны, Россия, [chelny@kpfu.ru](mailto:chelny@kpfu.ru)

<sup>2</sup>Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева, г. Казань, Россия, [kai@kai.ru](mailto:kai@kai.ru).

Известны много способов и устройств получения озона. Синтез озона из газообразного кислорода происходит под воздействием тихого электрического разряда. Известен способ получения озона с использованием барьерного разряда — разряд, возникающий между двумя диэлектриками или диэлектриком и металлом в цепи переменного тока, является эффективным и экономичным генератором озона. Известен так же способ получения озона под воздействием ультрафиолетового излучения. В данном случае синтез озона более прост в реализации, но значительно менее производительен. Но больший всего выход озона из известных способов получается при использовании коронного разряда. Преимуществом озонаторов на основе коронного разряда является в первую очередь простота конструкции и неограниченность «разрядного промежутка». Газ можно прокачивать без дополнительного сопротивления, например, по широкой трубе с проволокой вдоль оси. Озонаторы на основе коронного разряда применяют чаще всего в вентиляционных сооружениях. Энергетический выход озона в коронном разряде может достигать до 200 – 250 г О<sub>3</sub>/кВтч при применении электропитания с короткими импульсами, с крутым фронтом нарастания напряжения. Однако, создание таких сложных генераторов электропитания, каких требует наносекундный импульсный разряд, является слишком дорогостоящим усложнением системы озона.

В разработанном и испытанном нами способе получения озона в газоразрядной камере с вытяжкой получаемого газа, включающем подачу напряжения между электродами, достигается тем, что в качестве одного из электродов используем техническую воду — электролит, являющуюся очищаемой водой, проточной или не проточной, зажигаем электрический разряд путем подачи напряжения между твердым анодом и электролитическим катодом, равного  $U = 28 - 75$  кВ, с частотой импульса  $f = 40 - 100$  МГц, при межэлектродном расстоянии  $2 \leq l \leq 20$  мм, где  $U$  — напряжение разряда,  $l$  — расстояние между твердым анодом и электролитическим катодом,  $f$  — частота импульса. В качестве рабочей среды использовался воздух, а так же может быть использован кислород.

После обработки всех данных результаты показали, что наибольший выход озона происходит при значениях  $f = 56$  МГц, т.к. при  $f = 40$  МГц выход озона в разрядной камере минимален и возрастает до  $f = 56$  МГц и далее до значений  $f = 74$  МГц идет снижение и свыше до  $f = 100$  МГц практически не меняется, таким образом, был найден оптимальный режим работы установки для максимального выхода озона и оптимальные характеристики ( $U, f, l$ ).

### Литература

- [1]. Монография А.В. Токарев//Коронный разряд и его применение. Бишкек: КРСУ. 2009.
- [2]. Морозов А.И. //Введение в плазмодинамику. Физматлит, Москва, 2008.
- [3]. Сон Э.Е., Садриев Р.Ш., Гайсин Ал.Ф., Багаутдинова Л.Н., Гайсин Ф.М., Шакирова Э.Ф., Ахатов М.Ф., Гайсин Аз.Ф., Каюмов Р.Р. //Особенности свержвысокочастотного разряда между медным штыревым электродом и технической водой. Теплофизика высоких температур. – 2014. – Т. 52, № 6. – С. 961.

## ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА МЕЖДУ КАПЕЛЬНО-СТРУЙНЫМ АНОДОМ И ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ ПРОТОЧНЫМ НЕОРГАНИЧЕСКИМ КАТОДОМ

Ахатов М.Ф., Гайсин Аз.Ф., Галимзянов И.И., Каюмов Р.Р.

*Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А.Н. Туполева, г. Казань, Россия, e-mail: [Ahatov.81@yandex.ru](mailto:Ahatov.81@yandex.ru)*

Жидкие электролиты, наряду с металлическими электродами, были известны ещё на самых ранних исторических этапах изучения электрических разрядов [1]. Однако электролитам уделялось меньше внимания, чем металлическим электродам, и разряды со струйными электродами оставались малоизученными. В настоящее время появились заметные успехи в изучении таких разрядов [2]. Выбор в качестве электролита раствор аммиачной селитры обусловлен тем, что он хорошо растворяется в воде и обладает большой гигроскопичностью (способностью поглощать влагу из воздуха). В результате экспериментального исследования колебания тока и напряжения электрического разряда (ЭР) между капельно-струйным анодом и электролитическим проточным катодом особенности горения ЭР. В качестве электролита был выбран раствор  $\text{NH}_4\text{NO}_3$  (аммиачная селитра). ЭР горит вдоль струйного анода при длине струи от 60 до 90 мм, те при образовании вдоль струи участков однородного и неоднородного рис. 1. При расщеплении в струи возникает разность потенциалов, что и приводит возникновению пробоя между каплями электролита.

Результаты экспериментальных исследований колебаний тока и напряжения ЭР в диапазоне давления  $P = 10^5 - 10^3$  Па,  $U = 0 - 1300$  В,  $I = 0,001 - 0,02$  А,  $l_c = 0$  до 100 мм представлены на рис. 2.



Рис. 1. Фотография ЭР

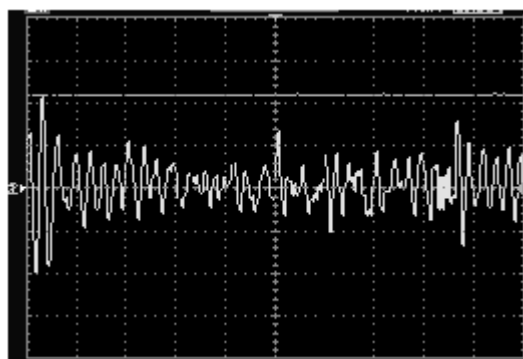


Рис. 2. Осциллограммы колебания тока и напряжения разряда

Как видно из рис. 2, напряжение не пульсирует и составляет 1200 В. На рис. 2 наблюдаются скачки тока до скачка  $I = 0,005$  А, а после скачка  $I = 0,018$  А. разность  $\Delta I = 0,0115$  А. Это объясняется возникновением электрического разряда между каплями электролита на рис. 1.

### Литература

- [1]. Ахатов М.Ф. Многоканальный разряд между струйным электролитическим катодом и твердым анодом при атмосферном давлении. Автореферат диссертации на соискание уч. степени к.т.н., Казань, 2008.
- [2]. Р. Р. Каюмов, Ал. Ф. Гайсин. Электрический разряд между струйным электролитическим катодом и проточной электролитической ячейкой-анодом при атмосферном и пониженных давлениях. Вестник Казанского технологического университета, 2010.

## РАЗМЕРНОСТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ЭНЕРГОВВОДА В РАЗРЯДНЫЙ ПРОМЕЖУТОК

Эльдаров Ш.Ш.

*Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия,  
dgu@dgu.ru*

Электрическая энергия, поступающая в разрядный промежуток, перераспределяется на энергию газодинамического движения, нагрев, ионизацию и на энергию, распределяемую по спектру излучения плазменного канала разряда[1].

В первом приближении можно записать:

$$\dot{\mathcal{E}}_V = f(U, L, P) \quad (1)$$

где  $U, L, P$  — напряжение, индуктивность и давление соответственно.

Явный вид функциональной зависимости (1) можно найти на основе размерностных соотношений. Для этого представим выражение (1) в виде одночлена:

$$\dot{\mathcal{E}}_V = A \frac{U^k}{L^m P^n}, \quad (2),$$

где  $A$  — безразмерная константа.

Далее учтем, что

$$[\dot{\mathcal{E}}_V] = ML^{-1}T^{-3} \quad (3),$$

а также, соответственно

$$\left[ \frac{U^k}{L^m P^n} \right] = M^{\frac{k}{2}-n} L^{\frac{k}{2}+m+n} T^{2n-2m-k} \quad (4)$$

Значения показателей степеней  $k, m$  и  $n$  определим, решив систему из трех линейных уравнений с тремя неизвестными:

$$\begin{cases} \frac{k}{2} - n = 1 \\ \frac{k}{2} + m + n = -1 \\ 2n - 2m - k = -3 \end{cases} \quad (5).$$

Решив систему (5) находим  $k = 3/2, m = 1/2, n = -1/4$ . Следовательно, выражение (2) примет вид

$$\dot{\mathcal{E}}_V = AU^{3/2}P^{1/4}L^{-1/2} \quad (6).$$

Выражение (6) находится в удовлетворительном согласии с экспериментом.

### Литература

- [1]. Басов Н.Г., Борович П.П., Зуев В.С., Розанов В.Б. Стойлов Ю.Ю. Экспериментальное исследование энергетических характеристик мощного разряда в воздухе // ЖТФ.- 1976.- Т.46.- В.5.- С.981-995.
- [2]. Гегечкори Н.М. Экспериментальное исследование канала искрового разряда. // ЖЭТФ.- 1951.- Т.21.- №4. - С.493-503.

## ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ АНТЕННЫ НА ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОДНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА

Лебедев Ю.А., Татаринов А.В., Титов А.Ю., Эпштейн И.Л.

*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, г. Москва, Россия, [lebedev@ips.ac.ru](mailto:lebedev@ips.ac.ru)*

В этой работе приведены результаты исследования методами 1-D и 2-D моделирования влияния диэлектрического покрытия (изменение электродинамики разряда, осаждение зарядов на поверхности диэлектрика, изменение каталитических свойств поверхности антенны) на параметры неравновесной плазмы электродного микроволнового разряда в водороде при пониженном давлении. Двумерная модель применяется для описания установившихся СВЧ полей в пустой разрядной камере, внутренний электрод которой покрыт диэлектриком. Разрядная камера подробно описана в [1, 2]. В качестве покрытия электрода использовались диэлектрики с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 1, 2, 3, 4$  с толщинами  $d = 1, 2, 3$  мм. Одномерная модель описывает СВЧ разряд в водороде с учетом накопления заряда на поверхности диэлектрического покрытия внутреннего электрода. Модель включает в себя уравнение для электромагнитного поля в квазистатическом приближении, а также нестационарные балансные уравнения для концентраций заряженных и нейтральных частиц и уравнение Пуассона для вычисления поля разделения зарядов. В расчетах учитывались процессы подробно описанные в [3, 4]. На поверхности диэлектрика со стороны плазмы решается уравнение, описывающее накопление поверхностного заряда  $\sigma$ :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -e(\sum_i \Gamma_p^i - \Gamma_e),$$

где  $\Gamma_p^i$  и  $\Gamma_e$  потоки ионов  $i$ -го сорта и электронов на стенку.

Моделирование влияния диэлектрического покрытия металлического электрода на параметры плазмы СВЧ разряда в водороде при пониженном давлении показало следующее. (а) Использованием диэлектрического покрытия разной толщины и разной диэлектрической проницаемости можно управлять пространственным распределением напряженности микроволнового поля у антенны. (б) Изменение электродинамики и осаждение зарядов на поверхности диэлектрика оказывают влияние только на приповерхностную область разряда и практически не влияют на характеристики плазмы в объеме плазмы (например, на максимальное значение концентрации электронов). (в) Каталитические свойства поверхности диэлектрика сильно влияют на максимальное значение концентрации атомов водорода в случае преобладания их гибели в процессах диффузии и рекомбинации на поверхности. (г) Осаждение зарядов на поверхности диэлектрика приводит к возрастанию потенциала поверхности относительно плазмы, но пространственное распределение потенциала практически не изменяется, а также приводит к смещению области плазменного резонанса к поверхности электрода. Можно ожидать, что с увеличением роли объемной рекомбинации атомов водорода, роль основного фактора влияния диэлектрического покрытия на параметры плазмы будет малой.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (№15-08-00070).

### Литература

- [1]. Lebedev Yu A, Epstein I L, Tatarinov A V, Shakhmatov V A *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2006, **44**, 30.
- [2]. Lebedev Yu A, Mokeev M V, Tatarinov A V, Shakhmatov V A, Epstein I L *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2008, **41**, 194001.
- [3]. Lebedev Yu A, Tatarinov A V, Titov A Yu, Epstein I L, Krashevskaya G V, Yusupova E V *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2014, **47**, 335203.
- [4]. Лебедев Ю.А., Татаринов А.В., Титов А.Ю., Эпштейн И.Л. Ученые Записки Казанского Университета. Серия Физико-Математические Науки, 2014, т. 156, С. 120.

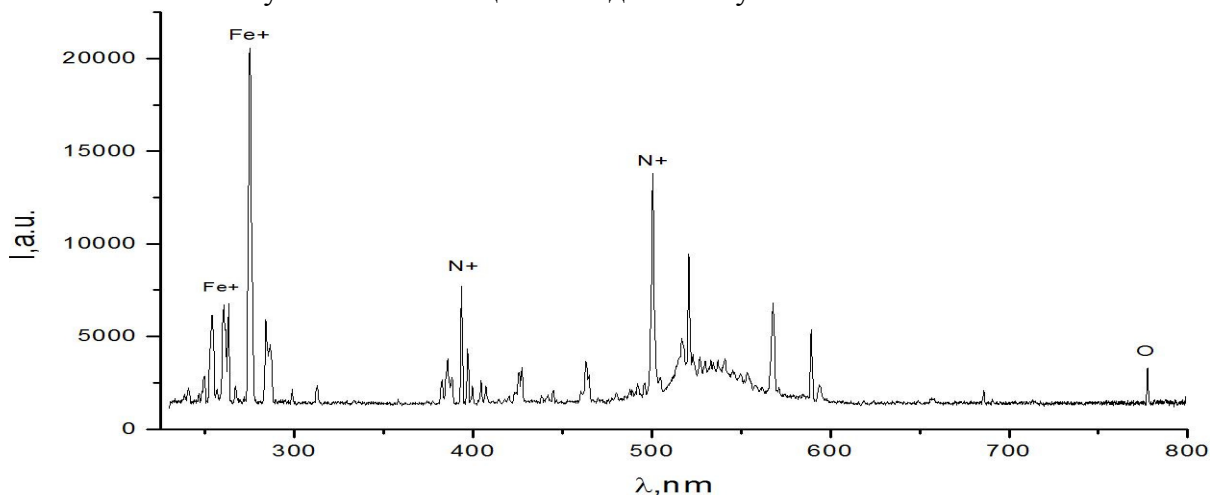
**СПЕКТР УФ ИЗЛУЧЕНИЯ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА**

Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Косый И.А., Моряков И.В., Тактакишвили М.И.,  
Тарасова Н.М.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,  
anpilov56@gmail.com*

В работе представлены спектральные характеристики высоковольтного импульсно-периодического многоэлектродного скользящего разряда [1] в воздухе, при атмосферном давлении. Основное внимание уделено ультрафиолетовой (УФ) части спектра (200 – 400 нм), как одной из характеристик разряда важной при решении целого ряда прикладных задач. Разрядное устройство: на поверхности диэлектрической трубки с одинаковым зазором между ними располагаются кольцевые электроды из разных металлов: нержавеющей стали, меди, титана, алюминия. Источник питания:  $U = 20$  кВ;  $I = 300$  А;  $t = 2 - 3$  мкс;  $W = 1,6$  Дж. Методы исследования: спектрограф Ocean S2000 — регистрация интегрального спектра излучения (200 – 850 нм); ФЭУ-142 (диапазон чувствительности — 200 – 360 нм) — временные характеристики УФ излучения.

Результат: под действием высоковольтного импульса напряжения формируется многоискровой разряд с параметрами: концентрация электронов  $n_e \approx 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, температура электронов  $T_e \approx 1 - 1,5$  эВ, газовая температура  $T_g \approx 4000$  К. УФ излучение практически целиком представлено линиями ионов и атомов металла — материала электрода. На рисунке представлен спектр излучения для нержавеющей стали в воздухе. В видимой области на фоне континуума выделяются линии азота и кислорода. УФ излучение в основном поступает из приэлектродных областей. Аналогичные эксперименты были выполнены также в аргоне, азоте, метане. Спектральные характеристики УФ излучения практически не изменились. Осциллограммы напряжения, тока и УФ излучения показали, что динамика свечения УФ коррелирует с временной характеристикой импульса тока. Эксперименты, подобные описанным выше, были выполнены в воде с инъекцией газа в межэлектродное пространство. Для УФ части спектра получены аналогичные результаты. Многоэлектродность разрядной системы позволяет увеличивать общий выход УФ излучения.

**Литература**

- [1]. А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, В.А. Копьев, И.А. Косый, В.П. Силаков, М.И. Тактакишвили, Н.М. Тарасова, С.М. Темчин, Ю.В. Задирака, Н. Кристофи, Ю.Н. Козлов. Использование электрического разряда, как источника УФ-излучения, озона и двуокси водорода. “Прикладная физика”, №5, 2002, стр.74-81.

## ИСТОЧНИК АКТИВНОГО АТОМАРНОГО АЗОТА НА ОСНОВЕ ЭЦР РАЗРЯДА, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНОВ

Дубинов И.Д., Водопьянов А.В., Мансфельд Д.А., Сидоров А.В.

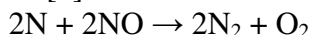
*Институт прикладной физики, г. Нижний Новгород, Россия,  
e-mail: [goshadub@gmail.com](mailto:goshadub@gmail.com)*

В последние годы, соединения группы АЗВ5 стали очень популярны благодаря своим уникальным и перспективным свойствам. Гетероэпитаксиальные пленки привлекают большой интерес из-за возможности их использования для эффективных оптоэлектронных приборов и электронных СВЧ приборов. Наиболее интересным соединением группы АЗВ5 является нитрид индия. Он имеет узкую ширину запрещенной зоны и высокую ожидаемую подвижность электронов, может быть использован для создания солнечных батарей и лазеров ИК диапазона [1].

Единственным способом получить InN является эпитаксиальный рост. Хорошие гетероэпитаксиальные слои нитрида индия могут быть получены с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Для реализации этого метода необходим источник активного азота [2].

Применение гиротрона в качестве источника СВЧ-излучения с высокой частотой и мощностью обеспечивает дополнительную возможность для регулировки потока активированного азота. Скорость подачи активного азота в зону роста определяется параметрами плазмы. Измерение параметров источника атомарного азота необходимо для создания наилучших условий для эпитаксиального роста [3].

В данной работе, приводятся результаты измерения параметров источника атомарного азота на основе плазмы электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) разряда, который поддерживается с помощью микроволнового излучения на частоте 24 ГГц. Измерение потока атомарного азота производилось при помощи масс-спектрометрического анализа продуктов реакции титрации с монооксидом азота [4].



Количество атомарного азота определялось по уменьшению количества монооксида азота по сравнению с количеством монооксида азота при выключенном СВЧ источнике – отсутствием потока атомарного азота, как следствие отсутствием реакции монооксида азота с атомарным азотом. Был продемонстрирован максимальный поток атомарного азота равный  $4 \cdot 10^{18}$  шт/сек.

Измерение параметров температуры и концентрации электронов производилось Ленгмюровским зондом. Было показано, что температура электронов резко падает с увеличением напуска азота в камеру ЭЦР, основным параметром, влияющим на концентрацию электронов в плазмы в зоне роста, является мощность СВЧ излучения.

### Литература

- [1]. M. Sato, "Epitaxial Growth of InN by Plasma-Assisted Metalorganic Chemical Vapor Deposition," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. Part 2, No. 5B, pp. L595–L597, May 1997.
- [2]. A. Vodopyanov D. Mansfeld, Y. Buzynin, M. Drozdov, Y. Drozdov Indium Nitride Film Growth by Metal Organic Chemical Vapor Deposition: *Japanese Journal of Applied Physics*, 2013. - Т. 52.
- [3]. A. Vodopyanov and D. Mansfeld, "Reactive nitrogen source based on ECR discharge sustained by 24 GHz radiation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 54, no. 4, p. 040302, 2015.
- [4]. G. J. Verbeke C. A. Winkle The reactions of active nitrogen with nitric oxide and nitrogen dioxide : *J. Phys. Chem.*, March, 1960. - Т. J. Phys. Chem..

## ВЫЧИСЛЕНИЕ ТОКА, ПРОТЕКАЮЩЕГО ЧЕРЕЗ ТОЛСТОСТЕННУЮ ТРУБКУ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ИЗМЕРЕННОГО НА ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТРУБКИ

<sup>1</sup>Хирьянова А.И., <sup>1,2</sup>Ткаченко С.И.

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область, Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Решается задача восстановления тока, протекающего через трубку, по временной зависимости напряженности электрического поля, измеренной на внутренней поверхности трубки. Таким образом, используя данные о полном токе, протекающем через электрод, может быть определена доля тока, протекающего через плазму, образующуюся на наружной поверхности трубки, и тока, протекающего через саму трубку.

Предлагаемый способ может быть также использован в случае толстостенной трубки (толщина скин-слоя, определенная при комнатной температуре, значительно меньше, чем толщина стенки трубки). При восстановлении тока решается обратная задача, некорректность решения связана с быстрым затуханием высших гармоник при диффузии электромагнитного поля через материал электрода. Некорректность задачи была разрешена следующим образом: для восстановления текущего профиля используется сглаженный экспериментальный профиль напряжения, а число членов разложения для расчета численных решений ограничено; таким образом, только гладкие компоненты были приняты во внимание.

С помощью предложенного метода, временной профиль тока был восстановлен для экспериментальных данных, полученных на установке Ангара-5-1. Была также получена эволюция распределений плотности и температуры по толщине трубки. Численные результаты для электрического поля на внутренней поверхности трубки находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Данная работа частично поддержана проектами Министерства образования и науки РФ 3.522.2014 / К и РФФИ 14-01-00678.

### Литература

- [1]. Е.В. Грабовский, П.Р. Левашов, Г.М. Олейник, С.Л. Олсон, П.В. Сасоров, В.П. Смирнов, С.И. Ткаченко, К.В. Хищенко. Формирование и динамика плазменных слоев на поверхности фольги при протекании мощного импульса тока // Физика плазмы, 2006. т. 32, No 9, с. 782-793.
- [2]. Ю.Л. Бакшаев, А.В. Бартов, П.И. Блинов, А.С. Черненко, С.А. Данько, Ю.Г. Калинин, А.С. Кингсеп, В.Д. Королев, В.И. Мижирицкий, В.П. Смирнов, А.Ю. Шашков, П.В. Сасоров, С.И. Ткаченко. Исследование динамики приэлектродной плазмы в сильноточной магнитоизолированной транспортирующей линии // Физика плазмы, 2007. т. 33, No 4, с. 291-303.
- [3]. С.С. Ананьев, Ю.Л. Бакшаев, А.В. Бартов, П.И. Блинов, С.А. Данько, А.И. Жужунашвили, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, А.С. Кингсеп, В.Д. Королев, В.И. Мижирицкий, В.П. Смирнов, С.И. Ткаченко, А.С. Черненко. Транспортирующие свойства сильноточной магнитоизолированной передающей линии и динамика приэлектродной плазмы // Физика плазмы, 2008. т. 34, No 7, с. 627-640.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ В ДИОДЕ С ОСТРИЙНЫМ КАТОДОМ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ДАВЛЕНИЙ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

<sup>1,2</sup>Паркевич Е.В., <sup>2</sup>Ткаченко С.И., <sup>1,3</sup>Агафонов А.В., <sup>1</sup>Мингалеев А.Р., <sup>1</sup>Романова В.М.,  
<sup>1</sup>Шелковенко Т.А., <sup>1</sup>Пикуз С.А.

<sup>1</sup>Физический институт им. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область, Россия, [parkevich@phystech.edu](mailto:parkevich@phystech.edu)

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия

Исследование импульсных разрядов в газе и в вакууме является как фундаментальной, так и актуальной задачей для многих приложений [1, 2]. В работе основное внимание уделено изучению предпробойной стадии (до образования плазменного канала между электродами), поскольку процессы, происходящие на этой стадии, определяют скорость развития разряда, что важно, в том числе, и для быстрого срабатывания разрядников. Недостаток информации о плазме, формирующейся на разных стадиях разряда, связан с трудностью диагностирования быстропротекающих процессов с высоким пространственным (микрон) и временным (наносекунды и меньше) разрешением. Для преодоления этих трудностей в работе применяется многокадровое лазерное зондирование [3].

Для исследования импульсного разряда в широком диапазоне давлений от 10 – 5 Торр до 1 атм была создана малогабаритная установка с жёсткой синхронизацией момента зондирования пикосекундного Nd:YAG лазера LS-2151 (длительность импульса на полувысоте — 70 пс, энергия в импульсе до 40 мДж; две гармоники –  $\lambda = 1064$  и 532 нм) с подаваемым импульсом напряжения на исследуемую нагрузку (точность синхронизации импульса напряжения и зондирующего луча ~1 нс). Установка позволяет получать импульсы напряжения амплитудой до 10 кВ и длительностью ~150 нс, длительность фронта импульса — 20 нс, максимальный ток — 1,5 кА. Разработанная оптическая схема позволяет получать до трёх кадров, за один выстрел с одновременной регистрацией в каждом канале интерференционного, теневого и шпирен-изображения. Время экспозиции кадра определяется длительностью лазерного импульса — 70 пс. В случае разряда в газе атмосферного давления было обнаружено, что начальная стадия пробоя сопровождается появлением плотного облака плазмы на торце катодного острия с электронной плотностью около  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  на масштабе нескольких десятков микрон.

Измеренные характерные скорости расширения плазмы составили ~25 км/с в продольном и ~5 км/с в поперечном направлениях. Данные значения практически не зависели от материала эмиттера и не менялись от выстрела к выстрелу (исследования велись только при напряжении 10 кВ). Образование аналогичного облака плазмы на аноде начинается лишь после появления катодного облака и его небольшого продвижения к аноду.

### Литература

- [1]. Ковальчук Б.М., Королев Ю.Д., Кумпяк Е.В. //ЖТФ, 2012. Т. 82. № 8. С. 124.
- [2]. Месяц Г.А., Яландин М.И. //УФН 2005. Т. 175. С. 225.
- [3]. А.Н. Зайдель, Г.В. Островская, Лазерные методы исследования плазмы, Наука, г. Ленинград, 1977, 219 С.



## **ИЗМЕРЕНИЯ В СИЛЬНОТОЧНОМ КАНАЛЕ РАЗРЯДА В ВОДОРОДЕ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ КОНТАКТНЫМИ МЕТОДАМИ ДИАГНОСТИКИ**

Пинчук М.Э., Будин А.В., Богомаз А.А., Лекс А.Г., Леонтьев В.В., Позубенков А.А.

*Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, г. Санкт-Петербург, Россия,  
[pinchme@mail.ru](mailto:pinchme@mail.ru)*

Диагностика сильноточных разрядов в газе высокой плотности чрезвычайно сложная научная и техническая задача. Высокая плотность плазмы ограничивает возможности диагностики. При давлении газа в несколько десятков атмосфер плазма канала дуги становится непрозрачной. Оптические методы дают информацию только о периферийных областях разряда вследствие сильного поглощения излучения из центральных областей разряда. Применение контактных методов также исключительно сложная задача вследствие чрезвычайно больших тепловых, ударных и электродинамических нагрузок на измерительные элементы, вводимые в разрядный объем. Вместе с тем, контактные методы позволяют провести прямые локальные измерения в канале разряда.

Исследовался разряд в водороде при начальном давлении газа до 30 МПа с амплитудой тока до 1 МА. Разряд инициировался электрическим взрывом медной проволоочки. Стальные полусферические электроды диаметром 2 см располагались по оси камеры, расстояние между ними составляло от 2 до 6 см. Корпус камеры являлся обратным токопроводом. Зарядное напряжение емкостного накопителя энергии задавалось от 1 до 15 кВ. Емкость накопителя была 1.2, 2.4, 4.8 или 40 мФ. Энергозапас достигал 500 кДж.

Для разряда при указанных выше параметрах были разработаны оригинальная магнитозондовая диагностика [1] и система измерений с помощью электрических зондов [2]. В настоящем докладе представлены новые данные, полученные при помощи разработанных комплексов диагностики.

Определены скорости контракции канала разряда на стадии роста тока при помощи магнитозондовой диагностики. Проведено сравнение экспериментальных данных с расчетными оценками скорости сжатия для разрядов с плазмой паров металла и разрядов с преобладанием водородной плазмы. Колебания токового радиуса совпадает с колебаниями напряжения на разрядном промежутке. Радиус зоны протекания тока уменьшается с увеличением начальной плотности газа.

Показано, что суммарное падение напряжения вблизи электродов составляет ~1 кВ при напряженности поля в канале ~50 В/см для медленного разряда со скоростью нарастания тока  $\sim 10^8$  А/с. Для более быстрого нарастания тока была произведена модификация измерительной системы по сравнению с [1]. В модернизированной системе дифференциальный электрический зонд соединен трансформаторной развязкой с измерительным трактом.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты [15-08-04219-а](#), [16-08-00767-а](#)).

### **Литература**

- [1]. Пинчук М.Э., Будин А.В., Леонтьев В.В., Лекс А.Г., Богомаз А.А., Рутберг Ф.Г., Позубенков А.А. Известия высших учебных заведений. Физика. 2014. Т. 57. № 12-2. С. 240-244.
- [2]. Пинчук М.Э., Будин А.В., Богомаз А.А., Позубенков А.А., Куракина Н.К. Известия высших учебных заведений. Физика. 2016. Т. 59.

## ИССЛЕДОВАНИЯ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЙ РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ ЭРГ С ПОМОЩЬЮ МНОГОКАНАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

<sup>1,2</sup>Родионов А.А., <sup>1</sup>Агафонов А.В., <sup>1</sup>Огинов А.В., <sup>1</sup>Шпаков К.В., <sup>1,3</sup>Байдин И.С.

<sup>1</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
[postmaster@lebedev.ru](mailto:postmaster@lebedev.ru)

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область, Россия, [info@mipt.ru](mailto:info@mipt.ru)

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия,  
[rector@mephi.ru](mailto:rector@mephi.ru)

Исследования излучений атмосферного разряда, ведущиеся на установке ЭРГ (ФИАН) [1 – 2], показали необходимость развития и совершенствования сцинтилляционных диагностик, обусловленных низкофоновой регистрацией импульсов малой длительности рентгеновского и гамма-излучения с энергией квантов от десятков кэВ до нескольких МэВ, а также нейтронного излучения. При этом важно улучшить максимально достижимое временное и амплитудное разрешение используемых типов фотоумножителей, что возможно при использовании современной элементной базы [3].

Представлены подходы к созданию «быстрых» детекторов излучений на базе отечественных ФЭУ-30 (временное разрешение ~5 нс) в сборке со сцинтилляторами разных типов. Для устранения нестабильности работы ФЭУ, связанной с высокой средней нагрузкой и нарушением линейности при импульсном отклике, делители питания были оптимизированы по методикам [4], а каждый детектор запитывался от усовершенствованных отдельных источников питания. Особое внимание уделялось экранировке от сильных электромагнитных наводок, возникающих в момент разряда, для чего элементы конструкции корпусов были выполнены из пермаллового сплава 79НМ.

С помощьюборок усовершенствованных сцинтилляционных детекторов проведены экспериментальные исследования анизотропии жесткого рентгеновского излучения, длительность которого изменяется от сотен наносекунд до предела, соответствующего максимальному временному диапазону измерения данных детекторов. С использованием ступенчатых фильтров оценены максимальные энергии гамма-квантов, возникающих во время атмосферного разряда. Статистические данные, собранные во время последовательных серий экспериментов, позволяют утверждать о наличии жестких излучений, их анизотропном характере, и связи с характерными особенностями поведения тока и напряжения в начальной фазе атмосферного разряда. Приведены результаты серий экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект № 14-22-00273), РФФИ (грант 17-08-01690 и 17-08-01469), а также гранта Учебно-Научного Комплекса ФИАН (УНК).

### Литература

- [1]. A. V. Agafonov, A. V. Oginov, and K. V. Shpakov, Prebreakdown Phase in Atmospheric Discharges, Physics of Particles and Nuclei Letters, 2012, Vol. 9, No. 4–5, pp. 380–383.
- [2]. A. V. Agafonov, A. V. Bagulya, O. D. Dalkarov et al. Observation of Neutron Bursts Produced by Laboratory High-Voltage Atmospheric Discharge, Phys. Rev. Lett., 111, 115003 (2013).
- [3]. Baldakin B.O., Ronzhin A.P., Cisek Z., Preprint, PI3-7859, Dubna 1974.
- [4]. Basiladze S.G., Ivanov V.I., Preprint, 13-9172, Dubna, 1975.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРЯДА, ИНИЦИИРОВАННОГО ТГц ИЗЛУЧЕНИЕМ В НЕОДНОРОДНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Сидоров Д.С., Водопьянов А.В., Разин С.В., Сидоров А.В.

*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия,  
e-mail: [dmitrisidoroff@rambler.ru](mailto:dmitrisidoroff@rambler.ru)*

Ключевым параметром, характеризующим установки по формированию микроструктур и микроскопии, является пространственное разрешение, которое ограничивается дифракцией света на выходной апертуре оптической системы. В соответствии с критерием Релея дифракционный предел разрешающей способности оптической системы будет выражен как

$$\sigma = \frac{k\lambda}{NA}$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $NA$  — числовая апертура,  $k$  — коэффициент пропорциональности, определяющийся когерентными свойствами света и способами освещения объекта.

В современных литографических установках в качестве источника облучения фоторезиста используется ArF ультрафиолетовый лазер, работающий на длине волны 193 нм, что даёт разрешение порядка 100 нм. Однако благодаря методам улучшения разрешающей способности удалось уменьшить разрешение до 16 нм.

Практически пятикратное преодоление дифракционного предела разрешающей способности связано с усложнением, а, следовательно, и удорожанием оборудования и технологии производства чипов. Вместо простейшей процедуры формирования топологии, включающей нанесение фоторезиста на пластину, экспонирования и проявления, появляются десятки новых операций.

В настоящее время проекционная нанолитография экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона на длине волны 13,5 нм считается наиболее перспективной для создания современных интегральных полупроводниковых схем. Выбор этого диапазона связан с тем, что меньшая в 14 раз длина волны сдвигает дифракционный предел разрешающей способности в несколько раз. Во-вторых, на эту длину волны существуют интерференционные Mo/Si многослойные зеркала с теоретическим коэффициентом отражения около 75% и практически на уровне 70%.

В данной работе приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования разряда в неоднородных потоках тяжёлых газов (Ar, Kr, Xe), инициированного ТГц излучением. Рассчитаны кривые пробоя, а так же профили давления газа в потоке. Измерена мощность излучения в диапазоне 13,5 нм.

### Литература

- [1]. M. Glyavin, S. V. Golubev, I. V. Izotov, A. G. Litvak, A. G. Luchinin, S. V. Razin, A. V. Sidorov, V. A. Skalyga, and A. V. Vodopyanov, "A point-like source of extreme ultraviolet radiation based on a discharge in a non-uniform gas flow, sustained by powerful gyrotron radiation of terahertz frequency band," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 17, 2014.
- [2]. Measurement of plasma density in the discharge maintained in a nonuniform gas flow by a high-power terahertz-wave gyrotron AV Sidorov, SV Razin, SV Golubev, MI Safronova, AP Fokin, AG Luchinin, *Physics of Plasmas* (1994-present) 23 (4), 043511

## МЕТОДЫ ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИИ АЗОТА ДЛЯ РОСТА НИТРИДНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

Синцов С.В., Водопьянов А.В., Мансфельд Д.А., Сидоров А.В., Викторов М.Е.

Институт прикладной физики, г. Нижний Новгород, Россия, e-mail: [sintcovs@mail.ru](mailto:sintcovs@mail.ru)

Благодаря своим уникальным свойствам соединения нитридов металлов третьей группы за последние годы стали одними из наиболее перспективных материалов современной оптоэлектроники. Эти полупроводниковые соединения являются идеально подходящими для создания высокоэффективных солнечных батарей, светодиодов инфракрасного и оптического диапазонов, а также электронных устройств СВЧ диапазона [1]. Однако, ключевой проблемой получения таких нитридов является технологическая сложность получения активного азота. Учитывая сравнительно низкие температуры разложения многих соединений группы  $A_3N$ , подходящим методом является плазменная активация азота. Под активным азотом здесь понимается либо диссоциированный атом, принимающий участие в реакции соединения, либо колебательно-возбужденная молекула с энергией, достаточной для протекания реакции обмена. В реализованных источниках активного азота температура электронов не превышает 5 эВ, что говорит о доминировании механизма ступенчатой диссоциации молекулы азота через колебательно-возбужденные уровни над диссоциацией прямым электронным ударом. Также скорость диссоциации молекулы азота экспоненциально возрастает с увеличением номера кванта колебательного возбуждения. Таким образом, оба вышеописанных ростовых канала однозначно зависят от колебательной температуры, характеризующей среднюю энергию распределения молекул азота по колебательным степеням свободы, и о параметрах исследуемых источников активного азота можно судить именно по ней.

Были исследованы параметры плазмы двух источников активного азота на основе высокочастотного (ВЧ) индукционного разряда с частотой 13,56 МГц и электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) разряда, создаваемого с помощью технологического гиротрона с частотой излучения 24 ГГц [2]. Объем, занимаемый плазмой, на обеих установках примерно одинаковый и составляет порядка  $50 \text{ см}^3$ . Измеряемыми характеристиками являлись концентрация электронов, температура электронов и колебательная температура молекул азота. Оказалось, что при одинаковых давлениях в газоразрядных камерах и значениях мощностей нагрева до 400 Вт, все измеряемые параметры на обеих установках совпадают в пределах погрешностей. Равенство колебательных температур (характерное значение порядка 1 эВ) говорит о том, что в диапазоне мощностей нагрева плазмы от 200 до 400 Вт, ВЧ разряд способен обеспечить поток активного азота не ниже, чем ЭЦР разряд. По измеренным параметрам плазмы и известным сечениям ступенчатой и прямой диссоциации азота, был оценен поток активного азота, пригодного для участия в реакции образования InN по обоим описанным ростовым каналам. Он составил  $2 \times 10^{19}$  шт/с при давлении 0,14 Торр и мощности нагрева 400 Вт. Энергетический порог колебательного возбуждения, преодоление которого необходимо для протекания реакции обмена составил для нитрида индия 3,4 эВ. Поток возбужденных молекул, с энергией, запасенной в колебаниях, большей вычисленного порога, составил  $1,5 \times 10^{19}$  шт/с.

### Литература

- [1]. M. Sato, "Epitaxial Growth of InN by Plasma-Assisted Metalorganic Chemical Vapor Deposition," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. Part 2, No. 5B, pp. L595–L597, May 1997.
- [2]. A. Vodopyanov and D. Mansfeld, "Reactive nitrogen source based on ECR discharge sustained by 24 GHz radiation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 54, no. 4, p. 040302, 2015

## ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ АТОМА ГЕЛИЯ

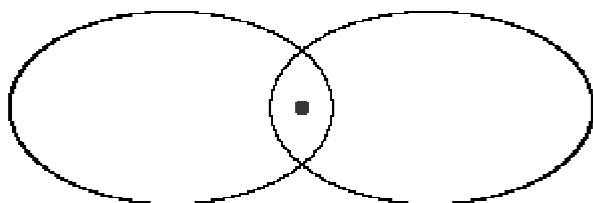
Вихрев В.В.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, email: [vikhrev@mail.ru](mailto:vikhrev@mail.ru)

В работе [1] были изложены результаты моделирования движения электрона в основном состоянии атома водорода. Моделирование проводилось в соответствии с классическими уравнениями движения заряженной частицы, которая обладает зарядом, массой а также угловым и магнитным моментом. Предполагалось, что такая частица получает энергию из-за хаотичных колебаний электромагнитного поля и теряет энергию на излучение электромагнитных волн при переходе на другую орбиту из-за поворота собственного углового момента. В результате осуществляется квазиустойчивое состояние частицы в центральном электрическом поле. Траектория частицы в этом случае получается в виде эллипса, при этом средняя кинетическая энергия в азимутальном направлении частицы равна средней кинетической энергии ее в радиальном направлении. Орбитальный угловой момент частицы в таком движении точно равен собственному угловому моменту частицы.

При применении этого движения к электрону, который находится вблизи протона (т.е. к атому водорода) вычисленная энергия связи частиц при таком подходе составляет 13,6 эВ, что соответствует экспериментальным данным. Подобный подход был применен к вычислению движения электрона в основном состоянии молекулярного иона  $H_2^+$  [2].

Задача о совместном движении трех взаимодействующих частиц является более сложной, так как образуются резонансы между различными колебаниями в движении частиц. В частности для решения этой задачи в работе [3], предполагалось, что возникает существенное взаимодействие между магнитными моментами частиц. Однако моделирование показало, что в атоме гелия электроны не подходят слишком близко друг к другу и их “спин-спиновое” взаимодействие мало. Траектории движения электронов при пренебрежении их спин-спинового взаимодействия в основном состоянии атома гелия имеет вид двух эллипсов, в одном из фокусов которых находится ядро гелия. Эллипсы расположены в прямо противоположных сторонах от ядра.



Энергия связи электронов с ядром (полная энергия ионизации) слабо зависит от фаз движения электронов по эллипсу относительно друг друга и составляет от 79 эВ при полном совпадении фаз до 86 эВ при движении в противофазе.

### Литература

- [1]. Vikhrev V.V. // J. Phys, 2015, Conf. Ser. 653 012159/
- [2]. Вихрев В.В. // XLIII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Сборник тезисов докладов 2016, с.200.
- [3]. Шолин Г.В., Тренин Е.А. // ЖЭТФ, 2011, Т. 139. №6, с.1040.

## ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ Z-ПИНЧА, ИНИЦИИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

<sup>1</sup>Дроздовский А.А., <sup>1</sup>Богданов А.В., <sup>1</sup>Гаврилин Р.О., <sup>1</sup>Голубев А.А., <sup>1</sup>Дроздовский С.А., <sup>1</sup>Канцырев А.В., <sup>1</sup>Панюшкин В.А., <sup>1</sup>Рудской И.В., <sup>1</sup>Савин С.М., <sup>2</sup>Сасоров П.В.

<sup>1</sup>Институт теоретической и экспериментальной физики, г. Москва, Россия,  
[drozdovsky@itep.ru](mailto:drozdovsky@itep.ru)

<sup>2</sup>Институт прикладной математики РАН, г. Москва, Россия, [Pavel.Sasorov@gmail.com](mailto:Pavel.Sasorov@gmail.com)

Для исследования динамики плазмы Z-пинча с инициацией разряда электронным пучком была создана экспериментальная установка, схема которой представлена на рисунке. При подаче импульса высокого напряжения на разрядную трубку одновременно на её оси создается плазменный канал с помощью импульсного электронного пучка, что обуславливает начало развития разряда в области оси трубки, а не на её периферии. Для этого пучок из электронной пушки водится через разделяющий фокусирующий канал в адиабатическую плазменную линзу [1]. Электронный пучок имеет следующие параметры: амплитуда тока — 100 А, длительность импульса — 100 нс, энергия электронов до 250 кэВ. В адиабатической плазменной линзе пучок сжимается, а затем вводится через майларовую фольгу толщиной 0,01 мм в камеру формирования Z-пинча. Фольга предотвращает проникновение плазмы из линзы в камеру.

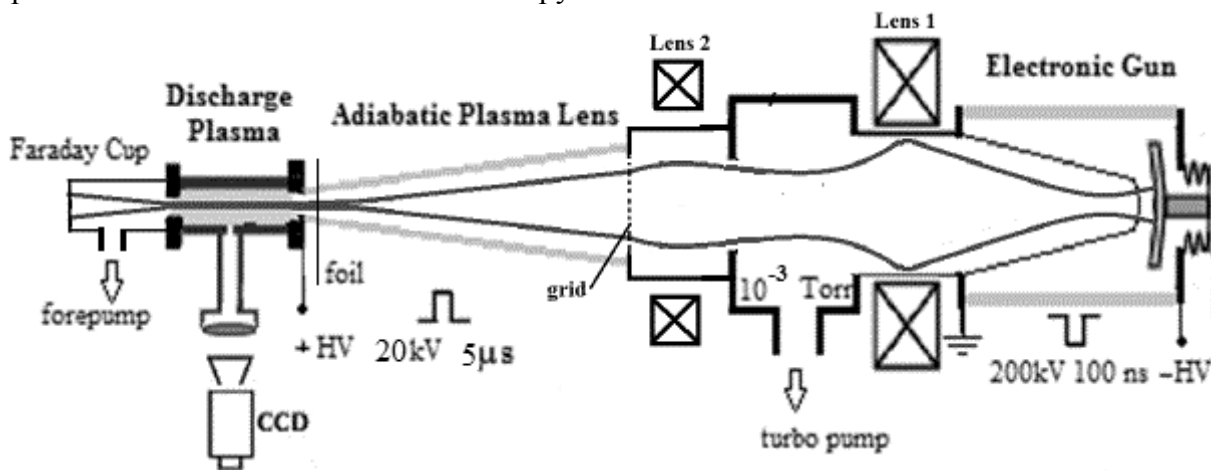


Рисунок. Схема установки для исследования Z-пинча.

Камера формирования представляет собой керамическую трубку длиной 16 см и внутренним диаметром 3 см. К настоящему времени были выполнены наладочные работы системы фокусировки электронного пучка с помощью адиабатической плазменной линзы. В результате численных и экспериментальных исследований удалось получить на выходе линзы пучок электронов диаметром ~15 мм с амплитудой тока 50 А. Это позволило приступить к осуществлению инъекции пучка в разрядную трубку и начать изучение формирования Z-пинча с инициацией разряда электронным пучком. В докладе приводятся результаты проведенных исследований.

### Литература

- [1]. A.A. Drozdovsky, A.V. Bogdanov, R.O. Gavrilin, A.A. Golubev, S.A. Drozdovsky, I.V. Roudskoy, S.M. Savin, V.V. Yanenko "An Electronic Gun with the Adiabatic Plasma Lens", RUPAC'14, Obninsk, 2014., [www.jacow.org](http://www.jacow.org).

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ КОЛЕБАНИЯ ТОКА РАЗРЯДА МЕЖДУ СТРУЙНЫМ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ АНОДОМ И ТВЕРДЫМ КАТОДОМ

Ахатов М.Ф., Гайсин А.Ф., Галимзянов И.И., Каюмов Р.Р., Фахрутдинова И.Т.

*Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А.Н. Туполева, г. Казань, Россия, e-mail: [tagiirina@mail.ru](mailto:tagiirina@mail.ru)*

Результаты экспериментального исследования колебания тока и напряжения электрического разряда (ЭР) между струйным электролитическим анодом и металлическим катодом в широком диапазоне параметров играют важную роль для понимания физического процесса получения металлических и неметаллических порошков.

Экспериментальные исследования колебания тока  $I$  и напряжения  $U$  разряда проводились в диапазоне  $I = 1 \div 2$  А и  $U = 100 \div 1000$  В при атмосферном давлении. В качестве электролитического анода использовался насыщенный раствор хлорида натрия в технической воде. Материал анода — медь марки М1.

Результаты экспериментальных исследований колебаний тока и напряжения ЭР между струйным электролитическим анодом и медным катодом представлены на рисунке.

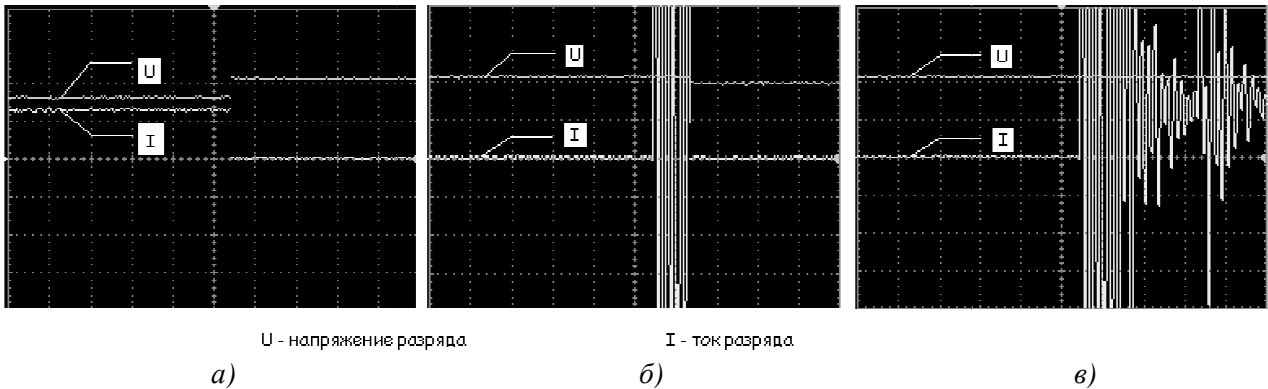


Рисунок. Осциллограммы колебания тока и напряжения разряда между струйным электролитическим анодом и металлическим катодом.

На рисунке, *а* представлены колебания тока и напряжения разряда в предпробойном состоянии. Молекулы насыщенного раствора NaCl в технической воде расщепляются на положительные и отрицательные ионы ( $\text{Na}^+$ ,  $\text{Cl}^-$ ,  $\text{OH}^-$  и  $\text{H}^+$ ), тем самым увеличивается ионная проводимость. На рисунке, *а* наблюдаются скачки напряжения и тока. До скачка  $U = 800$  В и  $I = 1,1$  А, а после скачка  $U = 1100$  В и  $I = 0$  соответственно. Разность напряжений  $\Delta U = 300$  В, а разность токов  $\Delta I = 1,1$  А. На рисунке, *б*, наблюдаем стадию пробоя. Здесь наблюдается незначительный скачок напряжения. До скачка  $U = 1100$  В, а после  $U = 1000$  В, разность напряжений  $\Delta U = 100$  В. До скачка ток  $I = 0$ , после скачка ток имеет максимальные значения выше 2А. Происходит электрический пробой. ЭР достигает медного катода, спровоцировав электронную проводимость. На данном этапе можно легко увидеть образование пузырей, из-за выделения водорода. Соответственно, стадию, где горит разряд можно увидеть на рисунке, *в*. Напряжение  $U = 1100$  В, сохраняет постоянную величину. Колебания тока разряда имеют максимальные значения  $I > 2$ А. Плазма ЭР начинает с огромной силой «расталкивать» окружающую ее жидкость и все объекты, которые находятся в ней. Благодаря этому эффекту образуются мелкодисперсные порошки.

Таким образом, показаны характеры колебания тока и напряжения ЭР между струйным электролитическим анодом и твердым катодом в процессе получения порошка.

## ШВИНГЕРОВСКОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ВБЛИЗИ СИНГУЛЯРНОСТИ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЩЕСТВА И АНТИВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ

Гордеев А.В.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: [alexandergordeev@yandex.ru](mailto:alexandergordeev@yandex.ru)

В работах [1, 2] представлены различные точки зрения на присутствие антиматерии во Вселенной. Ниже рассматривается рождение материи за счёт гравитационного вакуума частиц Планка ввиду  $m_{pl}c^2 - Gm_{pl}^2/r_{pl} = 0$ , где  $m_{pl} = \sqrt{\hbar c/G}$ ,  $r_{pl} = \sqrt{\hbar G/c^3}$ . В результате распада частиц Планка на заряженные частицы с энергией  $m_{el}c^2 = e^2/r_{pl}$  возникает структура сингулярности с нулевой полной энергии и размером  $r_0 = \sqrt{\hbar c/e^2} r_{el}$

$$\varepsilon - \kappa \frac{G\varepsilon^2}{rc^4} = 0, \quad \kappa = \frac{2k}{k-1}. \quad (1)$$

Здесь энергия  $\varepsilon$  определяется электромагнитным полем  $|\vec{E}/\sqrt{\hbar}| = |\vec{B}| = m_{el}^2 c^3 / e\hbar$ ,  $m_{el} = m_{pl} e^2 / \hbar c$ ,  $r_{el} = r_{pl} \hbar c / e^2$ . Ввиду изотропии сингулярности в ней возможен только радиальный поток энергии  $c^5/G = m_{pl}c^2/(r_{pl}/c)$ , а величины инвариантов равны нулю:  $(\vec{E} \cdot \vec{B}) = 0$ ,  $1/2(\vec{E}^2/\hbar - \vec{B}^2) = 0$  при  $E_r = B_r = 0$ . Это исключает рождение частиц внутри сингулярности. Дальнейшая эволюция возможна в результате рождения заряженных частиц  $m_{el}^\pm$  вне сингулярности при учёте уравнения Пуассона для  $E_r \neq 0$ . Ввиду  $|\vec{E} \cdot \vec{B}| \ll 1/2(\vec{E}^2/\hbar - \vec{B}^2)$  получаем в отличие от [3] уравнение для  $y = r^2 \langle E_r \rangle / \sqrt{\hbar}$

$$s^2 \frac{\partial^2 y}{\partial s \partial \tau} = \lambda y^2, \quad s = \frac{r}{r_0}, \quad \tau = \frac{ct}{r_0} \quad (2)$$

появление которого связано с нарушением симметрии за счёт неквазинейтральности.

Нарушение квазинейтральности на размере сингулярности  $r_0 \approx r_B \approx B/4\pi n_{el}$  даёт оценку доли энергии частиц относительно энергии электромагнитного поля

$$\frac{4\pi n_{el} m_{el} c^2}{\vec{B}^2} \approx \sqrt{\frac{e^2}{\hbar c}}. \quad (3)$$

При этом разделение вещества и антивещества поддерживается уравнением

$$\frac{d}{dt} \left( r^2 \frac{\langle E_r \rangle}{\sqrt{\hbar}} \right) = 0 \quad (4)$$

В работе [2] предполагается, что частицы и античастицы нейтральные и их пространственное разделение невозможно. Однако, для заряженных частиц  $m_{el}^\pm$  это уже неверно [4], что делает возможным сценарий, предложенный в работе [1].

### Литература

- [1]. Alfvén H. //Reviews of Modern Physics, 1965, v.37, N 4, p.652.
- [2]. Сахаров А.Д. //Письма в ЖЭТФ, 1967, т.5, с. 32.
- [3]. Гордеев А.В. //43-я Международная (Звенигородская) конференция по физике и УТС, г. Звенигород, 8-12 февраля 2016 г. Тез. докл., 227.
- [4]. Стейгмен Д. //УФН, 1971, т. 103, вып. 3, с.549.



## ДИНАМИКА И СПЕКТР ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА

Агафонов А.В., Байдин И.С., Огинов А.В., Родионов А.А., Шпаков К.В.

*Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
[konstantine.shpakov@gmail.com](mailto:konstantine.shpakov@gmail.com)*

Представлены результаты исследования оптического излучения атмосферного разряда, возникающего на начальной стадии его развития. Параметры лабораторного разряда: амплитуда напряжения до 1,2 МВ, амплитуда тока 5 – 15 кА, запасенная энергия генератора около 4 кДж, протяженность разрядного промежутка до 1 м, рабочий газ — воздух при атмосферном давлении. Фронт нарастания напряжения около 200 нс, длительность полочки напряжения порядка 1 мкс [1]. Используются электроды с радиусом скругления от 45 мм до заостренной иглы.

Представлены результаты экспериментов по регистрации оптического излучения с временным разрешением с помощью детекторов на базе ФЭУ [2]. Определенные области спектра выделялись с помощью оптических фильтров. Показано, что в начальный момент времени (при напряжении в зазоре 30 – 50% от максимума) в приэлектродной области начинается генерация излучения в УФ диапазоне, со временем спектр излучения меняется в сторону увеличения длины волны, а сама область генерации распространяется в сторону противоположного электрода.

Представлены результаты регистрации спектра первого порядка для канала разряда. Для регистрации интегрального спектра использовались дифракционная решетка и цифровая фотокамера. Получены картины спектра с разрешением 0,2 мм в области разряда. Приэлектродные области исследованы отдельно — с большим разрешением. Полученные результаты позволяют оценить зависимость спектра оптического излучения от координаты на межэлектродной оси.

Представлены результаты экспериментов с принудительным обрывом напряжения, в ходе которых получены картины интегрального спектра стримерно-лидерного канала на разных стадиях его развития. Сделаны выводы о характере изменения спектра оптического излучения стримерно-лидерного канала в процессе его роста.

Проведены эксперименты по взрыву проволочек длиной до 1 м. Показана зависимость параметров разряда и характеристик оптического излучения от толщины, длины и материала проволочки.

### Литература

- [1]. А.В. Огинов, С.А. Чайковский, В.А. Богаченков и др. Научная сессия НИЯУ МИФИ-2010. Тезисы докладов, Том I. 2010. С. 197
- [2]. A.V. Oginov, K.V. Shpakov. Uzhgorod University Scientific Herald. Series Physics., 2011, issue 30, С. 233 – 240.

## ВЛИЯНИЕ ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ АРГОНА С ПОЛИЭТИЛЕНТЕРЕФТАТОМ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ И КИНЕТИКУ ГЕНЕРАЦИИ АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ

<sup>1</sup>Смирнов С.А., <sup>2</sup>Титов В.А., <sup>1</sup>Овцын А.А., <sup>1</sup>Кадников Д.В.

<sup>1</sup>Ивановский государственный химико-технологический университет, г. Иваново, Россия, [sas@isuct.ru](mailto:sas@isuct.ru)

<sup>2</sup>Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, г. Иваново, Россия, [titov25@gmail.com](mailto:titov25@gmail.com)

Неравновесная плазма аргона при пониженном или атмосферном давлении используется для модифицирования поверхности полимерных материалов. Выделение газообразных продуктов реакций с полимерами существенно меняет состав и параметры плазмы [1, 2]. Цель данной работы — выявить влияние продуктов деструкции ткани из волокон полиэтилен-терефталата (ПЭТФ) на напряженность электрического поля, температуру газа, состав излучения, и другие характеристики плазмы аргона, а также оценить изменения в кинетических характеристиках электронного газа и скоростях генерации активных частиц плазмы. Ткань обрабатывали в плазме разряда постоянного тока в аргоне ( $p = 30 - 300$  Па,  $i = 20 - 110$  мА). Установка и методики экспериментов описаны в [3], методы расчетов — в [4]. В плазме Ar (даже без полимера) имеются примеси  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$  и CO, обусловленные чистотой исходного газа и десорбцией со стенок реактора. При действии плазмы на полимер суммарная мольная доля молекулярных продуктов существенно изменяется в зависимости от площади образца и составляет 0,15 – 0,39. В результате меняется напряженность поля, поддерживающего плазму, температура газа и интенсивности излучения возбужденных компонентов [2]. Расчеты ФРЭЭ показали, что увеличение мольной доли продуктов деструкции ведет к уменьшению средней энергии электронов (с 3,24 до 2,75 эВ). Это слабо сказывается на коэффициентах скоростей процессов с относительно низкими пороговыми энергиями (возбуждение колебательных уровней  $H_2$ , CO,  $N_2$ , NO и  $H_2O$ ), но для процессов с высокими порогами (включая возбуждение уровней Ar) скорости уменьшаются на несколько порядков: ослабевают потоки квантов УФ-излучения (от  $6,0 \times 10^{15}$  до  $3,0 \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>) и метастабильных атомов Ar (от  $2,0 \times 10^{16}$  до  $1,0 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>) на поверхность полимера. С продуктами деструкции связано и появление новых активных частиц, потоки которых на стенку реактора зависят от площади обрабатываемого материала. Например, в плазме Ar с примесями  $O_2$  (0,1%) и  $H_2O$  (0,8%) концентрация атомов  $O(^3P)$  составляет  $3,0 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup> при суммарной скорости образования  $w = 2,5 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup>, а концентрация радикалов OH —  $4,0 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup> ( $w = 2,5 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup>). Внесение в плазму образца ПЭТФ ( $S = 36$  см<sup>2</sup>) ведет к падению концентрации  $O(^3P)$  до  $2,0 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, поток атомов O на поверхность полимера составляет  $4,0 \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, увеличивается поток радикалов OH от  $2,0 \times 10^{14}$  до  $2,5 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Ивановской области в рамках научного проекта № 15-42-03124-р-центр-а.

### Литература

- [1]. Титов В.А., Шикова Т.Г., Смирнов С.А., Овцын А.А., Кузьмичева Л.А., Хлюстова А.В., Известия вузов. Химия и хим. технология. 2016. Т. 59. № 7. С. 61-67.
- [2]. Смирнов С.А., Титов В.А., Шикова Т.Г., Овцын А.А., Кадников Д.В., Прикладная физика. 2016. № 4. С. 43-48.
- [3]. Smirnov S.A., Rybkin V.V., Ivanov A.N., Titov V.A., High Temperature. 2007. V. 45. № 3. P. 291-297.
- [4]. Shutov D.A., Smirnov S.A., Bobkova E.S., Rybkin V.V., Plasma Chem. Plasma Process. 2015. V. 35. № 1. P. 107 – 132.

**НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ МОДИФИЦИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПЭТФ-ТКАНИ В ПЛАЗМЕ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ В АРГОНЕ**<sup>1</sup>Василькин Д.П., <sup>1</sup>Шикова Т.Г., <sup>2</sup>Кузьмичева Л.А., <sup>2</sup>Титов В.А.<sup>1</sup>*Ивановский государственный химико-технологический университет, г. Иваново, Россия*<sup>2</sup>*Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, г. Иваново, Россия,  
titov25@gmail.com*

Модифицирование полимеров в плазме пониженного давления сопровождается выделением газообразных продуктов, которые изменяют состав и параметры плазмы. Обработка полиолефинов в плазме инертных газов ведет к выделению водорода, но в случае поливинилового спирта, полиакриловой кислоты, полиэтилентерефталата (ПЭТФ) в масс-спектрах обнаруживаются молекулы  $O_2$ ,  $CO$  и  $H_2O$ . В спектрах излучения плазмы регистрируются линии атомов  $O$  и полосы  $OH$ . Естественно ожидать, что изменение состава плазмы повлияет на результаты модифицирования. Проверка этой гипотезы составила цель данной работы. Использовали ткань и пленку из ПЭТФ, которые обрабатывали в плазме разряда постоянного тока в аргоне ( $p = 50, 100$  и  $200$  Па,  $i = 80$  мА). Измеряли углы смачивания пленки водой и глицерином, рассчитывали поверхностную энергию, ее дисперсионную и полярную составляющие. Изменения в поверхностном слое исследовали методом ИК спектроскопии МНПВО. Для ткани измеряли высоту капиллярного подъема жидкости. Воздействие плазмы приводит к увеличению гидрофильности пленки и ткани. Результаты модифицирования пленок практически не зависят от площади образцов, но для образцов ткани с относительно большой площадью ( $123 \text{ см}^2$ ) наблюдается неравномерность результатов обработки по координате, направленной вдоль потока газа. Для исследования структурно-химических изменений при действии плазмы на образцы ПЭТФ-пленки большой площади образцы разрезали на 3 равных части, и для каждого из трех образцов в отдельности определяли скорость убыли массы и регистрировали ИК-спектры МНПВО. Оказалось, что у образцов, расположенных в центре, наблюдаются минимальные скорости убыли массы и более высокое оптическое поглощение  $C=O$ -групп, чем у образцов, расположенных по краям. Отмеченные факты указывают на неоднородность свойств плазмы и потоков активных частиц на поверхность материала при высокой степени загрузки реактора. Это может быть связано как с быстрым расходом активных частиц в гетерогенных реакциях, так и с изменением скоростей генерации активных частиц. Нельзя исключить и образования новых активных частиц в результате возбуждения и диссоциации газообразных продуктов деструкции полимера. Последняя гипотеза была проверена в экспериментах с обработкой пленок полипропилена (ПП) в потоковом послесвечении плазмы. Пленки ПП располагали на расстоянии 4 см от зоны плазмы в аргоне ниже по потоку газа. При этом в плазме размещали пленки ПЭТФ разной площади. Измеряли углы смачивания ПП и регистрировали ИК-спектры МНПВО. Спектры показали, что после обработки в потоковом послесвечении разряда наблюдается рост оптического поглощения в интервале  $1572 - 1809 \text{ см}^{-1}$ , что обусловлено появлением кислородсодержащих групп. При введении в плазму образца ПЭТФ поглощение пленок ПП в указанной области увеличивается. Это может быть обусловлено реакциями долгоживущих активных частиц, связанных с газообразными продуктами деструкции ПЭТФ. Окисление поверхности ПП приводит к росту гидрофильности полимера: краевые углы смачивания уменьшаются, а поверхностная энергия растет, наличие пленки ПЭТФ в плазме приводит к более высоким значениям поверхностной энергии полипропилена.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Ивановской области в рамках научного проекта № 15-42-03124-р-центр-а.

## ДИАГНОСТИКА ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЗОНЫ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ИНЖЕКЦИИ В АТМОСФЕРУ

Пашина А.С., Ефимов А.В., Казанский П.В.

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия*

Объектом исследований является коллимированная узконаправленная плазменная струя, формируемая с помощью импульсного разряда в углеводородном капилляре ( $C_5H_8O_2$ ) [1]. Использование методов оптической спектроскопии позволило достаточно детально исследовать пространственно-временную эволюцию параметров эрозионной плазмы внутри капилляра и начальном участке плазменной струи и определить ее электрофизические и теплофизические параметры [1, 2]. В то же время, несмотря на достаточно большое количество экспериментальных данных [3, 4], физическая картина, а также состояние плазмы периферийной зоны, расположенной между границей струи и контактной поверхностью, образующейся в результате торможения струи при ее инжекции в затопленное пространство, остаются не до конца понятными.

В настоящей работе представлены результаты диагностики плазменной струи с использованием методов ширен-визуализации и оптической интерферометрии, позволившие детально проследить динамику картины течения, включая момент инжекции плазменной струи в атмосферу и стадию ее релаксации после прекращения разряда. На основе полученных результатов построены временные зависимости скорости фронта струи для различных значений плотности мощности разряда и режимов течения плазмы – дозвукового и сверхзвукового. Обнаружено, что скорость фронта как дозвуковой, так и сверхзвуковой струи сохраняет примерно постоянное значение на протяжении большей части разрядного импульса, что, по-видимому, обусловлено постоянно изменяющимся составом плазмы в соответствии с алгоритмом изменения мощности разряда. На основе результатов оптической интерферометрии выполнены оценки и построены радиальные профили плотности и температуры газа в периферийной зоне струи в предположении того, что основной вклад в изменение показателя преломления вносит изменение плотности основного газа.

Авторы выражают признательность Моралеву И.А. за помощь, оказанную при проведении экспериментов, а также Климову А.И. за полезные рекомендации. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант №16-38-00927 мол\_а.

### Литература

- [1]. Пашина А.С., Ефимов А.В., Чиннов В.Ф. Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. Дозвуковой режим // Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54. № 4. С. 513–528.
- [2]. Пашина А.С., Ефимов А.В., Чиннов В.Ф., Агеев А.Г. Особенности радиального распределения параметров плазмы начального участка сверхзвуковой струи, формируемой импульсным капиллярным разрядом // Прикладная физика. 2016. № 2. С. 29–35.
- [3]. Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Чувашев С.Н., Быцкевич С.П. Эволюция структуры и параметров плазменной струи при импульсной инжекции в атмосферу // Теплофизика высоких температур. 1990. Т. 28. № 3. С. 583–589.
- [4]. Авраменко Р.Ф., Николаева В.И., Поскачеева Л.П. Энергоемкие плазменные образования, инициируемые эрозионным разрядом - лабораторный аналог шаровой молнии // Шаровая молния в лаборатории / Ред. Авраменко Р.Ф., Климов А.И., Синкевич О.А. Москва: Химия, 1994. С. 15–56.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ ИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Кравченко Д.А.

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия,  
[dmitry1204@gmail.com](mailto:dmitry1204@gmail.com)*

Для решения задач по исследованию физики плазмы в газоразрядной камере ионного двигателя, усовершенствованию существующих и созданию новых конструкций была разработана кинетическая нестационарная двухмерная по координате трехмерная по скоростям модель, решаемая методом частиц–ячейках [1]. В модели учитывается самосогласованное движение компонент плазмы в исследуемой области под действием электромагнитных сил. При этом электрическое поле динамически определяется распределением заряда, а магнитное считается приложенным и постоянным. С помощью методики Монте-Карло моделируются следующие типы реакций между компонентами: упругие и неупругие столкновения электрон-нейтрал, ионизация нейтрала электронным ударом, кулоновские столкновения и перезарядка ионов на нейтралах.

Модель включает в себя ряд новых методик. Для моделирования эмиссии первичных электродов из катода применен подход, основанный на поддержании квазинейтральности в некоторой прикатодной области путем добавления новых холодных электронов для компенсации недостатка отрицательного заряда. Этот прием позволяет отказаться от задания фиксированной величины катодного тока, вместо этого реализуя механизм свободного вытягивания электронов из катодной плазмы. Таким образом, катодный ток устанавливается в процессе численного решения взаимосогласованно с параметрами плазмы, что обеспечивает адекватность физической картины в модели.

Также применена методика учета поведения источника питания разряда, работающего в режиме стабилизации по величине тока. Приложенное к разрядному промежутку напряжение плавно подстраивается так, чтобы обеспечить и поддерживать требуемую величину тока разряда. Данный прием имеет немаловажное значение на начальном нестационарном участке решения. В частности такое усовершенствование модели позволило упростить процедуру моделирования на некоторых «трудных» режимах и получить хорошо согласующиеся с экспериментом результаты.

Для повышения быстродействия моделирующей программы применена новая методика интегрирования перемещения частиц. В этой методике величина шага по времени для каждой частицы определяется индивидуально исходя из текущих условий. При этом с одной стороны достигается минимизация вычислительных затрат, а с другой обеспечивается контроль устойчивости решения.

С помощью разработанной и реализованной в виде пакета программ модели производился расчет плазменного разряда в газоразрядной камере ионного двигателя ИД-50. При этом моделировалось пять различных режимов работы двигателя, для которых существовало достаточное количество экспериментальных данных [2]. Было получено большое количество данных о поведении плазмы в исследуемой системе. Сравнение результатов моделирования и эксперимента показали хорошее их соответствие.

С помощью моделирования исследованы особенности формирования функции распределения электронов по энергиям, и выявлены механизмы, оказывающие влияние на этот процесс.

### Литература

- [1]. Кравченко Д.А., Моделирование плазмы в газоразрядной камере ионного двигателя, Прикладная физика, ISSN 1996-0948, 2015, №5, с. 26-32 .
- [2]. M.V. Zikeyev, A.A. Shagayda, Probe Measurements In Discharge Chamber Of Low-Power Ion Thruster, ИЕРС-03-120.

## СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ, СОЗДАВАЕМЫХ В КРИПТОНЕ

Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Васильков Д.Г., Воронова Е.В.

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

В докладе представлены результаты экспериментального исследования динамики ионов криптона в токовых слоях. Интерес к процессам в токовых слоях, формируемых в плазме с тяжелыми ионами, такими как ионы криптона, связан с исследованием роли эффекта Холла, который проявляется наиболее ярко в плазме с ионами большой массы [1 – 3].

Эксперименты были выполнены на установке ТС-3D с помощью методов спектроскопии. Токовые слои создавались при разряде в криптоне в магнитном поле с X линией, начальное давление газа составляло 33 мТорр, максимальное значение электрического тока, протекавшего в слое — 45 кА, градиент поперечного магнитного поля с X линией ~0,6 кГс/см. В отдельных экспериментах вдоль направления тока прикладывалось однородное магнитное поле с индукцией ~3 кГс. В этих случаях магнитная конфигурация, в которой формировался токовый слой, становилась трехмерной (3D) [4].

Излучение плазмы собиралось как из центральной квазицилиндрической области, вытянутой вдоль направления тока в слое, так и вдоль большего поперечного размера — ширины слоя, что позволило определить температуру и энергию направленных потоков ионов криптона. Пространственное разрешение измерений составляло ~2,6 см [5, 6].

Профили спектральных линий, которые наблюдались в обоих направлениях, регистрировались в одном импульсе работы экспериментальной установки, с помощью программируемой электронно-оптической камеры «Nanogate 1-UF», длительность строб-импульса составляла  $\Delta t_{gate} = 1$  мкс [7]. Основное внимание было сосредоточено на изучении спектральных линий ионов криптона: Кг II 473,9 нм и Кг III 501,6 нм.

В результате была исследована эволюция во времени температуры и энергии направленного движения ионов Кг II и Кг III, а также получено распределение температуры ионов криптона Кг II вдоль поверхности токового слоя в 2D и 3D магнитных конфигурациях. Установлено, что максимальные температуры и энергии направленного движения ионов криптона достигаются в 2D геометрии и составляют  $T_i = 125$  эВ и  $W_x = 450$  эВ, соответственно. Показано, что температура ионов криптона Кг II распределена практически однородно по ширине слоя как в 2D, так и в 3D магнитных конфигурациях.

Работа выполнена в рамках Госзадания № 01200953488 «Динамика токонесущей плазмы в трехмерных магнитных конфигурациях» и при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 15-02-03644, и Программой ОФН РАН IV.2.14 «Динамика разреженной плазмы в космосе и в лаборатории».

### Литература

- [1]. A.G. Frank, S.G. Bugrov, V.S. Markov // *Physics of Plasmas* 2008. V. 15. P. 092102 (1–10).
- [2]. А.Г. Франк, А.В. Артемьев, Л.М. Зеленый // *ЖЭТФ* 2016, Т. 150, вып. 2 (10). С. 807.
- [3]. А.Г. Франк, Г.В. Островская, Е.В. Юшков и др. // *Космические исследования* 2017. Т. 55 (1).
- [4]. А.Г. Франк, Н.П. Кирий // *Успехи прикладной физики* 2015. Т. 3. С. 454.
- [5]. Н.П. Кирий, В.С. Марков, А.Г. Франк // *Физика плазмы* 2010. Т. 36. С. 387.
- [6]. Н.П. Кирий, А.Г. Франк // *Физика плазмы* 2012. Т. 38. С. 1042.
- [7]. [www.nanoscan.ru](http://www.nanoscan.ru)

## РАСЧЁТ КВАНТОВЫХ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ИМПУЛЬСУ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Ларкин А.С.

*Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область, Россия*

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия, alexanderlarkin@rambler.ru*

При изучении термодинамических и кинетических свойств веществ часто бывает необходимо знать функции распределения частиц по импульсам. Квантовые эффекты, связанные с тождественностью частиц и интерференцией между различными квантовомеханическими состояниями, влияют на равновесную функцию распределения, делая её немаксвелловской [1]. Это может оказаться существенным в процессах горения, детонации, колебательной релаксации, и даже термоядерного синтеза при высоких плотностях вещества. При этом система частиц зачастую бывает сильнонеидеальной, так что теоретические методы, основанные на теории возмущений, неприменимы. Это приводит к необходимости разработки первопринципных численных методов.

Функция Вигнера для канонического ансамбля  $N$  частиц определяется как преобразование Фурье матрицы плотности:

$$W(\vec{p}_1, \dots, \vec{p}_N, \vec{q}_1, \dots, \vec{q}_N) = Z^{-1} \int d^{3N} \xi \langle q - \xi / 2 | e^{-\beta \hat{H}} | q + \xi / 2 \rangle e^{\frac{i}{\hbar} \sum \vec{p}_a \vec{q}_a},$$

где  $Z$  — статистическая сумма,  $p_a$  — импульс частицы,  $q_a$  — координата. Поскольку функция Вигнера является квантовым аналогом функции распределения в фазовом пространстве, данный формализм удобен при вычислении функций распределения по импульсам, корреляционных функций и средних по ансамблю от квантовых операторов. Для расчетов в данной работе предлагается два численных метода Монте-Карло, основанных на развитом авторами представлении функции Вигнера в виде континуального интеграла [2].

Первый метод *гармонического приближения* основан на разложении потенциальной энергии взаимодействия частиц в степенной ряд по Фурье-переменной  $\xi$ . В результате преобразование Фурье может быть выполнено аналитически, а полученное выражение для функции Вигнера в виде континуального интеграла может быть рассчитано с помощью разработанной процедуры Монте-Карло. Этот метод является квазиклассическим и позволяет непосредственно вычислять функцию Вигнера для невырожденных сильнонеидеальных систем частиц при отсутствии связанных состояний, например, в случае полностью ионизованная плазмы.

Второй предлагаемый метод *одноимпульсной функции Вигнера* основан на использовании функции Вигнера, проинтегрированной по импульсам  $N-1$  частиц:

$$W(\vec{p}, \vec{q}_1, \dots, \vec{q}_N) = \int d^{3N} p_2 \dots d^{3N} p_N W(\vec{p}_1, \dots, \vec{p}_N, \vec{q}_1, \dots, \vec{q}_N)$$

При этом расчёт наиболее важных термодинамических величин и функций распределения может быть проведен методом Монте-Карло для матрицы плотности с последующим трёхмерным преобразованием Фурье. Этот метод не является квазиклассическим и позволяет работать с вырожденными сильнонеидеальными Ферми-системами (электрон-дырочная плазма, электронный газ).

Оба метода были проверены на ряде простых модельных систем, например таких, как частица во внешнем потенциальном поле, невырожденная водородная плазма и вырожденный идеальный Ферми-газ. Результаты обоих методов находятся в хорошем согласии с доступными аналитическими и независимыми численными результатами.

### Литература

- [1]. Eletski AV, Starostin AN, Taran MD (2005) Quantum corrections to the equilibrium rate constants of inelastic processes. *Physics–Uspekhi* 48:3, 281–294.
- [2]. Larkin AS, Filinov VS, Fortov VE (2015) Path integral representation of the Wigner function in canonical ensemble. *Contributions to Plasma Physics*, Vol 56, 3-4, 187–196.

## **УПРАВЛЕНИЕ СТРУКТУРОЙ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В АРГОНЕ С ПОМОЩЬЮ ОРГАНИЗАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ**

<sup>1,2</sup>Сайфутдинов А.И., <sup>1</sup>Фадеев С.А.

<sup>1</sup> *Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия, [as.uav@bk.ru](mailto:as.uav@bk.ru), [fadeev.sergei@mail.ru](mailto:fadeev.sergei@mail.ru)*

<sup>2</sup> *Санкт-Петербургский государственный университет, [as.uav@bk.ru](mailto:as.uav@bk.ru)*

Газоразрядная плазма нашла широкое применение в различных областях современной науки и техники. В частности, она используется в источниках света, в полупроводниковой промышленности при производстве микросхем, в процессах поверхностной модификации материалов, напыления и осаждения покрытий, в качестве активной среды космических электрореактивных двигателей. При этом плавное управление параметрами плазмы при неизменных значениях тока и давления в камере является одной из важных задач современной физики плазмы и применения газового разряда. Особый интерес представляет возможность управления структурой разряда, а также потоками и концентрациями заряженных и возбужденных частиц [1, 2].

В представленной работе в рамках гибридной модели разряда [3] в аргоне при низких давлениях продемонстрирована возможность управления параметрами и структурой тлеющего разряда с помощью организации акустических течений в трубке при возбуждении в ней стоячей акустической волны. В частности, показано, что можно добиться увеличения концентраций заряженных и возбужденных частиц в приосевой области разряда, а также мягко воздействовать на распределение электрического поля и тем самым на температуру электронов. Основным механизмом, приводящим к такому эффекту, является тот факт, что при организации акустических течений возникает конвективный поток газа вдоль радиуса от стенки к оси трубки разряда. При этом добиваясь необходимых значений звукового давления, при которых эта скорость сравнима или превышает поток ионов, обусловленный дрейфом в электрическом поле и диффузией можно добиться сужения положительного столба электрического разряда. При этом последний остается устойчивым, о чем свидетельствует растущий характер вольт-амперных характеристик.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-38-60187 мол\_а\_дк.

### **Литература**

- [1]. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Издательство: Интеллект, Москва, 2009.
- [2]. Арамян А.Р., Галечян Г.А. УФН, 2007, Т. 177, С. 1207–1230.
- [3]. Сайфутдинов А.И., Фадеев С.А., Сайфутдинова А.А., Кашапов Н.Ф. Письма в ЖЭТФ, 2015, Т. 102, С. 726-731.



## ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ НА ДИНАМИКУ ЭЛЕКТРОНОВ

Томилин Д.А.

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия,  
tomilin.kerc@yandex.ru*

Несмотря на то, что холловские двигатели (ХД) довольно давно и широко используются в составе двигательных систем космических аппаратов (КА), остается достаточно много открытых вопросов и до конца не изученных процессов, протекающих в разряде ХД. Поэтому на данный момент не существует надежного расчетного инструмента, позволяющего на этапе проектирования предсказывать параметры разряда двигателя, а отработка новых образцов ведется в основном экспериментальными методами, требующими больших временных и финансовых затрат.

Разряд холловского двигателя представляет собой низкотемпературную слабоионизованную плазму в скрещенных электрическом и магнитном полях. Как правило, для расчета параметров разряда холловского двигателя используются радиально-аксиальные двумерные модели, предполагающие, что разряд обладает азимутальной симметрией [1], однако, как показывают многочисленные экспериментальные [2] и теоретические исследования [3], в азимутальном направлении холловского двигателя может развиваться достаточно широкий диапазон неустойчивостей, которые могут влиять на динамику электронов в аксиальном направлении. Таким образом, одной из проблем, стоящих на пути создания расчетного инструмента, является вопрос учета процессов, протекающих в направлении основного дрейфа электронов поперек электрическому и магнитному полям, в моделях, не учитывающих явно при расчете это направление.

В данной работе представлены результаты численного исследования влияния высокочастотных колебаний и волн в плазме разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях на динамику электронов. Исследование проводится при помощи полностью кинетической двумерной по координате и трехмерной по скоростям модели холловского разряда в плоскости основного дрейфа электронов (азимутально-аксиальная плоскость). Расчет параметров плазмы производится методом частиц в самосогласованном электрическом и внешнем магнитном полях с учетом процессов ионизации, упругих и неупругих столкновений электронов с атомами и ионами ксенона. В частности, рассмотрены процессы проводимости электронов поперек магнитного поля за счет взаимодействия с высокочастотными волнами и возмущениями плотности плазмы. Рассмотрен вопрос формирования функции распределения электронов по скоростям в плоскости основного дрейфа электронов.

### Литература

- [1]. Mikellides, I. G., Katz, I., and Hofer, R. R., "Design of a Laboratory Hall Thruster with Magnetically Shielded Channel Walls, Phase One: Numerical Simulations," AIAA Paper 2011-5809, July 2011.
- [2]. Горшков О.А., Томилин Д.А., Шагайда А.А. Экспериментальное исследование структуры высокочастотных возмущений в разрядном канале СПД с высоким удельным импульсом. Физика плазмы, 2012 г, т. 38, №3, с. 298.
- [3]. D.A. Tomilin. Gradient instabilities of electromagnetic waves in Hall thruster plasma. Phys. Plasmas 20, 042103 (2013); doi: 10.1063/1.4799549.

## СОЗДАНИЕ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

<sup>1</sup>Карасев В.Ю., <sup>1</sup>Дзлиева Е.С., <sup>1</sup>Павлов С.И., <sup>2</sup>Майоров С.А.

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия, [v.karasev@spbu.ru](mailto:v.karasev@spbu.ru), [plasmadust@yandex.ru](mailto:plasmadust@yandex.ru)

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

Роль магнитного поля при создании и изучении плазмы была определена более полувека назад. Для комплексной плазмы, обнаруженной 20 лет назад, роль магнитного поля только предстоит выяснить [1 – 4]. В имеющихся работах в сильном магнитном поле [5 – 7] для создания пылевой ловушки был применен исключительно ВЧ разряд. Например, авторы [5] говорят о попытке и об отказе от применения разряда постоянного тока для данной задачи.

В настоящем сообщении представляются первые результаты создания и наблюдения пылевой плазмы, сформированной в тлеющем разряде в ловушках в стратах и в области сужения канала тока. Экспериментально показано существование пылевой плазмы в тлеющем разряде в магнитном поле свыше 1 Тл.

Для создания магнитного поля был использован криомагнит. Применялись различные разрядные трубки, наполненные неоном при давлении от 0,3 до 0,9 Торр. В качестве частиц использовался полидисперсный кварц с характерным размером 5 мкм. Было применено несколько вариантов катодов, обеспечивающих стабильную работу в зависимости от условий и величины магнитного поля.

Как результаты, представляются зависимости угловой скорости вращения пылевых структур от магнитной индукции и расположение частиц в горизонтальных сечениях пылевой структуры.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-12-00094.

### Литература

- [1]. *Konopka U., Samsonov D., Ivlev A. V., Goree J., Steinberg V., Morfill G. E.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. № 2. P. 1890-1898.
- [2]. *Karasev V. Yu., Dзлиева E. S., Ivanov A. Yu.* // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. P. 066403.1-12.
- [3]. *Васильев М. М., Дьячков Л. Г., Антипов С. Н., Петров О. Ф., Фортков В. Е.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. № 6. С. 414-419.
- [4]. *Недоснасов А. В.* // УФН 2015. Т. 185. С. 613–617.
- [5]. *Sato N.* AIP Conf. Proc. 2002. Vol. 649. P. 66.
- [6]. *Schwabe M., Konopka U., Morfill G. E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 215004.
- [7]. *Thomas E. Jr., Lynch B., Konopka U., Merlino R. L., and Rosenberg M.* // Phys. Plasmas 2015. V. 22. P. 030701.1-4.

## ЭМИССИОННЫЕ И ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ПЛАЗМЕ АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА

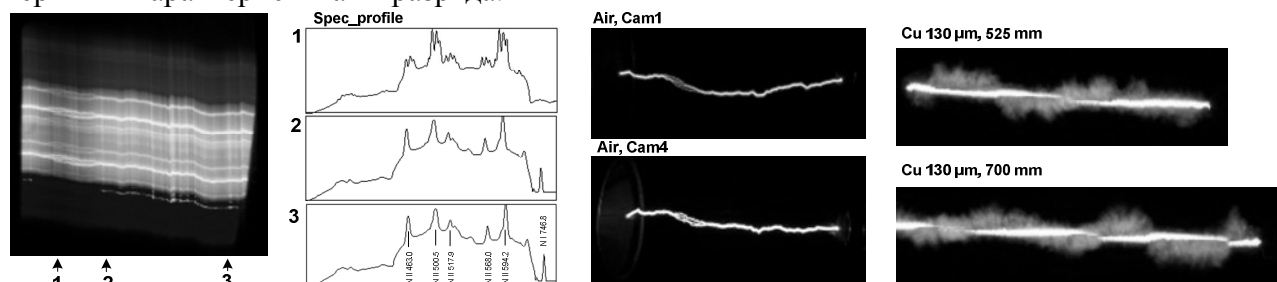
Агафонов А.В., Байдин И.С., Огинов А.В., Пряничников А.А., Родионов А.А., Шпаков К.В.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [oginov@lebedev.ru](mailto:oginov@lebedev.ru)

Получены новые данные о параметрах мелкомасштабных короткоживущих плазменных образований на разных стадиях разряда. Механизмы плазмообразования, генерации излучений и т.д. могут быть связаны с быстрыми (~1 нс и менее) локализованными (микронные характерные размеры) процессами, возникающими на границе материала электрода и газового промежутка. Как приэлектродный процесс, увеличенный до межэлектродных масштабов, можно рассматривать режим электрического пробоя в атмосфере с коммутацией длинных промежутков, образованных взрывающейся проволокой [1, 2]. Сопоставление температуры в канале атмосферного разряда (достигает ~3 эВ [3], по относительной интенсивности линий) со спектральными характеристиками, в случае с дополнительным электродным плазмообразованием, позволяет выявить пространственные особенности пробойных процессов.

Для моделирования условий плазмообразования и эмиссионных процессов используются различные проволочные нагрузки (Cu, Ni, NiCr, CuMnNi диаметром 50 – 130 мкм) в межэлектродном промежутке длиной 350 – 700 мм.

Представлены результаты спектральных измерений атмосферного разряда в оптическом диапазоне: интегральные спектры, полученные двумерным бесщелевым методом (с пространственным разрешением); спектры с временной разверткой, полученные на заданной длине волны (монохроматор + ФЭУ) интегрально и с пространственной коллимацией на выбранной области разряда. Отмечено образование структур разных масштабов: страты в керне электрически взорванной проволоки, релаксационная стадия канала разряда винтовой формы с шагом в сотни раз превышающем диаметр канала. Получаемые параметры сопоставлены со свойствами материалов проволок и вольт-амперными характеристиками разряда.



Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ 17-08-01690-а.

### Литература

- [1]. В.В. Аполлонов, Н.В. Плетнев. Формирование протяженных направленных каналов пробоя в атмосфере, образованных взрывающейся медной проволокой. ЖТФ, 2013, т. 83, в. 12, с. 67-79.
- [2]. Аполлонов В. В., Плетнев Н.В. Моделирование триггерной молнии в атмосфере. Электронный журнал «Труды МАИ». Выпуск № 78, с. 1-31.
- [3]. А.А. Летунов, А.В. Огинов, А.А. Родионов, К.В. Шпаков. Оптические и спектральные характеристики протяженного атмосферного разряда. Сб. тезисов XLIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 8 – 12 февраля 2016 г., с. 285.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СИНТЕТИЧЕСКОЙ СТРУИ, СФОРМИРОВАННОЙ МГД-АКТУАТОРОМ

<sup>1</sup>Кармацкий Р.Е., <sup>2</sup>Казанский П.Н., <sup>2</sup>Моралев И.А., <sup>2</sup>Фирсов А.А., <sup>2</sup>Ефимов А.В.

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия*  
*[knispel.kurt@gmail.com](mailto:knispel.kurt@gmail.com)*

<sup>2</sup> *Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,*  
*[morler@mail.ru](mailto:morler@mail.ru)*

Данная работа посвящена исследованию нового типа актуатора (управляющего элемента), основанного на создании струй с нулевым расходом массы за период работы устройства (синтетической струе) [1]. Газ внутри канала актуатора ускоряется благодаря зажиганию дугового разряда в магнитном поле 1,2 Т. Сила тока в дуге составляет 300 А. Благодаря наличию несимметричного энергоклада возможно спроектировать канал актуатора открытым с двух сторон. Это позволяет снизить время релаксации актуатора после выключения дуги и таким образом увеличить частоту работы устройства по сравнению с искровыми актуаторами без магнитного поля [2]. Асимметричная струя, созданная вблизи одного из выходов канала, была исследована теневым методом (рисунок) и методом PIV. Было обнаружено, что скорость струи вблизи среза сопла составляет 450 м/с. При этом передний фронт струи движется со скоростью 200 м/с.

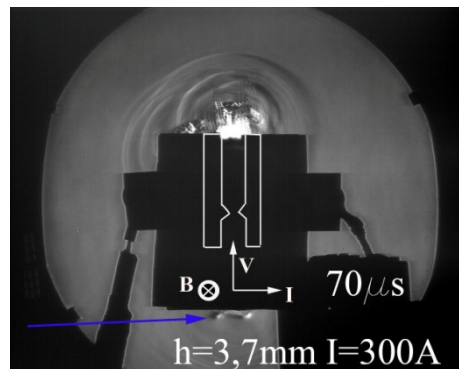


Рисунок. Теневая картина синтетической струи через 70 мкс после пробоя разряда.

### Литература

- [1]. M. Jabbal, Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 29, 2008, pp. 119-130.
- [2]. Di Jina, Chinese Journal of Aeronautics, Vol 28, Is 1, Feb 2015, P66–76.

## ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ВЗРЫВОЭМИССИОННЫХ ЯЧЕЕК КАТОДНОГО ПЯТНА В МОДЕЛИ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУЙ

Цвентух М.М.

Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия, [elley@list.ru](mailto:elley@list.ru)

Предложена простая сквозная модель взрывоэмиссионного импульса ячейки катодного пятна вакуумной дуги, включающая как инициирование, так и погасание ячейки. Инициирование происходит при электрическом взрыве перешейка жидкометаллической струи, распространяющейся из кратера от предыдущего взрыва в плазму катодного пятна. Погасание происходит из-за расширения плазмы и спада ее плотности от  $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$  до уровня фоновой плазмы  $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Взрыв рассматривается как переход через критическое состояние (критическую температуру).

Рассматривался тепловой баланс сужающегося жидкометаллического перешейка с протекающим током, а также сферическое расширение плазмы после достижения критической температуры. Несмотря на простоту модели, она позволяет получить средние за взрывоэмиссионный импульс величины, согласующиеся с известными экспериментальными наблюдениями и численными расчетами. Так средняя плотность плазмы составляет порядка  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ , температура  $\sim 1 \text{ эВ}$ .

Также были определены средние за импульс величины:  $\langle p \rangle / \langle j \rangle$  - отношение среднего давления к средней плотности тока, и средняя омическая напряженность поля  $\langle E \rangle = \langle j / \sigma \rangle$ . Первая из них определяет гидродинамический характер ускорения плазменных струй из ячейки [1, 2], а полученное значение — десятки  $\text{г см К}^{-1} \text{ с}^{-1}$  согласуется с экспериментально измеряемыми значениями скорости ионного потока и удельной эрозии:  $v_i \times \gamma_i$ . Омическое электрическое поле обеспечивает протекание тока через взрывоэмиссионную плазму, при этом формируется катодное падение потенциала  $\sim 10 - 30 \text{ В}$ . Полученное значение среднего за импульс поля,  $\langle E \rangle = \langle j / \sigma \rangle$ , составило десятки  $\text{кВ/см}$  (существенно ниже, чем дебаевское поле  $\sim 10 \text{ МВ/см}$  — для плазмы с плотностью  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  и температурой  $1 \text{ эВ}$ ). Таким образом, для формирования катодного падения требуется плазма размером несколько  $\mu\text{м}$ , что согласуется с известными наблюдениями. Также была сделана оценка полного тока на один центр — порядка  $\text{А}$ .

Была получена оценка величины  $\beta = 8\pi nT / B$ , для плазменного столба (радиуса  $R$ ) с протекающим током (фракция плотности тока  $\kappa = j / (en\sqrt{T/2\pi m_e}) < 1$ ), примерно составляющая  $\beta \kappa^2 n R^2 = 1,41 \times 10^{13} \text{ см}^{-1}$ . Эта зависимость показывает, что сжатие плазменного столба магнитным полем ( $\beta < 1$ ) возможно в случае разреженной плазмы большого размера, в данном случае — на удалении от взрывоэмиссионной ячейки.

Работа поддержана РФФИ, гранты 15-38-20617 и 16-08-01306.

### Литература

- [1]. G.A. Mesyats, M.M. Tsventoukh 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 3320
- [2]. Igor Zhirkov, Efim Oks and Johanna Rosen 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 093301

## ЦЕПНЫЕ РЕАКЦИИ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНА В СМЕСЯХ ПОРОШКОВ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК

<sup>1,2</sup>Скворцова Н.Н., <sup>3</sup>Ахмадуллина Н.С., <sup>1</sup>Батанов Г.М., <sup>1</sup>Борзосеков В.Д.,  
<sup>1</sup>Галаджеева О.В., <sup>1</sup>Колик Л.В., <sup>1</sup>Кончечков Е.М., <sup>1</sup>Летунов А.А., <sup>1,2</sup>Малахов Д.В.,  
<sup>1</sup>Образцова Е.А., <sup>1</sup>Петров А.Е., <sup>1</sup>Сарксян К.А., <sup>1</sup>Степахин В.Д., <sup>2</sup>Укрюков Г.В.,  
<sup>1</sup>Харчев Н.К., <sup>4</sup>Шишилов О.Н.

<sup>1</sup>*Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,  
nina@fpl.gpi.ru*

<sup>2</sup>*Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники, электроники и автоматики, г. Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова РАН, г. Москва, Россия*

<sup>4</sup>*Московский государственный университет тонких химических технологий имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

Микроволновые плазменные технологии являются перспективным методом создания, модификации и обработки материалов. Разряды, применительно к задачам материаловедения, могут быть созданы различными источниками излучения, но наиболее мощными в миллиметровом диапазоне длин волн (что позволяет получить высокую плотность потока излучения и плотность плазмы) являются гиротроны. В настоящее время разработан новый метод синтеза структур веществ микро и нано размеров в неравновесных микроволновых разрядах, инициируемых гиротроном в смесях порошков металл-диэлектрик [1, 2].

В докладе представлен новый вид экзотермических цепных реакций, инициируемым мощным микроволновым излучением в смесях порошков металл-диэлектрик.

Рассмотрена эволюция цепных процессов.

- Инициация (взрывная).
- Вторичный синтез сложных молекул и структур в объеме реактора.
- Осаждение синтезированных структур на частицах взвеси и на стенках.

Показан колебательный характер таких реакций, появление пылевых частиц, увеличение выхода продуктов реакций с использованием катализатора. Продемонстрирован синтез веществ, основанный на экзотермических цепных реакциях во всех фазах (порошковая смесь – микроволны – пылевая плазма – газ) неравновесного разряда при атмосферном давлении.

Рассмотрена возможность использования описанного разряда, инициированного гиротроном в смесях порошков металла и диэлектрика, для синтеза, осаждения и напыления микро- и наноструктур [1 – 3].

Получены структуры диборида титана и молибдена, нитрида молибдена, окислов молибдена и др. Получены сферолиты молибдена. Произведена модификация поверхности молибдена, кварца, нержавеющей стали.

### Литература

- [1]. Патент РФ №2523471 «Способ получения нанодисперсионных порошков нитрида бора и диборида титана» 26.05.2014г. Батанов Г.М., Колик Л. В., Харчев Н.К., Петров А.Е., Сарксян К.А., Скворцова Н.Н., Борзосеков В.Д., Малахов Д.В., Кончечков Е.М., Степахин В.Д., Косый И.А., Щербачев И.А.
- [2]. N. N. Skvortsova, V. D. Stepakhin, D. V. Malakhov, et al. // Radiophysics and Quantum Electronics 58(9), 2016.
- [3]. G.M. Batanov, V.D. Borzosekov, E.M. Konchekov, et al. J. Nanophoton. 10 (1), 012520; doi: 10.1117/1.JNP.10.012520

**СЕКЦИЯ  
«ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННЫХ И ЛУЧЕВЫХ  
ТЕХНОЛОГИЙ»**

**SECTION  
«PHYSICAL BASIS FOR PLASMA AND BEAM  
TECHNOLOGIES»**





## ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ РАСПЛАВА КАРБИДА КРЕМНИЯ В ПЛАЗМЕ РАЗРЯДА

<sup>1</sup>Змиевская Г.И., <sup>2</sup>Аверина Т.А.

<sup>1</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия, e-mail: [zmig@mail.ru](mailto:zmig@mail.ru)

<sup>2</sup>Институт Вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск, Россия, e-mail: [ata@osmf.sccc.ru](mailto:ata@osmf.sccc.ru)

При газофазной эпитаксии аморфных частиц нанометрового размера карбида кремния на кремнии и при получении зерен упрочения композитных материалов важно рассмотреть механизм формирования капель расплава (зародышей карбида кремния, SiC) в плазме разряда. Для исследования процесса диспергирования заряженных капель использовались кинетические математические модели, заданные стохастическими дифференциальными уравнениями (СДУ) [1 – 3]. Флуктуационная стадия зародышеобразования представлена диффузией в фазовом пространстве размеров кластеров. Модель заряда на каплях должна быть согласована с кинетическим кодом пылевой плазмы [4 – 5].

Заряд капли учитывается в функции полной энергии Гиббса. Дополнительно в СДУ вводится интегральный член, который позволяет учитывать явление неустойчивости и развал капли, согласно критерию Релея. Для численного решения использовался алгоритм на основе устойчивого метода типа Розенброка и метода максимального сечения [6 – 7]. Исследовалось явление получения заданного размера кластера для разных параметров модели.

Для различных моментов времени на рисунках приведены результаты численного моделирования, когда начальный размер кластера больше критического размера ( $g_0 = 400$ ,  $g_{\max} = 420$ ,  $g_{\text{crit}} = 274$ ). На рис. 1 не учитывается заряд капли, а на рис. 2 — учитывается. Графики демонстрируют, что учет релейевской неустойчивости привел к бимодальному распределению капель конденсата по размерам, что важно знать при зарядовом диспергировании в процессе получения порошков.

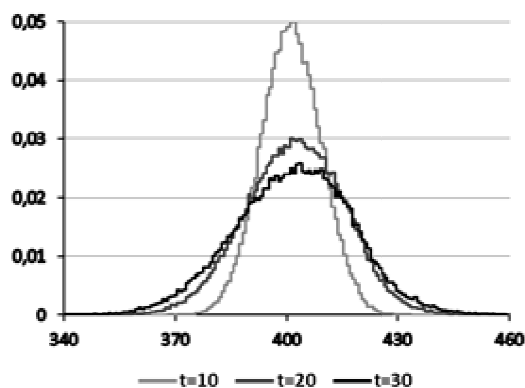


Рис. 1

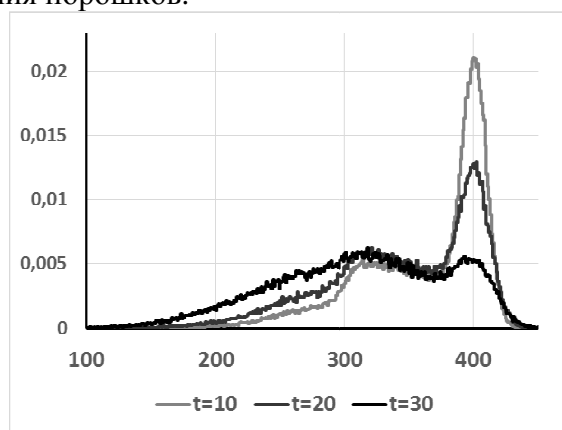


Рис. 2

Работа поддержана РФФИ (гранты № 14-01-00787, № 15-01-05052), ОМН 3 РАН.

### Литература

- [1]. Zmievskaia G.I., Averina T.A., Bondareva A.L. Appl. Num. Math. 2015. V. 93. J. P. 15–29.
- [2]. Бондарева А.Л., Змиевская Г.И. Препринт ИПМ № 1, Москва, 2012.
- [3]. Змиевская Г.И., Бондарева А.Л. Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 1 С. 93-102.
- [4]. Сигов Ю.С. Вычислительный эксперимент: мост между прошлым и будущим физики плазмы. Составит. Г.И. Змиевская, В.Д. Левченко. М.: Физматлит, 2001
- [5]. Змиевская Г. И., Иньков Л. В., Левченко В. Д. Поверхность. 2004. № 5. С. 106.
- [6]. Аверина Т.А., Артемьев С.С. ДАН СССР, 1986. Т. 288. № 4. С. 777-780.
- [7]. Аверина Т.А. СибЖВМ. 2009. Т. 12, № 4. С. 361-374.

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В СТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ

Знаменская И.А.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия.*  
*[znamen@phys.msu.ru](mailto:znamen@phys.msu.ru)*

Инициирование разряда в газодинамическом потоке является одним из методов управляемого воздействия на течение газа. При использовании электрических разрядов для управления потоком предполагается преобразование электрической энергии в энергию газа [1]. В дозвуковых режимах эффекты воздействия плазмы на обтекание объясняются передачей импульса заряженными частицами потоку, в сверхзвуковых режимах эффекты имеют преимущественно тепловой механизм. Исследования показали, что осуществление эффективного воздействия на высокоэнтропийные газовые потоки возможно на основе импульсного (импульсно-периодического) энергоподвода. Средством реализации такого энергоподвода являются импульсные сильноточные (наносекундные) разряды. За время  $t_{\text{разр}} \ll t_{\text{пот}}$ , основные плазменные неустойчивости не успевают развиться. Сверхзвуковые течения в каналах и около препятствий характеризуются сложной структурой.

При инициировании объемного разряда с предиионизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов в потоке с разрывами и неоднородностями происходит перераспределение тока разряда в соответствии с локальным значением параметров потока. Локализация энергии разряда определяется параметрами самого, а также конфигурацией сверхзвукового потока, в котором иницируется разряд, включающего разрывы, неоднородности, вихри, зоны отрыва и пр. [2].

Объемный разряд с предиионизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов в прямоугольном канале сечением  $48 \times 24$  мм. Протяженность разрядной зоны — 100 мм. Поджиг плазменных электродов обеспечивает однородность объемного разряда в канале в однородном потоке. Разряд иницировался в потоке в заданные моменты нестационарного газодинамического процесса. Длительность тока разряда не превышает 200 нс, что много меньше характерных газодинамических времен, за время воздействия разряда структура газодинамического течения не изменяется. В послеразрядный период возникают новые ударно-волновые конфигурации в потоке.

Приведены данные по самолокализации объемного разряда в прямоугольном канале в сверхзвуковом потоке за плоской ударной волной с числом Маха 2 – 4,5. Определены условия перераспределения тока объемного разряда в газодинамические структуры: зоны ударных волн, отрыва потока, вихревые зоны.

Для визуализации газодинамических послеразрядных процессов в разрядной камере проводилась теневая съемка в однократном режиме и режиме высокоскоростной съемки (100 – 500 000 к/с) с управляемой задержкой от момента разряда. Исследована динамика возникающих в результате инициирования разряда в структурированном потоке ударно-волновых конфигураций.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 14-08-00777.

### Литература

- [1]. Corke T C, Enloe C L and Wilkinson S P Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control *Annu. Rev. Fluid Mech.* -2010-42 505–29.
- [2]. Знаменская И. А., Сысоев Н. Н., Цзинь Ц. О двух режимах воздействия импульсного объемного разряда на ударную волну // Письма в "Журнал технической физики". — 2013. — Т. 39, № 9. — С. 28–33.

## УПРАВЛЕНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕМ В КОМПРЕССИОННОМ ДВИГАТЕЛЕ С ГОМОГЕННЫМ ЗАРЯДОМ С ПОМОЩЬЮ СТРИМЕРНЫХ РАЗРЯДОВ

Филимонова Е.А., Бочаров А.Н., Битюрин В.А.

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
email: [helpfil@mail.ru](mailto:helpfil@mail.ru), [bocharov@ihed.ras.ru](mailto:bocharov@ihed.ras.ru), [valentin.biturin@gmail.com](mailto:valentin.biturin@gmail.com)

В связи с возросшими требованиями к составу выхлопных газов автомобилей, к расходу топлива, мощности и эффективности работы двигателя, широко исследуются другие возможности организации горения в двигателях внутреннего сгорания, как с искровым зажиганием, так и в компрессионных двигателях, в том числе, дизельном. В настоящее время считается очень перспективным двигатель, в котором воспламенение происходит за счет сжатия гомогенного заряда (HCCI engine). У такого двигателя слабым звеном является управление моментом воспламенения, пропуски воспламенения и колебания давления при поджати смеси вблизи верхней «мертвой» точки. Предполагается, что управление низкотемпературной стадией горения с частичным выделением тепла может расширить диапазон стабильной работы двигателя. Для управления низкотемпературной стадией предлагается создать гибридные двигатели (spark-assisted HCCI engines), в которых используется искровой разряд небольшой мощности на стадии сжатия топлива [1]. Однако, в качестве инициатора горения могут быть использованы и другие виды разрядов, например, высокочастотный коронный разряд положительной полярности с длительностью импульса — 200 – 300 нс ( $f \sim 3 - 5$  МГц) [2].

В данной работе было проведено численное исследование влияния химически активных частиц на задержку воспламенения в компрессионном двигателе в 0-мерной постановке. Модель включает замкнутое описание характеристик топливно-воздушной смеси, учитывающее наличие массо- и энергообмена между рабочим цилиндром и системами ввода-вывода. В расчетах разряд моделировался как внешний источник, который обрабатывал инжестируемую в цилиндр топливно-воздушную смесь в течение 5 градусов угла поворота коленвала. Предполагалось, что химически активные частицы (атомы O, H, углеводородные радикалы) были наработаны в результате диссоциации электронным ударом молекул бедной пропано-воздушной смеси в высокочастотном коронном разряде. Нагрев инжестируемой массы в результате действия разряда тоже учитывался (зависел от удельного энерговклада и составлял не более 200°). Концентрации химически активных частиц находились в приближении постоянного приведенного электрического поля  $E/n = 100$  Td для удельного энерговклада 0,01 – 0,11 эВ/молек. Для описания процесса горения в цилиндре двигателя использовалась собственная кинетическая схема, состоящая из 103 компонентов и 700 реакций [3]. Основное внимание было уделено изменению протекания низкотемпературной стадии выделения тепла под воздействием электрического разряда.

В результате моделирования было показано, что наработанные разрядом химически активные частицы являются активаторами воспламенения, которые меняют процесс протекания низкотемпературной стадии горения, «подталкивая» ее начало и ускоряя протекание в случае холодного старта или использования бедной смеси, для которых характерны пропуски воспламенения. При моделировании было выявлено, что чувствительность плазменно-стимулированного воспламенения к степени обедненности меньше, чем к начальной температуре подогрева смеси и к наличию химически активных частиц, наработанных в разряде.

### Литература

- [1]. Saxena S., Bedoya I. D. Progress in Energy and Combustion Science, 2013, v.39, p. 457.
- [2]. Mariani A., Foucher F. Applied Energy, 2014, v.122, p. 151.
- [3]. Filimonova E.A. J. Phys. D: Appl. Phys., 2015, v.48, 015201 (16pp).

## ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

<sup>1</sup>Куратов А.С., <sup>2</sup>Брантов А.В., <sup>2</sup>Алиев Ю.М., <sup>2</sup>Быченков В.Ю.

<sup>1</sup>*Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия,  
e-mail: [vniiia@vniiia.ru](mailto:vniiia@vniiia.ru)*

<sup>2</sup>*Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [postmaster@lebedev.ru](mailto:postmaster@lebedev.ru)*

Терагерцовое излучение является неионизирующим и длинноволновым, т.е. оно может легко проникать через сухие диэлектрические материалы. Вследствие этого оно имеет широкую область потенциального применения для диагностики и сканирования [1]. Поиск источников терагерцового излучения с достаточно большим коэффициентом конверсии энергии является актуальной задачей. В ряде экспериментов по взаимодействию мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями (тонкие металлические фольги и проволоки [2 – 4]), были получены импульсы терагерцового излучения. Такие исследования требуют разработки соответствующих теоретических моделей. Одна из них представлена в данной работе.

Здесь изучается генерация электромагнитного излучения вследствие лазерно-иницированного разлета плазмы в вакуум. Показано, что для современных лазеров эффективность трансформации лазерной энергии в терагерцовую может достигать значения  $10^{-4}$ . Даны общие выражения для ТГц электромагнитных полей, возникающих в металлических мишенях при наличии внешних токов появляющихся вследствие воздействия лазерного импульса на плоскую и цилиндрическую (проволока) мишень. Подробно исследовано дисперсионное соотношение для высших мод поверхностной волны на цилиндрической поверхности и показано, что в наиболее интересной области параметров, возникают, как правило, только основная мода. Численно исследована генерация поверхностных волн, распространяющихся по металлической проволоке. Работа частично поддержана грантами РФФИ 15-02-03042 и 16-02-00088а.

### Литература

- [1]. Tonouchi M., Cutting-edge terahertz technology // Nature Photonics. 2007. Vol. 1 No. 2 P. 97.
- [2]. Gopal A., May T., Herzer S. et al. Observation of energetic terahertz pulses from relativistic solid density plasmas // New Journal of Physics. 2012. Vol. 14. P. 083012.
- [3]. Nakajima H., Tokita S., Inoue S. et al. Divergence-Free Transport of Laser-Produced Fast Electrons Along a Meter-Long Wire Target // Physical Review Letters. 2013. V. 110. P. 155001.
- [4]. Tokita S., Sakabe S., Nagashima T. et al. Strong sub-terahertz surface waves generated on a metal wire by high-intensity laser pulses // Scientific Reports. 2015. Vol. 5. P. 8268.

## ИЗНОСОСТОЙКИЕ ПОКРЫТИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО И ВЧ-МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДОВ

Смоланов Н.А., Медведев А.В., Крапивин Д.Ю.

Мордовский государственный университет имени Н.П.Огарева, г. Саранск, Россия,  
e-mail: [smolanovna@yandex.ru](mailto:smolanovna@yandex.ru)

Создание методов и технологий формирования поверхностей с оптимальными прочностными и триботехническими свойствами остается одной из главных и решаемых задач нанотехнологий. Исследована структура, элементный состав и трибологические свойства пленки, осажденной из плазмы дугового разряда при катодном распылении. Подложка — образцы стали 12Х18Н10Т, Ст1 и Ст3. Тонкие (5 – 7 мкм) вакуумные покрытия на основе карбонитрида титана получали в процессе осаждения на модернизированной установке ННВ-6.6И4 [1] дуговым, магнетронным и совмещенными методами. В качестве углеродсодержащей компоненты использовался ацетилен  $C_2H_2$ , подаваемый в область дугового разряда титановой плазмы, давление смеси азота и ацетилена - 0,01-0,05Па. Изучались физико-механические и триботехнические свойства покрытий, как в лабораторных условиях, так и на производственной линии (завод «М-Кабель», г. Саранск) с целью повышения износостойкости деталей для производства кабельной продукции. Согласно металлографическим и рентгеноспектральным исследованиям (рисунок), структура поверхностного слоя стальной модифицированной поверхности после протяжки медной катанки имеет следующие основные характерные зоны: композиционное (медь, цинк, никель) антифрикционное покрытие (1); переходная диффузионная зона (2); деформированная (наклепанная) зона (3); основной конструкционный материал (4).

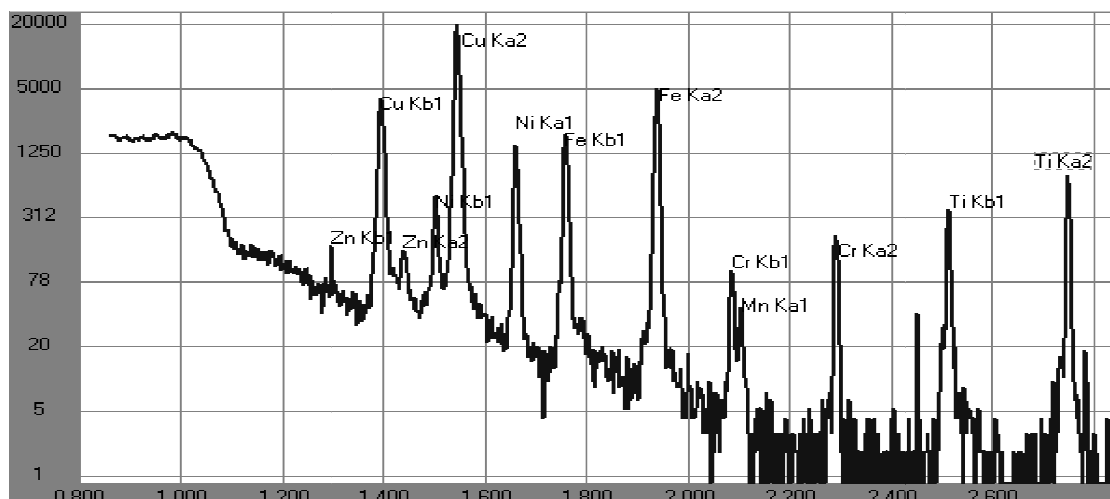


Рисунок. Рентгенофлуоресцентный спектр пленки.

Таким образом, в нашей работе применен комбинированный метод получения пленки – метод конденсации капельной фазы плазменного потока с ионной бомбардировкой (метод КИБ). В докладе обсуждаются вопросы практического применения разрабатываемой технологии для упрочнения изделий производства кабельной продукции (дорны, тяговые кольца и т.д.). Образующаяся пленка имеет особую структуру на поверхностях трения толщиной в несколько сотен нанометров, что характерно для эффекта безызносности [2]. В ней реализуется особый механизм деформации, протекающий без накопления дефектов, свойственных усталостным процессам [1, 2].

### Литература

- [1]. Балабанов В.И. Нанотехнологии. Наука будущего. Изд-во: Эксмо, 2009 год. 256 стр..
- [2]. Гаркунов Д.Н. Триботехника. М.: «Издательство МСХА», 2001, 618 с., ил. 280.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВОССТАНОВЛЕНИЯ $\text{SiF}_4$ В ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ ВЧ И СВЧ-РАЗРЯДОВ

<sup>1</sup>Корнев Р.А., <sup>1</sup>Сенников П.Г., <sup>2</sup>Давыдов А.М., <sup>2</sup>Косый И.А.

<sup>1</sup>*Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых, г. Нижний Новгород, Россия, e-mail: [kornev@ihps.nnov.ru](mailto:kornev@ihps.nnov.ru)*

<sup>2</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия, e-mail: [freaman@mail.ru](mailto:freaman@mail.ru)*

Разработка высокопроизводительных методов получения изотопно-обогащенного кремния является важной задачей. В качестве исходного вещества для получения изотопно-обогащенного кремния используют его тетрафторид ( $\text{SiF}_4$ ).  $\text{SiF}_4$  подвергается изотопному обогащению на центрифугах и затем, обогащенный по какому либо из изотопов (кремний имеет три стабильных изотопа —  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{29}\text{Si}$ ,  $^{30}\text{Si}$ ) поступает на стадию извлечения элементарного кремния. Это многостадийный процесс, требующий больших энергетических затрат, характеризующийся невозвратными потерями изотопного вещества и не высокой производительностью. Перспективным представляется разработка и использование плазменных методов конверсии  $\text{SiF}_4$  в кремний, обладающих высокой энергоэффективностью и селективностью по отношению к химическим реакциям. Поэтому применение именно плазменных методов позволит обеспечить высокопроизводительную, одностадийную конверсию  $\text{SiF}_4$  до  $\text{Si}$ .

В данной работе приводятся результаты исследования процесса плазмохимического водородного восстановления тетрафторида кремния в различных типах разрядов в широком диапазоне технологических параметров. В качестве источников плазмы были выбраны ВЧИ, ВЧЕ и ВЧД-разряды с частотой электромагнитных колебаний 13,56 МГц, СВЧ импульсный поверхностный разряд с частотой 2,45 ГГц и СВЧ разряд с частотой 75 ГГц. В качестве плазмообразующего газа использовался водород, необходимый для создания восстановительной среды.

Установлено, что при использовании ВЧИ-разряда в диапазоне давлений 0,1 – 0,8 Торр и ВЧЕ-разряда при давлениях от 1 до 200 Торр происходит образование тонких поликристаллических пленок кремния на нагретых поверхностях. Согласно данным по эмиссионным спектрам, образование кремния происходит по радикальному механизму. В качестве газофазных продуктов реакции наблюдается образование фтористого водорода. При переходе на атмосферное давление, в условиях ВЧД-разряда, образование кремния в твердой фазе не наблюдается. Тем не менее, в данных условиях происходит образование трифтор- ( $\text{SiHF}_3$ ) и дифторсилана ( $\text{SiH}_2\text{F}_2$ ). Радикальный механизм в данных условиях сменяется на молекулярный. Соединения  $\text{SiHF}_3$  и  $\text{SiH}_2\text{F}_2$  имеют отдельный интерес для применения в микроэлектронике в качестве исходных прекурсоров.

Отдельного упоминания заслуживает то, что при использовании ВЧД-разряда, при добавлении в смесь  $\text{H}_2 + \text{SiF}_4$  примеси  $\text{CH}_4$ , на поверхности электродов наблюдается рост поликристаллического карбида кремния. При этом в отходящих газах регистрируется наличие фторсиланов, а также этилена и ацетилен.

При использовании импульсного поверхностного СВЧ разряда, при атмосферном давлении наблюдалось образование аморфного кремния в виде наночастиц с размером 20 – 40 нм. В эмиссионных спектрах были зарегистрированы полосы испускания атомарного кремния. В условиях гиротронного СВЧ разряда наряду с аморфной фазой, в полученном образце наблюдались мелкие кристаллические частицы кремния с размером 5 – 10 нм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-08-00708.

**СИНТЕЗ ГРАФАНОВ В ПЛАЗМОСТРУЙНОМ РЕАКТОРЕ**<sup>1</sup>Амиров Р.Х., <sup>2</sup>Канашенко С.Л., <sup>1</sup>Шавелкина М.Б., <sup>3</sup>Шаталова Т.Б.<sup>1</sup>*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия  
mshavelkina@gmail.com*<sup>2</sup>*Научно-исследовательский институт биомедицинской химии имени В.Н. Ореховича  
РАМН, г. Москва, Россия, serkanash@mail.ru*<sup>3</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия,  
shatalova@inorg.chem.msu.ru*

Среди множества углеродных материалов особый интерес привлекает графен — отдельный моноатомный слой из атомов углерода. Благодаря уникальному строению элементарной ячейки, графен демонстрирует уникальные механические, оптические и электронные свойства. Однако полуметаллический характер проводимости графена затрудняет его реальное применение в полупроводниковой электронике. Одним из перспективных направлений в фундаментальных исследованиях и технологических приложениях является химическая модификация графена с целью изменения его электронной структуры. Гидрирование графена позволяет изменять параметры его запрещенной зоны, превращая графен в графан, который является настоящим полупроводником или изолятором. Гидрированный графен (графан) может использоваться для хранения водорода или найти применение в топливных элементах [1]. На сегодняшний день продемонстрирована возможность успешного гидрирования графена с использованием неравновесной водородной плазмы [2], пучков атомов водорода, электронно-индуцированной диссоциации водород-силсесквиоксиана [3], процессом восстановления Берча [4]. Для гидрирования использовался графен, предварительно полученный с помощью механического отщепления [2] либо CVD-методом [3].

Нами показана возможность прямого синтеза гидрированных графеновых материалов в плазмоструйном реакторе [5]. Материалы получены в объеме при разложении прекурсоров углерода (углеводородов) с помощью плазмотрона постоянного тока мощностью до 45 кВт при давлении ниже атмосферного. Из углеводородов использовались: метан, ацетилен и пропан-бутан. В качестве плазмообразующего газа - гелий и аргон. Элементный анализ, сканирующая электронная микроскопия, спектроскопия комбинационного рассеяния света и рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия показали, что в синтезированных малослойных образцах присутствует атомарный водород, достигая соотношения с углеродом 1 : 4. Экспериментально установлена зависимость степени гидрирования от параметров плазменной струи и геометрии мишени. Расчеты химической кинетики показывают присутствие в составе струи плазмы высокой концентрации атомарного водорода в области нуклеации углеродного пара. При нагревании образцов наблюдалось выделение водорода, что подтверждает термогравиметрия в атмосфере аргона до температуры 1500°C. Сделан вывод о возможности прямого синтеза графана в плазмоструйном реакторе.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ: 16-08-00145 , 15-08-00165 и 16-08-00081.

**Литература**

- [1]. Subrahmanyama K.S., Kumara P., Maitraa U., Govindaraja A., Hembramb K.P.S.S., Waghmareb U.V., Raoa C. N. R Natl Acad. Sci. , 2011, 108, 2674.
- [2]. Elias D.C., Nair R.R., Mohiuddin T.M.G., Morozov S.V., Blake P., Halsall M.P., Ferrari A.C., Boukhvalov D.W., Katsnelson M.I., Geim A.K., Novoselov K.S. Science, 2009, 323, 610.
- [3]. Pumera M., Wong C.H. Chem Soc Rev., 2013, 42, 5987.
- [4]. Eng A.Y., Poh H.L., Šaněk F., Maryško M., Matějková S., Sofer Z., Pumera M. ACS Nano. 2013, 7, 5930.
- [5]. Amirov R., Isakaev I., Shavelkina M., Shatalova T. Journal of Physics: Conference Series 2014, 550, 012023.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ В ДИОДНОМ ЗАЗОРЕ УСКОРИТЕЛЯ «КАЛЬМАР» ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭПОКСИДНЫХ МИШЕНЕЙ

<sup>1</sup>Ананьев С.С., <sup>1,2</sup>Багдасаров Г.А., <sup>2,3</sup>Гасилов В.А., <sup>1</sup>Данько С.А., <sup>1</sup>Демидов Б.А.,  
<sup>1</sup>Казаков Е.Д., <sup>1</sup>Калинин Ю.Г., <sup>1</sup>Курило А.А., <sup>1,2</sup>Ольховская О.Г., <sup>1</sup>Стрижаков М.Г.,  
<sup>3</sup>Ткаченко С.И.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [nrcki@nrcki.ru](mailto:nrcki@nrcki.ru)*

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия, [office@keldysh.ru](mailto:office@keldysh.ru)*

*Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область, Россия, [info@mipt.ru](mailto:info@mipt.ru)*

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования динамики плазмы в диодном зазоре при воздействии сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) на образцы из эпоксидной смолы; произведено сравнение с данными моделирования. Исследуемые мишени подвергались воздействию РЭП на сильноточном ускорителе «Кальмар» [1] с электронно-оптической регистрацией свечения разлетающегося вещества в хронографическом режиме. Плотность энергии на поверхностях мишеней варьировалась путем изменения межэлектродного расстояния в вакуумном диоде [2]. Она составила от 170 до 860 Дж/см<sup>2</sup>. Используя электротехнические измерения и рентгеновское изображение, зарегистрированное камерой-обскурой, вычислялась плотность энергии, выделившейся на поверхности мишени [3]. Трехмерное моделирование воздействия РЭП на мишени выполнялось на основе эйлеровой модели однотемпературной гидродинамики с учетом потерь энергии на излучение, реализованной в рамках кода MARPLE3D. Энерговклад электронного пучка учитывался в форме источника в уравнении баланса энергии на основании экспериментальных данных. Данные по уравнениям состояния и коэффициенты непрозрачности плазмы были рассчитаны с помощью кода THERMOS. Оба кода (THERMOS и MARPLE3D) разработаны в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. Расчеты выполнялись в декартовой системе координат. Направление пучка совпадало с осью OZ. Z = 0 см — поверхность анода толщиной 1,5 см со стороны РЭП, Z = 3 см — кромка катода. Предполагалась осевая симметрия для 1/4 части образца. Расчетная сетка, содержащая приблизительно 2 миллиона ячеек, в плоскости (x,y) равномерная, h<sub>x</sub> = h<sub>y</sub> = 0,01 см. По оси Z вблизи поверхности анода, на которую падает РЭП, шаг сетки составляет 0,01 см и постепенно увеличивается до 0,1 см вблизи границ расчетной области. В результате расчетов были получены трехмерные распределения плотности, температуры, и скорости вещества в диодном промежутке в последовательные моменты времени от начала взаимодействия РЭП с мишенью до достижения испаренным веществом катода. Были промоделированы 4 режима с плотностями энергии 306 Дж/см<sup>2</sup>, 476 Дж/см<sup>2</sup>, 578 Дж/см<sup>2</sup> и 831 Дж/см<sup>2</sup>. Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ 15-02-03544а и РНФ 16-11-00100.

### Литература

- [1]. Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А., Фанченко С.Д. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. Вып. 2. С. 101-116.
- [2]. Demidov B.A., Efremov V.P., Kalinin Yu.G., Kazakov E.D., Metelkin S.Yu., Petrov V.A., Potapenko A.I. // Journal of Physics: Conference Series. 2015 V. 653, Iss. 1, 012009
- [3]. Демидов Б.А., Ефремов В.П., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Метелкин С.Ю., Потапенко А.И., Петров В.А. // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 2. С. 96-99.



## ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ПЛАЗМЫ ЧЕРЕЗ МАГНИТНЫЙ БАРЬЕР АЗИМУТАТОРА ПЛАЗМООПТИЧЕСКОГО МАСС-СЕПАРАТОРА

<sup>1</sup>Иванов С.Д., <sup>2</sup>Бардаков В.М., <sup>1</sup>Казанцев А.В., <sup>1</sup>Строкин Н.А., <sup>1</sup>Ступин А.Н.

<sup>1</sup>Иркутский национальный исследовательский технический университет, г. Иркутск, Россия, e-mail: [ivsd55@yandex.ru](mailto:ivsd55@yandex.ru), [kazanets@gmail.com](mailto:kazanets@gmail.com), [strokin85@inbox.ru](mailto:strokin85@inbox.ru), [al.stupin1@yandex.ru](mailto:al.stupin1@yandex.ru)

<sup>2</sup>Иркутский государственный университет путей сообщения, г. Иркутск, Россия, e-mail: [ybardakov38@mail.ru](mailto:ybardakov38@mail.ru)

Плазмооптическая масс-сепарация включает реализацию трех последовательных процессов: генерация плазмы и формирование плазменного потока — разделение ионов по массам в азимутаторе — сбор ионов на приемники в сепарирующем объеме. В настоящей работе внимание обращено на особенности прохождения плазменного потока через магнитный барьер азимутатора макета плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3 [1].

Для оптимального использования всего сепарирующего объема ПОМС-Е-3 ионам плазменного потока необходимо пересечь в азимутаторе магнитный поток  $B_R \Delta \approx 3 \times 10^3$  Гс·см, где  $B_R$  — величина радиальной компоненты индукции магнитного поля,  $\Delta$  — ширина азимутатора. Для обеспечения такого потока в экспериментах на ПОМС-Е-3 при  $\Delta \approx 1$  см реализовано поле  $B_R \geq 3 \times 10^3$  Гс; энергии ионов в плазменном потоке  $W_0 = 500\text{--}1000$  эВ; электроны замагниченные, ионы — немагниченные. Динамическое давление будет сравнимо с магнитным давлением  $B_R^2/8\pi$  при плотности ионов в плазменном потоке  $n_d = B_R^2/(16\pi W_0) \approx (1\text{--}2) \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Плотность ионов в наших экспериментах  $n \ll n_d$ , поэтому отношение динамического давления к давлению внешнего магнитного поля  $\beta \ll 1$ . Прохождение такого плазменного потока через магнитный барьер азимутатора в результате действия известных механизмов: поляризационный дрейф, компенсация магнитного поля диамагнитными токами, диффузионное проникновение не представляется возможным.

Теоретическое рассмотрение задачи Ленгмюра для наших условий и оценки показали, что при  $n_p < n < n_d$  ионы и электроны потока в режиме квазинейтральности проникают в магнитный барьер на глубину гибридного ларморовского радиуса  $\rho_h = (2W_0 m c^2)^{1/2}/(eB_R) \ll \Delta$ . Плотность  $n_p$  определена здесь как  $B_R^2/(8\pi m c^2) \approx 4 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup> ( $c$  — скорость света,  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона). При  $n < n_p$  проникновение ионов происходит при существенном отставании плотности электронов от плотности ионов, и глубину проникновения ионов в магнитный барьер можно оценить как  $d = [W_0/(4\pi e^2 n)]^{1/2} > \rho_h$ . При дальнейшем уменьшении плотности плазменного потока глубина проникновения ионов превысит ширину магнитного барьера  $\Delta$ . Это произойдет при  $n < n_{cr} = W_0/(4\pi e^2 \Delta^2) \approx (2,5\text{--}5) \times 10^8$  см<sup>-3</sup>. В экспериментах плотность плазменного потока была порядка  $10^9$  см<sup>-3</sup>, что незначительно превышает  $n_{cr}$ , и наблюдалось прохождение ионов через магнитный барьер.

Для увеличения производительности плазмооптического сепаратора потребуется увеличение плотности потока ионов на два-три порядка. Решение задачи прохождения таких потоков ионов через азимутатор возможно на пути реализации плазмооптического режима прохождения ионов через азимутатор. Для этого необходимо или стенки азимутатора сделать эмитирующими столько электронов, сколько нужно для компенсации пространственного заряда ионов, или в области азимутатора зажигать вспомогательный газовый разряд, плазма которого также будет обеспечивать компенсацию пространственного заряда ионов.

### Литература

- [1]. Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Письма в ЖТФ, 2010. — Т. 36, вып. 4. — С. 75 — 80.

## ИНАКТИВАЦИЯ ПЛАНКТОННЫХ МИКРООРГАНИЗМОВ И ИХ КОНСОРЦИУМОВ ПЛАЗМЕННЫМИ СТРУЯМИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ

<sup>1</sup>Казак А.В., <sup>1</sup>Симончик Л.В., <sup>2</sup>Нежвинская О.Е., <sup>2</sup>Дудчик Н.В.

<sup>1</sup>Институт физики им. Степанова НАН Республики Беларусь, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Научно-практический центр гигиены, г. Минск, Беларусь

Среди множества источников плазмы, применимых для биомедицинских приложений, особое внимание исследователей сосредоточено на плазменных струях [1] в связи с возможностью обработки объектов сложных форм и размеров вне замкнутого разрядного объема. Кроме того, следует отметить, что в области микробиологии происходит переход от традиционных представлений микроорганизмов как одноклеточных организмов к концепции микробных сообществ как интегральных структур, которые регулируют жизненно важные функции в зависимости от изменений условий окружающей среды, что следует учитывать при разработке микробных объектов для оценки влияния плазменного воздействия [2].

В данной работе приведены результаты экспериментов по инаktivации планктонных микроорганизмов тест-штаммов *S. Aureus*, *E. Coli*, *P. Aeruginosa* и их консорциумов, состоящих из тест-штаммов *E. Coli+P. Aeruginosa* и *S. Aureus+E. Coli+P. Aeruginosa*. Начальная концентрация микроорганизмов в чашках Петри составляла около  $10^5$  КОЕ/мл. Для инаktivации использовалась воздушная плазменная струя на постоянном токе 30 мА [3] при атмосферном давлении. Для определения эффективности воздействия струи оценивался процент выживших клеток в штаммах. Температура чашки Петри контролировалась с помощью тепловизора FLIRE4 и не превышала 30 °С.

На рис.1, а и б представлены фотографии чашек Петри с контрольным образцом

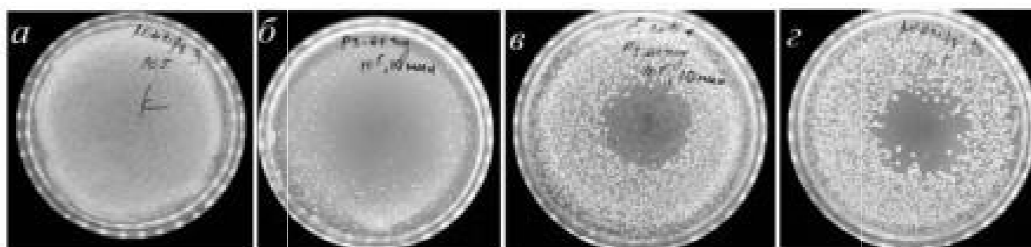


Рисунок 1. Инаktivация микроорганизмов: а) контроль, б) *P. aeruginosa*, в) *E. coli+P. aeruginosa*, з) *S. aureus+E. coli+P. aeruginosa*

монокультуры *P. Aeruginosa* и обработанной в течение 10 мин. Видно, что значительная часть обработанной плазмой чашки свободна от микроорганизмов. При воздействии струей на консорциумы из двух (рис. 1, в) и трех (рис. 1, з) микроорганизмов видимого различия по биодеконтаминации обоих консорциумов не наблюдается. Определенные характерные D-времена для планктонных микроорганизмов и консорциумов существенно различаются: для монокультур *S. Aureus*, *E. Coli*, *P. Aeruginosa* D-времена составляют около 3 мин, а для консорциумов штаммов этих микроорганизмов — около 5 мин.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке БРФФИ (гранта Ф15PM-032).

### Литература

- [1]. A.M. Laroussi and V. Puech, *Plasma Sourc. Sci. Techn.*, Volume 2, 034005 (2012).
- [2]. Dudchik N.V. *Hygiene and sanitation*, Volume 5, Pages 82-84(2012).
- [3]. A.A. Kirillov, A.V. Paulava, L.V. Simonchik, *22<sup>th</sup> International symposium of plasma chemistry*, 5–10 July 2015, Antwerpen, Belgium, Pages 5, P-II-11-7 (2015).

## УПРАВЛЕНИЕ МОЩНЫМ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Бабицкий В.С., Симончик Л.В., Усачёнок М.С.

*Институт физики им. Степанова НАН Республики Беларусь, г. Минск, Беларусь,  
e-mail: [m.usachonak@dragon.bas-net.by](mailto:m.usachonak@dragon.bas-net.by)*

Большинство СВЧ устройств на основе электромагнитных кристаллов (ЭК) [1] реализуются из материалов с постоянными электрическими и магнитными свойствами и имеют фиксированную структуру элементарной ячейки, что приводит к отсутствию какой-либо возможности перестройки. Это является проблемой для их применения в скоростных, сложных системах приема-передачи СВЧ излучения, управляемых с помощью компьютера. Для создания электрически перестраиваемых устройств на основе ЭК отдельные их пассивные элементы должны быть заменены активными. Таким элементом может выступить плазма благодаря своей изменчивости по размеру, плотности и геометрии при изменении разрядного тока [2, 3]. В работе [4] формирования одномерного ЭК в волноводе  $23 \times 10 \text{ мм}^2$  применены плазменные столбы тлеющих разрядов при пониженном давлении. Здесь было показано, что для формирования контрастного спектра пропускания ЭК плотность электронов в плазменных столбах должна быть выше, чем  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ . В то же время для уменьшения поглощения в полосе пропускания диаметры плазменных столбов должны быть 1 – 3 мм, а их число — 3 – 5. Однако при пониженном давлении газа в разрядных трубках случается СВЧ пробой уже при мощности порядка 100 Вт. Это может быть приемлемо, например, для устройств защиты и переключения, но не для управляемого контроля и перестройки. В данной работе продемонстрирована возможность управления распространением СВЧ излучения большой (около 50 кВт) мощности с помощью ЭК, сформированного в волноводе  $23 \times 10 \text{ мм}^2$  тремя импульсными разрядами в аргоне при атмосферном давлении.

Плотность электронов в плазме импульсного разряда определялась по штарковскому уширению линии  $H_{\alpha}$ . Установлен диапазон варьирования электронных концентраций в плазменных неоднородностях  $10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , необходимый для изменения уровня пропускания кристалла от 0 до –50 дБ в запрещенной зоне кристалла 8 – 9 ГГц и при менее 3 дБ в полосе пропускания около 10 ГГц. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами моделирования, выполненного в среде программы Ansoft HFSS.

Исследована зависимость скорости переключения спектра пропускания от параметров разряда: рода газа, скорости потока, приложенного импульсного напряжения. Показано, что время переключения может составлять около 10 нс, а частота повторения достигать 20 кГц, что определяется временем распада плазмы импульсного разряда.

Импульсный разряд в аргоне при атмосферном давлении с разрядным промежутком 5 см использован в качестве ключевого управляющего элемента в треугольном двумерном ЭК [5]. Данная структура облучалась мощным СВЧ излучением с частотой 9,15 ГГц. Если разряд являлся дополнительным дефектом, то излучение распространялось через структуру в направлении  $(45,0 \pm 2,5)^\circ$ , а когда разряд являлся компенсатором дефекта, то распространение в данном направлении исчезало. Изменение пропускания составило около 15 дБ.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта БРФФИ-НЦНИ Ф15Ф-004.

### Литература

- [1]. Банков С.Е. Электромагнитные кристаллы. М.:ФИЗМАТЛИТ, 2010, 352 с.
- [2]. Sakai O., Tachibana K., Plasma Sources Sci. Techn., 2012, V. 21(1), 013001.
- [3]. J. Lo, J. Sokoloff et al., Applied Physics Letters, 2010, V. 96, 251501.
- [4]. Simonchik L.V., Usachonak M.S., Proceedings of the 41th EPS Conf. on Plasma Physics, Berlin, Germany, 23—27 June 2014. <http://ocs.ciemat.es/EPS2014PAP/pdf/P2.126.pdf>.
- [5]. Arkhipenko V.I. et al., Journal of applied physics. 2014. V. 116(12). 123302 (11 pp.).

## ГЕНЕРАЦИЯ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

<sup>1</sup>Урюпин С.А., <sup>2</sup>Фролов А.А.

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [uryupin@sci.lebedev.ru](mailto:uryupin@sci.lebedev.ru)

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [frolov@ihed.ras.ru](mailto:frolov@ihed.ras.ru)

Интерес к изучению поверхностных волн в проводниках обусловлен их необычными физическими свойствами и возможностью использования этих волн для диагностики поверхности, исследования свойств тонких пленок и границ раздела различных сред, изучения спектров поверхностных возбужденных состояний, передачи сигналов. Линейной теории поверхностных волн в проводниках посвящено немало работ, в которых весьма детально описаны законы дисперсии волн и методы их возбуждения. Нелинейные методы возбуждения изучены в существенно меньшей степени. Вместе с тем, в экспериментах есть указания на необходимость разработки нелинейной теории возбуждения поверхностных волн. Ранее обсуждались такие нелинейные механизмы возбуждения поверхностных волн как вынужденное комптоновское рассеяние, мгновенная пространственная модуляция показателя преломления в области воздействия ультракороткого лазерного импульса, параметрический распад волны накачки на две поверхностные волны. В [1] изучена возможность возбуждения поверхностных волн в проводнике падающим нормально импульсом сфокусированного излучения, когда причиной возбуждения волн является зависящая от времени пондеромоторная сила. При таком способе возбуждения можно значительно увеличить полную энергию поверхностных волн, если для фокусировки лазерного излучения использовать цилиндрическую линзу [2].

В настоящем сообщении, следуя работе [3], рассмотрен еще один нелинейный механизм возбуждения поверхностных волн, обусловленный генерацией тока увлечения наклонно падающим под углом  $\alpha$  к поверхности проводника импульсом лазерного излучения, сфокусированного цилиндрической линзой. Показано, что если длительность лазерного импульса  $\tau$  много больше времени свободного пробега электронов, то основной причиной генерации поверхностных волн является ток увлечения, а генерация вследствие пондеромоторного воздействия импульса существенно менее эффективна. При этом происходит возбуждение поверхностных волн бегущих как в направлении тока увлечения, так и в противоположном направлении. Исследовано распределение энергии поверхностных волн по частотам и показано, что в спектре имеется широкий максимум на частоте определяющей обратной длительностью лазерного импульса  $1/\tau$ , углом падения  $\alpha$  и степенью фокусировки лазерного излучения. Вычислена полная энергия поверхностных волн и исследована ее зависимость от угла падения. Показано, что энергия поверхностных волн максимальна при больших поперечных размерах лазерного импульса  $L$  в случае скользящего падения лазерного импульса, когда лазерное излучение прижато к поверхности проводника  $\alpha \approx \pi/2 - 4c\tau/\sqrt{3}L$  и выполнено условие  $L \gg c\tau$ . При этом характерная частота волн определяется обратной длительностью лазерного импульса  $\omega_{\max} \approx 1/\tau$ , а полная энергия возрастает с увеличением частоты столкновений электронов.

### Литература

- [1] Урюпин С.А., Фролов А.А., Квантовая электроника, **43**, 1132 (2013).
- [2] Урюпин С.А., Фролов А.А., Квантовая электроника, **44**, 866 (2014).
- [3] Урюпин С.А., Фролов А.А., Письма в ЖЭТФ, **103**, 563 (2016).

## ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЛЯТИВИСТСКИЙ СВЧ-ГЕНЕРАТОР С ИНВЕРСНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ

<sup>1</sup>Ернылева С.Е., <sup>2</sup>Булейко А.Б., <sup>1</sup>Ульянов Д.К., <sup>2,3</sup>Лоза О.Т.

<sup>1</sup>Институт общей физика им.А.М. Прохорова РАН, [ersvev@mail.ru](mailto:ersvev@mail.ru)

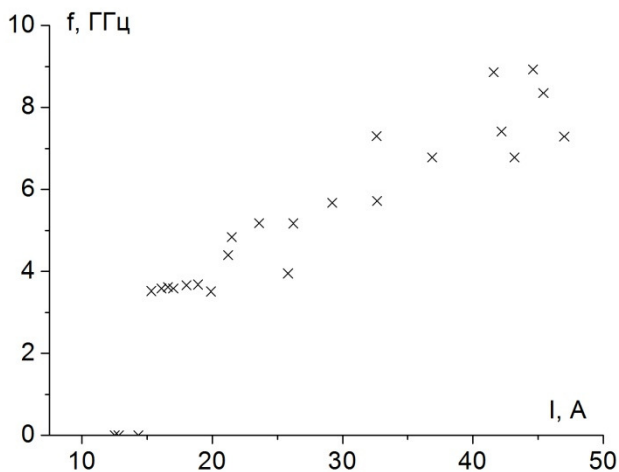
<sup>2</sup>Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

Для создания импульсно-периодических плазменных релятивистских СВЧ-усилителей и СВЧ-генераторов (ПРГ) представляет интерес инверсная геометрия, в которой трубчатый релятивистский электронный пучок (РЭП) распространяется снаружи от трубчатой плазмы и осаждается на стенку камеры. Такая компоновка позволяет легко охлаждать систему и сокращает объем, в котором необходимо создавать сильное магнитное поле.

Впервые ПРГ с инверсной геометрией исследовался в работе [1], авторам которой удалось оценить диапазон генерируемых частот (11,5 – 16,7) ГГц, однако подробно спектральный состав не исследовался. В дальнейшем ПРГ с инверсной геометрией исследовался в работе [2], авторам которой удалось получить перестройку частоты излучения только в диапазоне от 7 до 9 ГГц. В обеих работах определение генерируемых частот осуществлялось с помощью запердельных волноводов.

В настоящей работе спектральный состав излучения ПРГ с инверсной геометрией определялся с помощью антенны и осциллографа Tektronix DPO71604C с полосой пропускания до 16 ГГц. Полная энергия импульса СВЧ-излучения измерялась с помощью широкоапертурного калориметра.



В исследуемом ПРГ использовался РЭП со следующими параметрами: энергия электронов 350 кэВ, ток 3,5 кА, длительность импульса на полувысоте 35 нс.

На рисунке показана зависимость генерируемой частоты от тока плазменного разряда, т.е. от концентрации плазмы в относительных единицах. Крестики соответствуют частоте с наибольшей плотностью мощности в спектре.

Таким образом, было показано, что частота излучения может быть перестроена от пороговой частоты 3,5 ГГц до 9 ГГц.

Энергия импульсов излучения равнялась ~0,4 Дж, средняя за импульс излучения (20 нс) мощность была равна 20 МВт.

Авторы работы выражают благодарность С.В. Гарнову за предоставленный для измерений осциллограф и Т. Долматову за помощь в проведении измерений.

### Литература

- [1]. Селиванов И.А., Стрелков П.С., Федотов А.В., Шкварунец А.Г. // Одномодовый релятивистский плазменный СВЧ-генератор // Физика плазмы, 1989, том 15, вып.11, с. 1283-1289.
- [2]. К.С. Беховская, И.Л. Богданкевич, П.С. Стрелков, В.П. Тараканов, Д.К. Ульянов // Использование большого тока электронного пучка в плазменном релятивистском СВЧ-генераторе // Прикладная физика, 2010, №5, с.54-59.

## ФИЗИКА ЗАХВАТА СТОРОННИХ ЭЛЕКТРОНОВ КИЛЬВАТЕРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ ПЛАВНОМ НАРАСТАНИИ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Туев П.В., Горн А.А., Лотов К.В., Соседкин А.П.

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

*[ptuevff@gmail.com](mailto:ptuevff@gmail.com)*

*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*

Наиболее передовыми и универсальными инструментами исследования фундаментального строения вселенной являются ускорители заряженных частиц. Энергия пучков возрастает в разы с каждым новым поколением больших установок. В тоже время классические ВЧ структуры способны выдерживать поля не более 100 МВ/м, что задает размер будущих установок более десятка километров [1, 2]. Другим путем является развитие новых методов ускорения, способных задействовать большие ускоряющие поля, что возможно с использованием плазмы. Компактный релятивистский объект, драйвер, способен возбуждать в ней ленгмюровскую волну с продольным электрическим полем на уровне 100 ГВ/м.

Для дальнейшего исследования фундаментального устройства мира интересно получение электронных пучков с энергией ~500 ГэВ с полным энергосодержанием пучка ~1 кДж [2]. Энергия ускоренного пучка не может превышать полной энергии драйвера. В обозримом будущем таким энергозапасом будут обладать только протонные пучки с энергией частиц ~ 1 ТэВ. Основная проблема использования в качестве драйвера протонных пучков — их продольный размер, который превышает плазменную длину волны в сотни раз. Использование таких пучков для ускорения возможно после развития модуляционной пучково-плазменной неустойчивости, что приводит к требованию на однородность плотности плазмы на уровне долей процента. В реальности невозможно создать прямоугольное распределение плотности, что приводит к задаче об исследовании влияния краевых неоднородностей на механизмы ускорения частиц в плазме.

В данной работе рассматривается взаимодействие релятивистского протонного пучка с плазменным шнуром переменной плотности вдоль оси симметрии. Параметры плазмы и драйвера соответствуют условиям первого эксперимента по протонному кильватерному ускорению AWAKE [3]. С помощью численного моделирования программным комплексом LCODE [4] изучен захват электронов в возбуждаемую ленгмюровскую волну. Идентифицированы и объяснены области захвата электронов в фазовом пространстве начальных координат и импульсов. Показано, что инжектируемый строго по оси электронный пучок в плазме с плавным нарастанием плотности дефокусируется. Это связано с наличием эффекта плазменной линзы, который появляется из-за нелокальной компенсации тока протонного пучка плазмой. В однородной плазме дефокусировкой электронов можно пренебречь по сравнению с радиальной силой кильватерной волны. При плавном же нарастании плотности плазмы средний вклад кильватерной волны оказывается малым из-за быстрого изменения ее фазы, и остается только действие тока пучка. Поэтому при увеличении длины неоднородности область захвата электронов полностью перемещается с оси на периферию плазмы.

### Литература

- [1]. В.Д. Шильцев, УФН, 2012, 182, 1033-1046.
- [2]. M.L. Mangano, Proc. PAC07, 2007, 3830-3834.
- [3]. A. Caldwell, et al., Nuclear Instr. Meth. A, 2016, 829, 3-16
- [4]. A.P. Sosedkin, K.V. Lotov, Nuclear Instr. Meth. A, 2016, 829, 350-352

## ВЛИЯНИЕ ПРОДУКТОВ ПЛАЗМЫ ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА НА ДИНАМИКУ ВСХОЖЕСТИ ПРОТРАВЛЕННЫХ СЕМЯН ПШЕНИЦЫ

<sup>1,2</sup>Лазукин А.В., <sup>1</sup>Сердюков Ю.А., <sup>2</sup>Кривов С.А., <sup>3,4</sup>Грabelных О.И.,  
<sup>3,4</sup>Корсукова А.В.

<sup>1</sup>Институт физиологии растений им. К.А. Тимирязева Российской академии наук,  
г. Москва, Россия, [lazukin\\_av@mail.ru](mailto:lazukin_av@mail.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия,  
[krivovsa@mpei.ru](mailto:krivovsa@mpei.ru)

<sup>3</sup>Сибирский институт физиологии и биохимии растений СО РАН, г. Иркутск, Россия,  
[grolga@sifibr.irk.ru](mailto:grolga@sifibr.irk.ru)

<sup>4</sup>Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия,  
[olga\\_grabelnych@mail.ru](mailto:olga_grabelnych@mail.ru)

В работе приведены результаты исследований воздействия продуктов плазмы поверхностного диэлектрического барьерного разряда на качественные характеристики прорастания семян яровой (сорт Новосибирская 29) и озимой (сорт Иркутская) мягкой пшеницы (*Triticum aestivum* L.), протравленных профильными системными фунгицидами агротехнической принадлежности Ламадор®, Баритон® (АО "Байер") и Бункер® (ЗАО Фирма "Август"). В качестве разрядной ячейки использовалась осесимметричная электродная система в виде диска из алюминиевой фольги (толщина фольги 100 мкм, диаметр диска 16 мм), расположенного в центре керамической пластины (нитрид алюминия, толщина 1 мм). Ячейка активно охлаждалась радиатором с принудительным протоком воздуха, расположенным на обратной стороне пластины. Разряд создавался за счет приложения к электроду-дису, относительно заземленного обратного электрода, высокочастотного напряжения 2,5 кВ действующего (режим до контракции разряда) и 3,5 кВ действующего (режим после перехода поверхностного разряда в контрагированный). Частота питающего синусоидального напряжения 100 кГц. Семенной материал пшеницы урожая 2013 и 2015 гг. помещался в виде кольцевого слоя (100 – 120 семян в опыте) на поверхность дополнительного заземленного электрода, расположенного на расстоянии 10 мм от поверхности диэлектрического барьера (с учетом линейного размера семени расстояние до верхнего края слоя семян составляет 7 – 8 мм). Семена были предварительно протравлены ручным перемешиванием в протравителе, растворенном в воде в регламентной концентрации (0,15 мл/кг семян для Ламадор® и Баритон®; 0,5 мл/кг для Бункер®) и концентрации, в три раза превышающей регламент по использованию протравителя в полевых условиях (нанесение состава в специализированной протравливающей машине). Контроль динамики прорастания протравленных и обработанных семян проводился в 11-ти суточном накопительном опыте. Семена проращивались на двух слоях увлажненной фильтровальной бумаги в термостатируемых условиях ( $20 \pm 1^\circ\text{C}$ ) в темноте. Предварительное увлажнение бумаги и ежесуточное увлажнение проводилось дистиллированной водой. Индивидуальный контейнер содержал 50 семян, разложенных на расстоянии примерно 10 мм друг от друга. Ежесуточно контейнеры проветривались, и их положение в термостате менялось. На каждый режим было заложено не менее 2-х индивидуальных контейнеров. На 3, 7, 9 и 11 сутки проводился подсчет проростков нормально взошедших семян (росток больше половины линейного размера семени и не менее 2-х корней) на морфологические параметры (визуальная зараженность, длина ростка, количество и длина корней). При этом проростки подвергнутые осмотру удалялись из опыта и на следующий интервал закладывались только не взошедшие семена. Сравнение проводилось с протравленным и не обработанным контролем и не протравленным и не обработанным продуктами плазмы контролем. Показано, что на яровой пшенице 2013 года наблюдается значительный эффект торможения прорастания (1 – 5% всхожих семян на 3-и сутки). Компенсация ингибирующего действия воздействием продуктами газового разряда отсутствует. Озимая пшеница урожая 2013 и 2015 г.г. менее значительно отвечает ингибированием на протравление и хорошо восстанавливается под воздействием продуктов разряда.

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ НА АМИНОКИСЛОТЫ И БЕЛКИ

<sup>1,2</sup>Пискарев И.М., <sup>3</sup>Иванова И.П., <sup>3</sup>Астафьева К.А.

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия  
[i.m.piskarev@gmail.com](mailto:i.m.piskarev@gmail.com)

<sup>3</sup>Нижегородская государственная Медицинская Академия, г. Нижний Новгород,  
Россия, [i.p.ivanova@mail.ru](mailto:i.p.ivanova@mail.ru)

Известно, что обработка холодной атмосферной плазмой ведет к селективному уничтожению раковой опухоли *in vitro* и уменьшению размера опухоли *in vivo* [1]. Воздействие на объект излучением в ряде случаев оказывается технологически более удобным, чем самой плазмой. Поэтому представляет интерес исследовать воздействие излучения плазмы на биологические объекты: аминокислоты и белки.

Использовался источник излучения искрового разряда ИР-10, максимум спектра излучения при длине волны 220 нм [2]. Температура искрового шнура составляет ~104 К. Средняя энергия молекул газа при такой температуре ~1,5 эВ. Поэтому плазма является слабо ионизованной. Единственным активным фактором такого разряда является его излучение. Закон сохранения энергии допускает образование в воде под действием импульсного излучения радикалов HO<sub>2</sub>•, атомов O• и молекул N<sub>2</sub>O [1]. Вторичными активными частицами являются азотистая и азотная кислота, пероксинитрит и пероксиазотистая кислота.

Для радикала HO<sub>2</sub>• наиболее характерной реакцией является отрыв атома водорода у молекулы-мишени и присоединение его к радикалу: HO<sub>2</sub>• + H• → H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>. При этом выделяется энергия 88 ккал/моль. Энергия 88 ккал/моль может быть израсходована на отрыв атома водорода у молекулы-мишени. Экспериментально определяли значения констант диссоциации pKa1 и pKa2. Изменение констант диссоциации после обработки излучением не было обнаружено. Энергия связи атома водорода в карбоксильной и аминной группах превышает это значение, поэтому изменение кислотно-основных свойств аминокислот при облучении не было обнаружено. В углеводородах радикал HO<sub>2</sub>• может отрывать атом водорода, если его энергия связи в молекуле меньше 88 ккал/моль. Радикал HO<sub>2</sub>• может окислять ненасыщенные жирные кислоты, и ароматические соединения, у которых есть хотя бы одна двойная связь. Поэтому при облучении аминокислот разрушаются аминокислотные радикалы R. Энергия разрыва пептидной связи в белках 95 ккал/моль. Поэтому нарушение первичной структуры белка под действием излучения плазмы невозможно.

Исследовалось воздействие излучения слабо ионизованной плазмы на альбумин. Измерялась концентрация –SH групп. В альбумине имеются 35 молекул цистеина (содержащего –SH группу), из которых 34 молекулы попарно соединены дисульфидными мостиками –SS- в цистин. Цистин может восстанавливаться: RSSR + 2 H• → 2RSH. Восстановительным агентом в исследуемом процессе являются азотистая и пероксиазотистая кислота. Обратный процесс, окисление с образованием RSSR энергетически невозможен. Но группы –SH могут окисляться. Поэтому при обработке альбумина излучением слабо ионизованной плазмы концентрация –SH групп растет, достигает максимального значения и остается на этом уровне, так образующиеся при восстановлении RSSR группы –SH дальше окисляются радикалами HO<sub>2</sub>• с образованием кислородсодержащих соединений. Таким образом, под действием излучения происходят процессы окисления и восстановления.

### Литература

- [1]. М. Keidar // Plasma Sources Sci. Technol. –2015- V.24. 033001 (20 pp)  
[2]. И.М. Пискарев, И.П. Иванова, С.В. Трофимова, Н.А. Аристова // Химия высоких энергий. -2012.-Т. 46.-№ 5-С. 406-411.



## ФОРМИРОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ С ПРОГНОЗИРУЕМЫМИ ПАРАМЕТРАМИ В КОРОТКОМ ПРОБКОТРОНЕ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Андреев В.В., Умнов А.М.

*Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия,  
e-mail: [vvandreev@mail.ru](mailto:vvandreev@mail.ru), [anumnov@yandex.ru](mailto:anumnov@yandex.ru)*

В работе [1] экспериментально и численными методами была продемонстрирована возможность создания релятивистских плазменных образований в условиях гиромагнитного авторезонанса (ГА) — электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) в адиабатически нарастающем во времени магнитном поле. Экспериментальная установка представляет собой цилиндрический резонатор (TE<sub>111</sub>, 2,45 ГГц, 1 – 5 кВт), помещенный в магнитостатическое поле пробочного типа ( $R = 1,6$ ), создаваемого парой катушек, и импульсное магнитное поле, максимальное значение которого достигает 1000 Гс за 500 мкс. В начальной стадии эксперимента создавалась ЭЦР-плазма, параметры которой определялись топологией ЭЦР-поверхности, СВЧ мощностью, вводимой в резонатор, давлением газа и другими параметрами. Эксперименты и численное моделирование, описанные в [1], показали, что электроны, захваченные в результате ГА в режим ускорения, формируют устойчивый релятивистский сгусток со средней энергией масштаба 500 кэВ, заполненный ионами, со средним радиусом вращения около 2 см. Диаметр сгустка составляет 3 – 5 см.

Возможность формирования плазменных сгустков с прогнозируемыми в широких пределах параметрами изучена посредством трехмерного численного моделирования плазмы в условиях ГА методом частиц в ячейке. Как показали расчеты, наиболее эффективным способом создания исходной плазмы является аксиальная (или под небольшим углом к направлению магнитного поля) инжекция цилиндрического плазменного пучка в резонатор. Разработанная модель позволила исследовать эффективность захвата в режим ускорения инжектируемых электронов плазмы, изучить эволюцию параметров формируемых сгустков (характерные размеры, энергетические спектры электронов и ионов) и их зависимость от начальных условий и параметров численного эксперимента. С этой целью был разработан и успешно испытан плазменный инжектор с варьируемыми рабочими параметрами (ток инжекции, форм-фактор пучка, энергетический спектр электронов) [2]. Результаты численных экспериментов показали возможность управления параметрами генерируемых релятивистских сгустков в широких пределах при изменении как рабочих ускорительных параметров, так и рабочих параметров инжектора. Энергия, приобретаемая электронами, может достигать десятков МэВ, а плотность частиц в сгустках, определяемая параметрами инжектора и напряженностью СВЧ-электрического поля может достигать значений  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Для приведенных выше рабочих параметров характерные линейные размеры генерируемых сгустков могут варьироваться в интервале 0,3 – 1,2 см. Полученные ГА-методом сгустки могут быть использованы в качестве компактного источника синхротронного излучения и импульсного жесткого рентгеновского излучения. В настоящее время экспериментальные исследования ГА-взаимодействия ориентированы на упомянутые приложения и на реализацию накопления и удержания сгустков с целью коллективного ускорения ионов [3].

Исследования поддержаны грантом РФФИ № 16-02-00640\16

### Литература

- [1]. Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В. Приборы и техника эксперимента, 2012, № 3, с. 15.
- [2]. Andreev V.V., Novitsky A.A., Vinnichenko L.A., Umnov A.M., Ndong D.O. Plasma Physics Reports, 2016, Vol. 42, No. 3, p. 293
- [3]. Inoue T., Hattori T., Sugimoto S., and Sasai K. Review of Scientific Instruments, 2014, 85, 02A958.

**ПРОНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В ПЛАЗМУ С ТОКОМ**

Овчинников К.Н., Урюпин С.А.

*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
uryupin@sci.lebedev.ru*

В докладе представлены результаты исследования проникновения слабого импульса в токнесущую плазму с изменяющимися во времени температурами частиц. Для полностью ионизованной и слабоионизованной плазмы установлены явные зависимости эффективной глубины проникновения поля от времени, параметров плазмы и импульса. Показано, что в случае полностью ионизованной плазмы проникновение поля длинного импульса происходит в режиме субдиффузии, когда эффективная глубина проникновения зависит от времени как  $t^{1/5}$ . В слабоионизованной плазме, в которой доминирует упругое рассеяние электронов на нейтральных частицах, глубина проникновения поля пропорциональна  $t$ , что позволяет говорить о сверхдиффузии поля. Отметим, выявленные закономерности проникновения отличаются от закона, установленного ранее для турбулентной плазмы, в которой глубина проникновения возрастает пропорционально  $t^{1/4}$  [1]. В [2] приведены экспериментальные данные, полученные на установке ТУМАН-3, среди которых есть такие, когда токовая скорость электронов сравнима или меньше скорости ионного звука. В этой же работе сопоставлены экспериментальные данные для токамаков с существенно отличающимися размерами и концентрациями плазмы. При этом отмечается, что часть разрядов на проанализированных установках находится в «дозвуковом» режиме. Дозвуковой режим создавался увеличением плотности числа частиц путём инжекции пеллет (Alcator, ASDEX) либо газонапуска (ASDEX, TFTR). В [2] приведена связь тока и концентрации плазмы на установке DITE для разрядов в дейтерии и водороде. Отмечено, что в обоих случаях получение максимальной концентрации соответствовало фазе с уменьшающимся током, и в этой же фазе происходил переход в «дозвуковой» режим. Представленная в докладе теория может быть использована для анализа проникновения электромагнитного импульса в «дозвуковые» разряды на указанных установках, если длительность импульса превышает характерное время нагрева частиц плазмы. Для оценок используем следующий набор параметров  $n_e \sim 6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \sim 50 \text{ эВ}$ ,  $I \sim 100 \text{ кА}$  и радиус шнура плазмы  $r = 15 \text{ см}$ . При таких значениях параметров токовая скорость электронов меньше скорости ионного звука. В этих условиях представленная теория необходима, если длительность воздействующего импульса превышает 0,3 мс. Для иллюстрации проникновения электромагнитного импульса в слабоионизованную плазму рассмотрен разряд молнии. Для оценок примем  $n_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \sim 1 \text{ эВ}$ , радиус канала молнии  $\sim 10 \text{ см}$ , а величину тока  $\sim 100 \text{ кА}$ . Примем, что сечение упругого рассеяния электронов на нейтралах  $\sim 10^{-15} \text{ см}^2$ , а плотность нейтралов  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . При таких параметрах для времени нагрева электронов получаем оценку 0,1 мкс, то есть длительность импульса должна быть больше, чем 0,1 мкс.

**Литература**

- [1]. Овчинников К.Н., Урюпин С.А. // Физика Плазмы. 2013. Т.39. Вып. 9 С. 837-847  
 [2]. Виноградов Н.И., Извозчиков А.Б., Шаховец К.Г. // Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе №1177. 1987

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО ПОТОКА ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Казеев М.Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: [Kazeev\\_MN@nrcki.ru](mailto:Kazeev_MN@nrcki.ru)

В [1] проведены исследования взаимодействия мощного импульсного потока плазмы с образцами. Максимальная величина потока энергии составила до 2 ГВт/см<sup>2</sup>. Получены режимы с испарением вольфрама. Определены испаряемая масса и остаточная температура в образце. Разработана численная модель взаимодействия потока плазмы с поверхностью высокотемпературного металла или сплава, учитывающая явления, сопровождающие взаимодействие движущейся плазмы с поверхностью.

Целью данной работы является получение базы данных по испарению и нагреву с использованием массивных неразрушаемых образцов из вольфрама и молибдена, определение кинетики испарения при высоких потоках энергии на поверхность (до 2 ГВт/см<sup>2</sup>) на основе использования разработанной численной модели, а также изучение динамики поведения поверхности испарения на основе металлографических исследований.

Для создания плазменного потока в работе использовался абляционный импульсный плазменный ускоритель (ИПУ) [2]. В данном ИПУ формируется поток плазмы, с максимальной концентрацией частиц до 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> при длительности импульса несколько микросекунд. Скорость истечения плазмы достигает 9 × 10<sup>6</sup> см/с. Параметры потока плазмы, облучающей образец, могут меняться в широком диапазоне с помощью изменения напряжения источника питания, длительности импульса и расстояния от источника плазмы до образца.

В экспериментах определялись испаряемая масса и остаточная температура образца. Фото поверхности плоского образца после взаимодействия с потоком плазмы показано на рисунке.

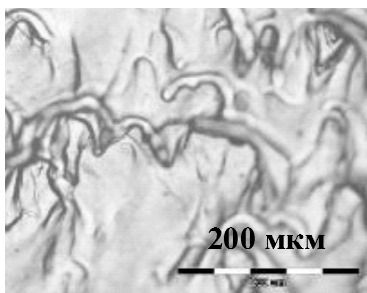


Рисунок. Участок поверхности плоского образца из вольфрама после взаимодействия с потоком плазмы.

В результате экспериментов получена база данных по испарению и нагреву с использованием массивных неразрушаемых образцов из вольфрама и молибдена. На основе разработанной численной модели импульсного нагрева и испарения образца под действием нестационарного потока энергии определена динамика нагрева образца, оценена температура испарения и скорость истечения паров. Показано, что температура испарения вольфрама растет с увеличением потока энергии на его поверхность.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: проект № 14-08-00770.

### Литература

- [1]. Казеев М.Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С., Толстов Ю.С., Воздействие мощного импульсного абляционного плазменного потока на поверхность вольфрама. Тезисы докладов XLIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. г. Звенигород, 8 — 12 февраля 2016 г. Изд. ЗАО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН", с. 318.
- [2]. Казеев М.Н., Импульсные электродные ускорители плазмы, Энциклопедия низкотемпературной плазмы под ред. В.Е. Фортова, глава IX.8, Москва, «Наука» 2000., с. 488 – 504.

## СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК, ОСАЖДАЕМЫХ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Белова Н.Е., Коршунов С.Н., Лебедев А.М., Мартыненко Ю.В., Свечников Н.Ю.,  
Скорлупкин И.Д.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, e-mail: [Korshunov\\_SN@nrcki.ru](mailto:Korshunov_SN@nrcki.ru)*

В настоящее время большое внимание уделяется синтезу и изучению тонких пленок углерода различных структурных модификаций (алмаза, алмазоподобного углерода, карбина), а также имеющих различное соотношение углеродных связей с  $sp$ ,  $sp^2$  и  $sp^3$ -гибридизацией. Интерес к таким пленкам объясняется неординарным сочетанием таких их физико-химических свойств, как химическая инертность, большая ширина запрещенной зоны, низкий коэффициент трения, биосовместимость и другие. Значительные успехи в выращивании и поиске оптимальных режимов формирования углеродных пленок заданных структурных модификаций достигнуты вакуумными ростовыми процессами, основанными на распылении графита ионным пучком и воздействии на структуру углеродного конденсата либо ионным, либо мощным электронным пучком [1]. В нашей работе [2] показано, что при одновременном облучении никеля ионами  $C^+$  (30 кэВ) и электронами (до 5 кэВ) на поверхности образца растет углеродная пленка толщиной до 30 нм, состоящая, в основном, из аморфного алмаза с  $sp^3$ -гибридизацией связей.

В данной работе исследуемые углеродные пленки толщиной до 180 нм на никелевых подложках были получены ионным распылением графита с одновременным электронным и последующим ионным облучением. В экспериментах были использованы следующие параметры электронных и ионных пучков: ионы  $Ag^+$  ( $E = 30$  кэВ,  $f = 3 \times 10^{22} \text{ м}^{-2}$ ,  $j = 3 \text{ А/м}^2$ ), ионы  $C^+$  ( $E = 40$  кэВ,  $f = 5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-2}$ ,  $j = 2 \text{ А/м}^2$ ), электроны ( $E = 1 - 4$  кэВ,  $f = (1,5 - 4) \times 10^{23} \text{ м}^{-2}$ ,  $j = 5 - 16 \text{ А/м}^2$ ). Температура подложек в процессе осаждения варьировалась от  $200^\circ\text{C}$  до  $1000^\circ\text{C}$ . Для исследования углеродных пленок применялись методы профилометрии, Оже-анализа, электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), а также определялась микротвердость пленок.

Установлено, что сопутствующее электронное и последующее ионное облучение приводит к образованию в пленках связей с  $sp$  и  $sp^3$ -гибридизацией в различной пропорции, причем ионное облучение в большей степени стимулирует образование связей с  $sp^3$ -гибридизацией, а сопутствующее электронное облучение увеличивает долю связей с  $sp^3$ -гибридизацией. Наибольшая доля связей с  $sp^3$ -гибридизацией (~75%) обнаружена в пленке, осажденной на никелевую подложку при температуре  $200^\circ\text{C}$ . Электронное и ионное облучение увеличивает микротвердость пленки, которая достигает величины 12 ГПа. Предложена модель кинетики образования аллотропных форм углерода в осаждаемой пленке, основанная на конкуренции образования и развала углеродных связей с разным типом гибридизации. Электронное и ионное облучения влияют на вероятности образования и развала углеродных связей в осаждаемой пленке. Модель качественно объясняет наблюдаемые соотношения углеродных фаз в осаждаемой пленке.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 16-08-01144а.

### Литература

- [1]. Семенов А.П., Белянин А.Ф., Семенова И.А., Пашенко П.В., Барнаков Ю.А., Тонкие пленки углерода. II. Строение и свойства, ЖТФ, 2004, 75(5), 101.
- [2]. Мартыненко Ю.В., Коршунов С.Н., Белова Н.Е., Скорлупкин И.Д., Выделение алмазоподобной пленки на поверхность никеля при ионной имплантации углерода с одновременным облучением электронами, Письма в ЖЭТФ, 2013, 97(10), 675.

## ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН НЕЛИНЕЙНЫМИ ТОКАМИ

Гришков В.Е., Урюпин С.А.

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [uryupin@sci.lebedev.ru](mailto:uryupin@sci.lebedev.ru)*

Вопросы теории генерации плазменных волн в плазме изучаются сравнительно давно (см., например, [1 – 3]). Одним из часто обсуждаемых источников возбуждения плазменных волн является пондеромоторная сила. Ранее для описания генерации плазменных волн под воздействием пондеромоторной силы использовались уравнения поля, дополненные гидродинамическими уравнениями, либо уравнением для средней скорости электронов. При этом не учитывалось влияние столкновений на возбуждение и распространение плазменных волн.

В настоящем сообщении в развитие подходов работ [1 – 3] изучено возбуждение плазменных волн при воздействии на плазму относительно слабого импульса электромагнитного излучения с несущей частотой  $\omega_0$ , большей плазменной частоты электронов  $\omega_p$  и распространяющегося с групповой скоростью  $c_m$  близкой к скорости света. В отличие от ранее выполненных работ описание отклика плазмы на воздействие излучения базируется на кинетическом уравнении, учитывающем столкновения электронов с ионами. При помощи кинетического уравнения найдена медленно изменяющаяся за время порядка  $1/\omega_0$  малая поправка к функции распределения электронов, возникающая при нелинейном воздействии излучения. Используя малую поправку к функции распределения, вычислены нелинейные токи, обусловленные пондеромоторной силой и силой увлечения, пропорциональной частоте столкновений электронов с ионами  $\nu$ . Получено и решено уравнение для потенциального электрического поля, источником которого являются нелинейные токи. Показано, что наряду с пондеромоторной силой, сила увлечения также приводит к генерации плазменных волн. Продемонстрировано, что для типичных плазм основной причиной возбуждения плазменных колебаний является нелинейный ток, порождаемый пондеромоторной силой. Напряженность поля плазменных волн, возбуждаемых током увлечения, в  $\nu/\omega_p$  раз меньше, чем из-за воздействия силы Миллера. Найден декремент затухания плазменных волн, генерируемых нелинейными токами, вследствие столкновений электронов с ионами и дана оценка декремента затухания Ландау. Показано, что декремент затухания из-за столкновений электронов с ионами много больше декремента затухания Ландау.

### Литература

- [1]. Горбунов Л.М., Кирсанов В.И., ЖЭТФ, 1987, Т. 93, С. 509.
- [2]. Sprangle P., Esarey E., Ting A., Joyce G., Appl. Phys. Lett., 1988, Vol. 53, P. 2146.
- [3]. Tajima T., Dawson J.M., Phys. Rev. Lett., 1979, Vol. 43, P. 267.

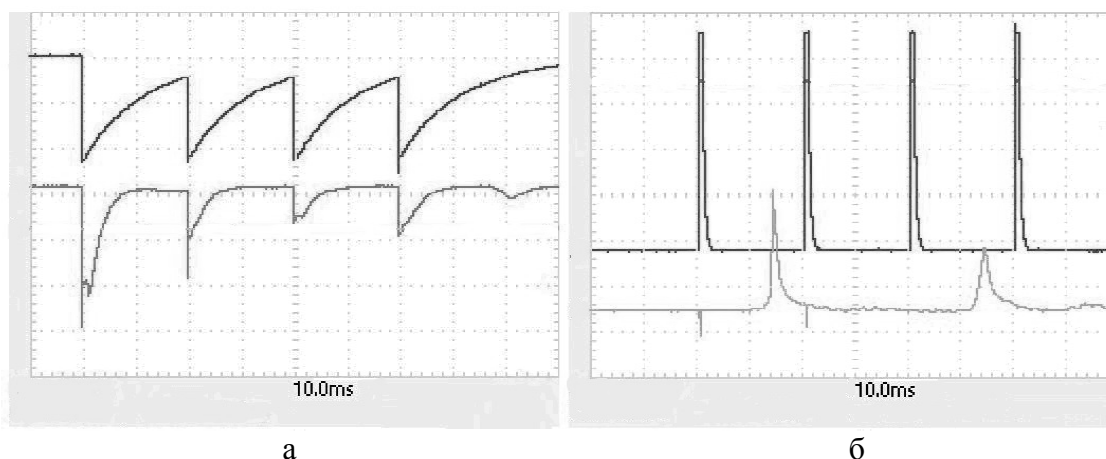
## О ВОЗМОЖНОСТИ РАБОТЫ ИМПУЛЬСНОГО МАЛОГАБАРИТНОГО ПЛАЗМАТРОНА В ЧАСТОТНОМ РЕЖИМЕ

Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Дешко К.И., Черников В.А.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия,  
[kir.deshko@gmail.com](mailto:kir.deshko@gmail.com)

Настоящая работа посвящена продолжению цикла экспериментов [1, 2] по исследованию возможности использования малогабаритного магнитоплазменного компрессора (МПК), работающего в частотном режиме, для реализации воспламенения высокоскоростной воздушно-пропановой смеси. В экспериментах использовался плазматрон малой мощности  $P \leq 5$  МВт, что позволило, во-первых, уменьшить габариты всего устройства и, во-вторых, увеличить частоту следования импульсов МПК. Регистрация взрывного горения [1] осуществлялась при помощи фотоумножителя, датчиков давления и по наличию мощной акустической волны.

Из полученных результатов следует, что при частотах  $f \leq 20$  Гц существует строгая корреляция между временем срыва напряжения на конденсаторе (разряда МПК), началом свечения продуктов горения и возрастанием давления в канале. Показано, что при этих частотах как максимальная интенсивность свечения пламени горения, так и давление в каждом из импульсов с погрешностью 20% является постоянной величиной от импульса к импульсу в течение всей серии импульсов.



а

б

Рисунок. 1. Осциллограммы сигналов: а) напряжение на накопительном конденсаторе источника питания МПК (верхняя кривая) и свечение разряда (нижняя кривая); б) импульсы запуска МПК (верхняя кривая) и сигнал с датчика давления (нижняя кривая).

Показано, что на данной установке и при данной конструкции МПК стабильное воспламенение и горение топливной смеси в сверхзвуковом потоке, инициированное разрядом МПК, реализуется только при частотах следования импульсов  $f < 25$  Гц. Проведен анализ различных вариантов конструкции плазматрона, при помощи которых возможно увеличение частоты следования импульсов МПК до величины порядка 100 Гц.

### Литература

- [1]. А. П. Ершов, С. А. Каменщиков, А. А. Логунов, В.А. Черников «Инициация горения сверхзвукового пропано-воздушного потока разрядом магнитоплазменного компрессора». ТВТ, том 47, № 6, С. 822-829, 2009.
- [2]. А.И. Алексеев, Д.Н. Ваулин, А.Р. Исаев, В.А.Черников «Воспламенение высокоскоростной воздушно-углеводородной смеси плазмой маломощного импульсного плазматрона». Тезисы XLII Звенигородской международной конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2015, С. 357.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СРАВНЕНИЕ ДВУХ ПОДХОДОВ К ПОЛУЧЕНИЮ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ В ДИОДНЫХ СИСТЕМАХ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ

<sup>1,3</sup>Астрелин В.Т., <sup>2</sup>Воробьев М.С., <sup>1</sup>Кандауров И.В., <sup>2</sup>Коваль Н.Н., <sup>1,3</sup>Куркучеков В.В.,  
<sup>2</sup>Сулакшин С.А., <sup>1</sup>Трунев Ю.А.

<sup>1</sup>*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия,  
[Astrelin@inp.nsk.su](mailto:Astrelin@inp.nsk.su)*

<sup>2</sup>*Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия,  
[vorobyovms@yandex.ru](mailto:vorobyovms@yandex.ru)*

<sup>3</sup>*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

В ИЯФ СО РАН проводятся работы по получению мощных (~10 МВт) электронных пучков субмиллисекундной длительности в источнике с дуговым газоразрядным плазменным эмиттером. Такие пучки используются для испытания конструкционных материалов будущих термоядерных реакторов. Пучок генерируется в многоапертурной электронно-оптической системе диодного типа, электроды которой представляют собой «решетки» с большим количеством соосно съюстированных круглых отверстий диаметром 2 – 4 мм. Максимальные параметры пучка, одновременно достигнутые, составили: энергия электронов 120 кэВ, ток 250 А, длительность около 1 мс. Пучок с диаметром ~8 см генерируется в магнитном поле ~10 мТл и далее транспортируется и сжимается в ведущем поле, нарастающем до ~300 мТл на длине около 1,5 м. При этом на мишени обеспечивается плотность мощности до 15 ГВт/м<sup>2</sup> при экспонируемой площади около 1 см<sup>2</sup>.

Серьезной проблемой в таких экспериментах является ограничение длительности импульса пучка на уровне 0,1 – 0,3 мс вследствие развития пробоя ускоряющего диода при превышении на мишени суммарной энергии пучка >1 кДж. Причиной пробоя может быть обратный поток ионов из плазмы, возникающей на мишени и в пространстве дрейфа пучка. Попадая в диод сквозь анодные отверстия, ионы бомбардируют металл на краях катодных отверстий, вызывая межэлектродные лавинные процессы, приводящие к коротке диода. Другой причиной могут быть электроны пучка, отраженные нарастающим магнитным полем. Часть отраженных электронов, попадая на анод, приводит к плазмообразованию на нем, а другая часть электронов и образованная плазма проникают в диодный зазор, что приводит к нарушению его оптики, и, в итоге, ведет к пробое диода.

Альтернативой многоапертурному диоду является схема источника электронов с плазменным анодом, успешно реализованная в ИСЭ СО РАН в установках типа SOLO. В этом случае эмиссионная граница катодной плазмы стабилизируется мелкоячеистой (~0,3 мм) плетеной металлической сеткой, анодом же является плазма с открытой плазменной границей, создаваемая самим пучком в вакуумной камере и металлической трубе дрейфа. При этом ускорение электронов происходит в квазиплоском присеточном слое. Преимуществом такой схемы является отсутствие металлического анода (и связанных с ним проблем), к недостаткам же можно отнести необходимость создания специфических газовых условий в трубе дрейфа для формирования плазменного анода.

В докладе представлены первые результаты экспериментального сопоставления двух схем генерации интенсивных пучков электронов в источнике с дуговым плазменным эмиттером. Эксперименты проводились на специализированном стенде ИЯФ СО РАН для изучения динамики поверхности материалов при мощных импульсных тепловых нагрузках. В ходе экспериментов в обеих схемах проводилось исследование максимально достижимых параметров пучка при его взаимодействии с вольфрамовой мишенью. Также изучались проблемы эффективного создания плазменного анода и вопросы получения оптимального профиля плотности тока пучка.

Работа была поддержана грантами РФФИ № 16-38-50262\_мол\_нр, №16-38-00739\_мол\_а и № 16-08-00785\_а.

## **ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВОГО РАЗБРОСА ЭЛЕКТРОНОВ СИЛЬНОТОЧНОГО РЭП**

<sup>1,2</sup>Степанов В.Д., <sup>1,2</sup>Аржанников А.В., <sup>1</sup>Макаров М.А., <sup>2</sup>Самцов Д.А., <sup>1,2</sup>Синицкий С.Л.

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

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*

Сильноточные релятивистские электронные пучки (РЭП) широко используются для генерации электромагнитного излучения в различных СВЧ-устройствах. Одним из основных условий эффективной генерации излучения является малый разброс по продольным скоростям электронов пучка в пространстве взаимодействия с волной. В этой связи измерение значений углового разброса пучка на уровне нескольких градусов представляет собой очень важную задачу. Необходимо также отметить, что для генерации излучения часто используются РЭП с большими токами, которые можно транспортировать только в условиях сильного ведущего магнитного поля, и в этом случае замагниченность электронов существенно затрудняет измерение угловых характеристик пучка. Для решения подобных задач ранее использовались детекторы на основе нескольких коллекторов с цилиндрическими отверстиями различной глубины и диаметра. Из анализа соотношений токов электронов, поглощенных в этих коллекторах, а также из закономерностей прохождения электронов через такие отверстия в ведущем магнитном поле [1], судят об угловом разбросе скоростей электронов пучка. Для количественных оценок в качестве функции распределения электронов обычно используют гауссову функцию и далее выбором значения среднеквадратичного разброса пытаются добиться соответствия с измеренными отношениями токов с различных коллекторов. Кроме того, в таких измерениях практически отсутствовал учет отражения электронов от коллекторов, что существенно влияет на результаты обработки измерений вследствие скользящего падения электронов на внутреннюю поверхность отверстия.

Для преодоления указанных недостатков нами был предложен многоколлекторный датчик углового разброса [2]. Он состоит из диафрагмы с малым входным отверстием, за которой расположен набор измерительных коллекторов с соосными отверстиями, радиусы которых уменьшаются в направлении движения пучка. Такая конструкция датчика позволяет не только надежно селектировать электроны по углам, но и с приемлемой точностью восстановить функцию распределения электронов. Для расчета функций чувствительности коллекторов нами использовался код GEANT-4, который позволял моделировать движение электронов в датчике с учетом как отражения, так и рождения вторичных электронов. В докладе представлены полученные на ускорителе У-2 (ИЯФ СО РАН) результаты измерений углового разброса электронов пучка с параметрами: энергия электронов 0,6 МэВ, ток пучка 20 кА, длительность генерации 8 мкс.

### **Литература**

- [1]. Алексин В.Д., Бочаров В.Г., Диагностика плазмы. Сб. статей под ред. Лукьянова С. Ю., вып. 3, М., Атомиздат, 1973, с. 345.
- [2]. Arzhannikov A.V., Makarov M.A., Samtsov D.A. et al, AIP Conf. Proc. 1771, 050006 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4964200>



## **МОДЕРНИЗАЦИЯ УСТАНОВКИ РС-20 И ЕЁ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПРОИСХОДЯЩИХ В АНОДНЫХ МИШЕНЯХ ПРИ ИЗОХОРИЧЕСКОМ ПОГЛОЩЕНИИ ЭНЕРГИИ**

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

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, [kazakoved82@gmail.com](mailto:kazakoved82@gmail.com)*

При исследовании ударно волновых процессов в некоторых случаях необходимо, чтобы поглощение энергии в исследуемом объекте происходило в изохорическом режиме. Подобный режим хорошо обеспечивается в случае облучения образца сильноточным электронным пучком с энергией более 1 МэВ и длительностью менее 200 нс. В данной работе представлена новая схема сильноточного ускорителя РС-20 [1], модернизированного для решения данной задачи, а также новая система диагностики, позволяющая контролировать уровень энерговыделения в исследуемом образце и наблюдать за распространением ударной волны в прозрачных мишенях. Модернизация установки привела к значительному изменению геометрии диодного узла. Это было сделано для обеспечения возможности использования оптических методов исследования ударно волновых процессов. В связи с этим потребовались существенные изменения в системе электротехнических диагностик. Для визуализации процессов, происходящих в прозрачных мишенях при изохорическом энерговыделении, а также плазменных процессов была создана беспараллаксная электронно-оптическая система, способная работать в различных режимах. С её помощью можно осуществлять четырехкадровую фотосъемку образца в собственном свечении с экспозицией 50 нс и регулируемые задержками между кадрами в диапазоне от 200 нс до 5 мкс и более [2]. В сочетании с лазерным источником она позволяет диагностировать процессы в прозрачных образцах путем их лазерного зондирования в разных режимах – в моде теневой фотографии или в шлирен-моде. В работе представлены результаты первых экспериментов и продемонстрированы возможности нового диагностического комплекса установки РС-20.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-32-20308-мол\_а\_вед.

### **Литература**

- [1]. Г.И. Долгачев и др. — ПТЭ. 2016. № 1. С. 108-112
- [2]. С.С. Ананьев и др. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. № 4. С. 85-93.

## СРАВНЕНИЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ВЕРХНЕМ ДИАПАЗОНЕ РАБОЧИХ ДАВЛЕНИЙ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ (He, Ar)

Андреев В.В., Асанина С.Г., Корнеева М.А.

*Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия, [aitc@list.ru](mailto:aitc@list.ru)*

Резонансный микроволновой разряд формировался в цилиндрическом резонаторе ( $TE_{111}$ , 2,45 ГГц, 200 Вт) с кварцевой колбой, помещенном в магнитное поле пробочного типа ( $R = 4$  см,  $L = 10,3$  см), создаваемого постоянными магнитами с системой магнитного замыкания. Индукция магнитного поля в минимуме ловушки варьировалась вблизи резонансного значения для рабочей частоты генератора, а рабочий диапазон давления плазмообразующего газа (Ar или He) соответствовал диапазону от  $1 \times 10^{-3}$  до  $1 \times 10^{-1}$  Торр. Импульсный режим работы магнетронного генератора (СВМ-150-1) обеспечивался модулятором, с частичным разрядом накопительной емкости. Как было показано ранее [1] в диапазоне рабочих параметров создается плотная ( $n_e = 1 \times 10^{10} \div 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ) низкотемпературная ( $T_e = 3 \div 5$  эВ) плазма с высокой степенью ионизации ( $1 \times 10^{-3} \div 5 \times 10^{-5}$ ).

Целью данных исследований являлось проведение сравнительного анализа спектрофотометрических характеристик оптического излучения аргонной и гелиевой плазмы разряда в указанном диапазоне рабочих давлений. В диагностических целях ОЭС применялся монохроматор-спектрограф MS3504i, фотометрия осуществлялась при помощи люксметра ТКА-ПКМ С051. Диагностические средства были прокалиброваны по соответствующим характеристикам (длина волны, абсолютная интенсивность) с помощью аттестованных источников. Измерения проводились в фиксированной системе координат. Параллельно спектрофотометрическим измерениям, плазменные параметры определялись методом двойного зонда. Автоматизированная система зондовых измерений была синхронизована с импульсным режимом магнетрона, что обеспечивало возможность проведения измерений в различных фазах разряда.

Измерения показали, что спектрометрические исследования в данных условиях затруднены оптической плотностью плазмы и возникающим вследствие этого обращением спектральных линий. С другой стороны, обращение спектральных линий свидетельствует о наличии существенного градиента температуры газовой смеси. Отмечено, что скачкообразное изменение оптической плотности плазмы происходит в режиме, когда наблюдается как бы вторичное «ЭЦР-зажигание» разряда в приосевой области. Особенно четко фаза вторичного зажигания прослеживается при аккуратных измерениях поглощенной разрядом мощности. Значения концентрации в данном режиме являются критическими, что наблюдалось и в других работах [2, 3] при более высоких значениях падающей мощности и низких давлениях. Показано, что увеличение оптической плотности плазмы сопровождается резким ростом светового потока. При этом световой поток аргонного разряда превышает световой поток гелиевого разряда приблизительно в два раза в сходных рабочих режимах.

### Литература

- [1]. Andreev V.V., Vasileska I., Korneeva M.A // Plasma Phys.Rep. 2016. Vol. 42. No.7
- [2]. Kiriyaama R., Takenaka T., Kurisu Y., Nozaki D., Sato F., Kato Y., Lida T. // Rev. Sci. Instrum. 2012. Vol. 83. P. 02A324
- [3]. Sakudo N. Rev. Sci. Instrum., 1977. Vol. 71. No. 2. P. 762- 766

## О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА, ПОЛУЧЕННОГО ПРИ ГИРОМАГНИТНОМ АВТОРЕЗОНАНСЕ

Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В.

*Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия,  
vvandreev@mail.ru, chu\_d@mail.ru*

Гироманитный авторезонанс (ГА) обеспечивает фазовую устойчивость заряженной частицы в условиях циклотронного резонанса в плавно изменяющемся во времени магнитном поле. Это приводит к автоматическому поддержанию резонансных условий и увеличению средней энергии электрона по закону нарастания магнитного поля. В процессе ГА генерируются плазменные сгустки с высокоэнергичной электронной компонентой. Параметры сгустков зависят от амплитуды и скорости нарастания магнитного поля, напряженности электрического поля электромагнитной волны накачки, а также от стационарного магнитного поля пробочной ловушки.

Осевая компонента стационарного магнитного поля пробочной конфигурации характеризуется значением индукции в геометрическом центре ловушки и пробочным отношением, которые определяют топологию ЭЦР-поверхности. Для наиболее эффективного захвата частиц исходной плазмы в режим авторезонансного ускорения ЭЦР-поверхность должна находиться вблизи медианной плоскости магнитной системы.

Эволюция плазменного сгустка в условиях ГА изучалась экспериментально рентгеноспектральными и рентгенографическими методами диагностики и на численной модели, построенной по методу частиц в ячейке с учетом электростатических взаимодействий [1], возникающих в результате частичного разделения зарядов (поляризацией плазмы). В работах [2 – 4] было показано, что в процессе ГА формируется сгусток релятивистских электронов с ярко выраженной азимутальной неоднородностью концентрации и квазигауссовым энергетическим распределением частиц со средней энергией 0,3 – 0,5 МэВ и средней концентрацией порядка  $2 \times 10^{10} - 7 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Было показано, что релятивистские электроны сгустка имеют преимущественно азимутальные компоненты импульса. Ядро сгустка вращается в медианной плоскости ловушки в пределах кольцевого слоя с внутренним и внешним радиусами порядка 2 и 4 см, соответственно. Амплитуда осевых колебаний сгустка не превышает 3 – 4 мм.

В настоящей работе результаты численного моделирования сопоставляются с экспериментально наблюдаемыми результатами для выявления влияния параметров импульсного магнитного поля на эффективность захвата частиц начальной плазмы в режим ГА и на уровень средней энергии электронов формируемого релятивистского сгустка. Экспериментально показано, что при двукратном увеличении амплитуды импульсного поля средняя энергия частиц сгустка возрастает до значений 0,6 – 0,8 МэВ. Увеличение скорости нарастания магнитного поля в полтора раза позволило повысить эффективность захвата электронов плазмы ЭЦР-разряда в режим ГА до 60 – 70%.

### Литература

- [1]. Birdsall C. K., Langdon A. B. Plasma Physics via Computer Simulation. Bristol, Philadelphia: IOP Publishing Ltd, 1995. p. 305.
- [2]. Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В. // ВАНТ. Сер. Термояд. синтез, 2013, т. 36, вып. 1 С. 86-95.
- [3]. Andreev V.V., Chuprov D.V., Novitskiy A.A., Umnov A.M. // Plasma Physics Reports, 2016, Vol. 42, No. 6, pp. 633–636.
- [4]. Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В. // Прикладная физика, 2016, № 2, С. 46-50.

## **МЕТОД СОГЛАСОВАНИЯ КОРПУСКУЛЯРНОГО ПОТОКА С УСКОРЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ МАЛОГАБАРИТНЫХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

Каньшин И.А.

*Центр фундаментальных и прикладных исследований, Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, Россия,  
e-mail: [vnii4@vniia.ru](mailto:vnii4@vniia.ru)*

Ускоряющая система является неотъемлемой частью любого малогабаритного линейного ускорителя (МЛУ) заряженных частиц [1]. Она определяет их энергию, формирует в пучок и обеспечивает его транспортировку к мишени. При этом система ускорения представляет собой высоковольтную ступень МЛУ, что накладывает дополнительные ограничения на обеспечение качества высоковольтной изоляции. В МЛУ при отсутствии должной фокусировки ускоренного пучка существуют проблемы распыления электродов ускоряющей системы, приводящие, в частности, к появлению проводящего слоя на поверхности высоковольтного изолятора, что может явиться причиной его пробоя и выхода из строя МЛУ. Кроме того, к ускоряющей системе выдвигается требование формирования пучка частиц, как правило, с постоянной плотностью тока для обеспечения равномерного теплового потока на поверхность мишени. В свете вышесказанного необходимо обеспечить работу системы ускорения МЛУ таким образом, чтобы транспортировать пучок частиц с минимальными потерями на ее элементах, обеспечив требуемое покрытие мишени ускоренным потоком.

Для достижения поставленной цели решалась задача согласования эмиттанса ускоренного потока с аксептансом ускоряющей системы. Был применен новый способ исследований, заключающийся в определении эмиттанса и соответствующих ему параметров Твисса [2] методом градиентов поперечных профилей [3]. Поперечные профили пучка измерены фотографическим способом [4]. На следующем этапе диаграмма эмиттанса пучка сопоставлялась с диаграммой аксептанса ускоряющей системы, что позволяло судить о степени согласованности/рассогласованности ускоренного потока с ее элементами. Результатом этого явилось определение геометрических параметров системы ускорения, обеспечивающих согласование ускоренного потока с ее элементами и требуемый диаметр пучка на поверхности мишени.

### **Литература**

- [1]. Лебедев А. Н., Шальнов А. В. Основы физики и техники ускорителей. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 195с.
- [2]. Martin P. Stockli. Measuring and Analyzing Transverse Emittance of Charged Particle Beams/ BIW'06 - Fermi National Accelerator Laboratory Batavia, 2006.
- [3]. F.Z. Khiary Beam Emittance reconstructions at the KFUPM 350 keV ion accelerator/ Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 343, 1994. – PP. 383 – 389
- [4]. David Seal. Optical Beam Profile Monitor for LENS Ion Source // University of Utah. 2005.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО И ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСИ ДИМЕТИЛЭФИРА С КИСЛОРОДОМ

<sup>1</sup>Александров Н.Л., <sup>1</sup>Белов С.О., <sup>1</sup>Киндышева С.В., <sup>1</sup>Косарев И.Н.,  
<sup>2</sup>Стариковский А.Ю.

<sup>1</sup>*Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область, Россия, e-mail: [ilyakosarev@gmail.com](mailto:ilyakosarev@gmail.com)*

<sup>2</sup>*Принстонский университет, г. Принстон, США, e-mail: [astariko@princeton.edu](mailto:astariko@princeton.edu)*

Кислородсодержащие топлива привлекают все большее внимание при рассмотрении проблемы снижения вредных выбросов от двигателей внутреннего сгорания. В дизельных двигателях кислородсодержащие добавки продемонстрировали возможность снижения выбросов сажи, которые являются основным препятствием для расширения использования двигателей этого типа. Кроме того, многие виды восполняемых биотоплив содержат в своих соединениях кислород, что является дополнительным мотивом при изучении детальной кинетики горения кислородсодержащих топлив. Диметиловый эфир (ДМЭ,  $\text{H}_3\text{C}-\text{O}-\text{CH}_3$ ) является одним из наиболее простых кислородсодержащих соединений. При этом кинетика горения и воспламенения ДМЭ недостаточно хорошо изучена экспериментально, и нет общепринятых, устоявшихся кинетических механизмов для ее моделирования. Цель данного исследования заключается в расширении экспериментальной базы данных для воспламенения ДМЭ и совершенствовании кинетических механизмов моделирования его воспламенения, в частности — под действием неравновесной разрядной плазмы.

В настоящей работе экспериментально и численно изучалась кинетика воспламенения стехиометрической смеси ДМЭ с кислородом, разбавленной на 90% аргоном. Время задержки воспламенения измерялось в ударной трубе за отраженной ударной волной при термическом воспламенении и при воспламенении с помощью высоковольтного наносекундного разряда в диапазоне температур 1200–1800 К и давлений 0,4–1,1 атм. Схема эксперимента и используемые диагностические методики подробно описаны в [1]. Время воспламенения определялось по резкому пику излучения радикала  $\text{CN}$ . Инициирование разряда после нагрева за фронтом ударной волны приводило к существенному (на порядок величины) сокращению времени задержки воспламенения. Применительно к экспериментальным условиям также моделировались происходящие в разряде элементарные процессы и последующие цепные химические реакции с выделением энергии во время воспламенения. Численно были найдены концентрации атомов, радикалов и возбужденных и заряженных частиц, образующихся в фазе разряда. Расчеты велись на основании измеренных временных профилей тока и электрического поля. Рассчитанные концентрации активных частиц, образующихся в разряде на наносекундных временных масштабах, использовались в качестве входных данных для моделирования плазменно-стимулированного воспламенения на микросекундных масштабах. Рассчитанные времена задержки воспламенения без разряда и при его наличии сравнивались с полученными экспериментально временами. Представлен анализ чувствительности используемых кинетических схем воспламенения, позволяющий определить основные лимитирующие реакции при плазменно-стимулированном и термическом воспламенении.

### Литература

- [1]. Kosarev I.N., Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu., *Combust. Flame*, 2008, 154, 569. Starikovskaia, S M *J. Phys.D: Appl. Phys.* **39** 265-99

## ДИНАМИКА СВЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ В ПОТОКЕ С РАЗРЫВАМИ

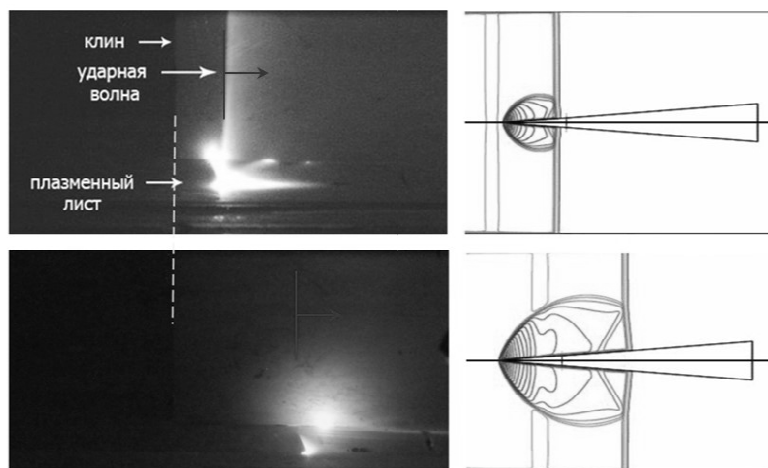
Знаменская И.А., Иванов И.Э., Кулькин М.К., Мурсенкова И.В., Сазонов А.С.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия,  
e-mail: [murs\\_i@physics.msu.ru](mailto:murs_i@physics.msu.ru)

Целью работы было экспериментальное исследование оптическими методами и численное моделирование процессов при инициировании разрядов наносекундной длительности (~300 нс) в условиях неоднородного распределения плотности, реализующегося в процессе дифракции плоской ударной волны на клине в канале ударной трубы. Импульсный объемный разряд и скользящий поверхностный разряд инициировались в разрядной камере ударной трубы в области  $100 \times 30 \times 24 \text{ мм}^3$  при напряжении 25 кВ [1]. Тонкий клин длиной 48 мм с углом  $\sim 5^\circ$ , изготовленный из диэлектрика (капролона), располагался внутри разрядного объема. Плоская ударная волна с числом Маха 2,5 – 4,0 дифрагировала на клине в течение  $\sim 100 \text{ мкс}$ .

До начала процесса дифракции ударной волны на клине разряды инициировались перед фронтом волны. На начальной стадии регулярного отражения ударной волны свечение разрядов локализовалось в области низкой плотности потока перед фронтом дифрагирующей ударной волны. На рисунке показаны изображения свечения объемного и поверхностного разрядов (слева) и соответствующее распределение плотности на данной стадии дифракции ударной волны (справа, численный расчет). Предполагалось, что после формирования головной ударной волны и установления квазистационарной стадии обтекания клина сверхзвуковым потоком воздуха свечение разряда будет перераспределяться в области пониженной плотности перед головной ударной волной и в вихревую зону в донной области клина. Обнаружено, что после начала дифракции ударной волны на донной части клина разряды инициируются преимущественно в вихревой зоне [1].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-08-02417.



### Литература

- [1]. Знаменская И.А., Кулакова Т.Д., Ляо Ю., Мурсенкова И.В., Наумов Д.С. Исследование локализации наносекундного разряда в вихревой зоне в потоке воздуха. XLIII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLIII/T.html#Sekcija%20T>

## РАСПАД ПЛАЗМЫ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА В ГОРЮЧИХ СМЕСЯХ

<sup>1</sup>Анохин Е.М., <sup>1</sup>Попов М.А., <sup>2</sup>Стариковский А.Ю., <sup>1</sup>Александров Н.Л.

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия,  
e-mail: [anjohn@mail.ru](mailto:anjohn@mail.ru)

<sup>2</sup>Принстонский университет, г. Принстон, США, e-mail: [astariko@princeton.edu](mailto:astariko@princeton.edu)

Исследование воздействия разрядной плазмы на воспламенение и горение углеводородов является одним из перспективных направлений в области низкотемпературной плазмы [1]. С помощью разрядной плазмы удалось существенно ускорить воспламенение топлива, расширить область параметров, при которых возможно воспламенение и поддержание горения и сократить вредные выбросы [2]. Для выяснения механизмов влияния плазмы на воспламенение и горение и для оптимизации этих эффектов в реальных энергетических системах необходимо уметь моделировать процессы в плазме углеводородных смесей. Для этого, в частности, надо знать коэффициенты электрон-ионной рекомбинации, которые определяют время жизни плазмы и могут влиять на плотность плазмы и наработку атомов и радикалов во время разряда.

Для определения коэффициентов рекомбинации углеводородных ионов было выполнено экспериментальное и расчетно-теоретическое исследование распада плазмы в метан-кислородных, этан-кислородных и пропан-кислородных смесях при различных стехиометрических соотношениях. Эксперименты проводились в диапазоне давлений газа 2 – 20 Торр при температурах от 300 до 450 К. Концентрация электронов измерялась двухканальным СВЧ-интерферометром с рабочей частотой 94 ГГц. В качестве источника плазмы использовался высоковольтный наносекундный разряд с амплитудой импульса 25 кВ и длительностью 30 нс. Зависимость концентрации электронов от времени измерялась СВЧ-интерферометром для начальных концентраций электронов в диапазоне  $(1 - 3) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Анализ результатов измерений показал, что скорость рекомбинации плазмы в исследованных горючих смесях превосходит скорость рекомбинации в чистых углеводородах [3] и чистом кислороде. При этом динамика рекомбинации плазмы в этих смесях, в отличие от случая чистых газов, зависела от количества разрядных импульсов. Эта зависимость была немонотонной – с увеличением числа импульсов эффективная скорость рекомбинации плазмы росла, достигала максимума, затем начинала падать и выходила на стационарное значение, не меняющееся с ростом числа импульсов. Наблюдаемые закономерности можно объяснить тем, что под действием разряда происходит постепенное окисление горючей смеси, и спустя достаточно большое количество импульсов рекомбинация плазмы определяется образовавшимися продуктами: водой и углекислым газом. Немонотонность скорости рекомбинации может быть связана с наработкой промежуточных веществ в процессе окисления горючих смесей, присутствие которых ускоряет распад плазмы. Также было получено хорошее совпадение между скоростями распада плазмы в продуктах окисления горючих смесей и в случае плазмы в парах воды при условии их одинаковых парциальных давлений.

### Литература

- [1]. Samukawa S., Hori M., Rauf S. et al. J. Phys.D: Appl. Phys. 2012, 45, 253001
- [2]. Starikovskiy A., Aleksandrov N. Progress in Energy and Combustion Science, 2013, 39, 61-110
- [3]. Anokhin E., Popov M. [et al.], Kinetic mechanism of plasma recombination in methane, ethane and propane after high-voltage nanosecond discharge. Plasma Sources Sci. Technol. 25 (2016) 044006 (10pp)

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПЛАЗМЫ НА КСЕНОПЕРИКАРД ХИРУРГИЧЕСКИХ ИМПЛАНТАТОВ

Гребенщикова М.М., Миронов М.М.

*Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А.Н. Туполева, г. Казань, Россия, e-mail: [mironov.medinstrument@yandex.ru](mailto:mironov.medinstrument@yandex.ru)*

Высокочастотная плазма имеет несомненные преимущества как инструмент воздействия при обработке медицинских изделий имплантируемых в живой организм на пожизненные сроки. К основным из них относятся стерильность процесса и отсутствие контакта со сторонними реагентами. Они могут отрицательно повлиять на биосовместимость имплантата и способствовать проявлению токсических свойств.

Ксеноперикард применяют в хирургической пластике сердца, кровеносных сосудов, клапанов сердца, вен и артерий. Это объемно-пористый фибриллярный белковый материал животного происхождения с полярными группировками, энергией ионизации около 0,2 эВ, незначительной термостойкостью (до 100°C), с содержанием влаги более 50%. Содержит межмолекулярные сшивающие агенты-дубители (упрочнители) и выпускается в стерильном состоянии в виде лоскутов, готовых сердечных клапанов и сосудов ведущими мировыми производителями США, Израиля, а также России [1].

Обработку проводили в емкостном разряде аргона, используя для возбуждения частоту 13,56 МГц при давлении 26,6 Па и вкладываемой в разряд мощности 2,0 кВт. Расчетная неравновесность составляла по температуре тяжелых частиц около 400 К, по электронной температуре на уровне 10 000 К. Расход аргона определялся в 0,06 грамм за секунду. Физико-механические характеристики ксеноперикарда производства концерна Джонсон и Джонсон (США) после обработки в емкостном разряде улучшились на 20% и приведены в таблице.

Таблица. Показатели ксеноперикарда до и после плазменной обработки.

Время обработки, мин	Разрывная прочность, МПа	Температура начала конформационных изменений, °С
0	18,5 – 19,2	96,5 – 97,2
18 – 20	25,6 – 26,1	99,0 – 100,5

Период колебаний высокочастотного поля в плазме составляет 10 – 6 – 10 – 7 с и поле зажигает в порах объемно-пористой структуры несамостоятельный разряд и инициирует в слое положительного заряда акты электронной эмиссии с энергией 0,1 – 2,0 эВ. Фибриллярные структуры подвергаются воздействию электронно-ионной обработки с энергией рекомбинации заряженных частиц до 20 эВ. Обработка приводит к упорядочению структуры коллагена, активации сшивающих агентов, усреднению размеров микро- и нанопор, что определено расчетом и подтверждается электронной микроскопией структуры [2].

### Литература

- [1]. Патент РФ №2151505. Способ подготовки биоткани для ксенопротезирования / Бурцева Е.В.; Бурцев П.Ю.; Галаева Т.Т.; Северьянова М.А.; Фуки В.К.; заявл. 29.07.1999, опубл. 27.06.2000
- [2]. Sh. Abdullin, N.I. Abdullina, L.N. Abutalipova, V.S. Zheltukhin. Investigation of modification of natural high molecular weight materials like collagen by low pressure RF plasmas // Proc. 14-th Int. Symp. on Plasma Chem. (ISPC-14). August 2-6, 1999. Prague. Vol. 3. P. 1173-117



## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЕ

Карташов И.Н., Кузелев М.В.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия,  
e-mail: igorkartashov@mail.ru*

Одной из проблем работы источников мощного электромагнитного излучения СВЧ диапазона, основанных на взаимодействии релятивистских электронных пучков с плазмой, является нестабильность частоты излучения в пределах 10 МГц. Доминирующее влияние, обуславливающее эту нестабильность, оказывает нестационарность плазмы. В настоящей работе теоретически исследуются неустойчивости электронного пучка в потенциальном приближении при его взаимодействии с плазмой, плотность электронов которой достаточно медленно меняется со временем. Пусть холодную электронную плазму с невозмущенной плотностью электронов  $n_p(t)$  пронизывает электронный пучок с концентрацией электронов  $n_b$ , движущийся со скоростью  $u$ . В линейном по возмущениям  $\delta n_p(t,z)e^{-i\omega t+ikz}$  и  $\delta n_b(t,z)e^{-i\omega t+ikz}$  приближении динамика пучково-плазменной неустойчивости описывается системой уравнений

$$\left[ \omega_p^2(t) - \omega^2 + i\omega n'_p(t)/n_p(t) \right] \delta n_p - 2i\omega \delta n'_p = -\omega_p^2(t) \delta n_b, \quad (1)$$

$$\left[ \left( \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 + 2i\omega_b \gamma^{-3/2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial z} \right) \right] \delta n_b = -\omega_b^2 \gamma^{-3} \delta n_p. \quad (2)$$

Здесь  $\omega_{p,b}^2 = 4\pi n_{p,b} e^2 / m$  — плазменные частоты электронов плазмы и пучка,  $\gamma$  — их релятивистский фактор,  $\omega$  — частота волны подаваемой на вход системы, волновое число  $k$  определяется условием черенковского резонанса с медленной волной пучка  $\omega - ku = -\omega_b \gamma^{-3/2}$ . При получении (1) учтена медленность изменения  $\delta n_p(t,z)$ .

На основе численного решения системы (1), (2) получены временные зависимости амплитуды усиливаемой волны на выходе усилителя. Показано, что изменение частоты определяется производной  $n'_p(t)$  и в случае распадающейся плазмы (уменьшение плотности плазмы) частота на выходе усилителя становится меньше частоты волны, подаваемой на вход.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК И СПОСОБОВ УПРАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕЙ УСТАНОВКИ «ТЕРМОПЛАЗМА 50–01»

<sup>1,2</sup>Сайфутдинов А.И., <sup>1</sup>Фадеев С.А., <sup>1</sup>Файрушин И.И., <sup>1</sup>Кашапов Н.Ф.,  
<sup>1</sup>Ибрагимов А.Р.

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия,  
[as.uav@bk.ru](mailto:as.uav@bk.ru), [fadeev.sergei@mail.ru](mailto:fadeev.sergei@mail.ru), [fairushin\\_ilmaz@mail.ru](mailto:fairushin_ilmaz@mail.ru), [kashnail@gmail.com](mailto:kashnail@gmail.com),  
[ibragimov.a.r@mail.ru](mailto:ibragimov.a.r@mail.ru)

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия,  
[as.uav@bk.ru](mailto:as.uav@bk.ru)

В настоящее время в различных отраслях промышленности существует множество проблем, связанных с защитой изделий от коррозии, от воздействия высоких температур, повышением износостойкости элементов конструкций, ремонтом и восстановлением в течение всего срока их эксплуатации. Одним из способов решения этих проблем может быть нанесение специальных покрытий на поверхность изделий газотермическими методами напыления (ГТН). В связи с этим на протяжении нескольких десятилетий проводится модернизация и создание современных плазменных установок для напыления защитных покрытий, а также развиваются способы управления газоразрядными струями.

В частности, одной из современных коммерческих установок по плазменному напылению газотермических покрытий является «Термоплазма 50–01» [1], разработанная коллективом ИТПМ СО РАН. В настоящее время проводится всесторонние экспериментальные исследования по определению параметров плазменных струй и возможностей их применения для нанесения газотермических покрытий. При этом чрезвычайно важным является возможность предсказывать основные параметры этой установки и режимы ее работы при различных внешних параметрах и дополнительных воздействиях. В этом случае на помощь приходят методы численного моделирования.

В представленной работе на основе системы уравнений Навье-Стокса, уравнения теплового баланса, а также уравнений Максвелла проведены серии численных экспериментов по определению основных параметров плазменной установки «Термоплазма 50–01». Получены распределение температуры в плазменном канале, смоделировано истечение струи из плазмотрона и поле скоростей плазмы в плазменном реакторе. Продемонстрирована возможность воздействия на характеристики плазмотрона с помощью наложения звукового поля непосредственно в плазменном канале, а также на струю истечения плазмы. В частности при ламинарном режиме работы при наложении звукового поля создается турбулизация плазменного потока. Численные расчеты были подтверждены экспериментальными исследованиями.

Таким образом, в работе получена адекватная модель плазменной струи, создаваемой современной плазменной установкой «Термоплазма 50–01». Модель позволяет варьировать мощность плазмотрона, расход плазмообразующего газа, его начальную скорость и др.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-38-60187 мол\_а\_дк.

### Литература

- [1]. Kuzmin V.I., Mikhal'chenko A. A., Kovalev O. B. [et al.] J. of Thermal Spray Technology, 2012, V. 21, P. 159–168.

## УРАВНЕНИЕ ПЛАЗМЫ И СЛОЯ ДЛЯ НЕМАКСВЕЛЛОВСКОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ

<sup>1</sup>Двинин С.А., <sup>2</sup>Солихов Д.К., <sup>2</sup>Кодирзода З.А.

<sup>1</sup> *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия, e-mail: [dvinin@phys.msu.ru](mailto:dvinin@phys.msu.ru)*

<sup>2</sup> *Таджикский национальный университет, г. Душанбе, Таджикистан, e-mail: [davlat56@mail.ru](mailto:davlat56@mail.ru)*

В технологических установках микроэлектроники очень часто используется газовый разряд низкого давления, плазма которого описывается в рамках модели уравнения плазмы и слоя Ленгмюра и Тонкса [1], или его обобщения, дополнительно учитывающего перезарядку [2]. В [1, 2] предполагалось, что функция распределения электронов по энергиям  $f_e$  (ФРЭЭ) Максвелловская, и электроны находятся в равновесии с амбиполярным полем. Численные расчеты [3] показывают, что вид ФРЭЭ может существенно влиять на потенциал плазмы и пространственное распределение электронной плотности. В данной работе рассматривается самосогласованное решение кинетического уравнения для электронов и уравнения Пуассона для амбиполярного поля в режиме свободного пробега ионов на стенку.

Движение ионов описывается в соответствии с классическим уравнением Ленгмюра и Тонкса [1]. В модели предполагается, что электроны в результате ионизации рождаются с нулевой скоростью. Нагрев электронов происходит за счет пропускания ВЧ или постоянного тока вдоль оси разряда. Упругие столкновения электронов с атомами приводят к диффузии и дрейфу электронов по оси энергий и локальной (в месте столкновения) изотропизации ФРЭЭ. Рассмотрены плоский и цилиндрический плазменные столбы. Так же как и в [1, 2] предполагается, что распределение амбиполярного потенциала  $\phi$  по направлению к границе монотонно. Ниже записаны уравнения для плоской геометрии.

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi e \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} dV_x \int_{-\infty}^{\infty} dV_y \int_{-\infty}^{\infty} dV_z f_e(\mathbf{V}, x) - \int_0^x \frac{dx' Z_i(x')}{\sqrt{(2e/M)(\phi(x') - \phi(x))}} \right\},$$

$$V_x \frac{\partial f_e}{\partial x} + \frac{e\nabla\phi}{m} \frac{\partial f_e}{\partial V_x} - \frac{eE_z}{m} \frac{\partial f_e}{\partial V_z} = I(\mathbf{V}, x).$$

Использованы обозначения:  $x, y, z, V_x, V_y, V_z$  — координаты и скорости электронов,  $e > 0$  — элементарный заряд,  $m, M$  — массы электронов и ионов,  $Z_i(x)$  — число ионизаций в объеме  $dxdydz$  в окрестности точки  $x$ ,  $I(\mathbf{V}, x)$  — интеграл столкновений электронов, включающий ионизирующие и упругие столкновения. На границах разряда  $x = \pm L$  выполняются условия равенства потоков электронов и ионов.

Дальнейшее упрощение уравнения основано на различии характерных времен осцилляций электронов в потенциальной яме  $\tau_1$ , изотропизации ФРЭЭ  $\tau_2$  и дрейфа электронов по оси энергий в результате упругих столкновений  $\tau_3$ . Для получения аналитического решения распределение потенциала в области плазмы представляется в виде степенного ряда. На оси энергий выделяются области амбиполярной потенциальной ямы, потенциальной ямы, создаваемой слоем пространственного заряда и область ионизации.

Расчеты показывают, что вид ФРЭЭ слабо влияет на значение частоты ионизации в плазме, однако существенно влияет на разность потенциалов плазмы и стенки.

### Литература

- [1]. Langmuir I., Tonks L. Phys. Rev., 1929, **34**, 876.
- [2]. Двинин С.А., Довженко В.А., Кузовников А.А. Физика плазмы, 1999, **25**, 882.
- [3]. Tarakanov V.P., Shustin E.G. Vacuum, 2015, **113**, 59.

## ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА В ДЛИННОМ ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ

<sup>1</sup>Двинин С.А., <sup>2</sup>Солихов Д.К., <sup>2</sup>Нурулхаков Ш.С.

<sup>1</sup> *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия, e-mail: [dvinin@phys.msu.ru](mailto:dvinin@phys.msu.ru)*

<sup>2</sup> *Таджикский национальный университет, г. Душанбе, Таджикистан, e-mail: [davlat56@mail.ru](mailto:davlat56@mail.ru)*

Интерес к задачам вынужденного комбинационного рассеяния поддерживается в течение длительного времени в связи с задачами ускорения электронов лазерным пучком [1], лазерного термоядерного синтеза [2], компрессии и усиления лазерных импульсов [3], диагностики плазмы [4] и других. В работе рассмотрена начальная задача развития абсолютной неустойчивости вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в длинном плазменном слое  $-L/2 < y < L/2$ , вдоль которого по оси  $X$  распространяется поляризованная вдоль оси  $Z$  волна накачки. Вдоль осей  $X$  и  $Z$  плазма считается бесконечной. Поверхностные волны при такой поляризации отсутствуют, поэтому поле рассеянных волн может быть представлено в виде суммы вытекающих волн, а также непрерывного спектра [5, 6]. Без ограничения общности можно считать, что начальное возмущение сосредоточено в плоскости  $x = 0$ .

Вытекающие волны, как известно, не являются собственными волнами рассматриваемой краевой задачи, тем не менее, в области внутри и вблизи плазменного слоя их поле может быть выделено из волн непрерывного спектра [5]. В данной работе рассчитаны спектры вытекающих электромагнитных и акустических волн. Расчет показал, что число вытекающих волн, которые можно выделить из непрерывного спектра растет с увеличением размера плазменного слоя и плотности электронов в плазме. Получено алгебраическое дисперсионное уравнение для постоянной распространения волны с заданным номером  $n$ .

С точки зрения расчета неустойчивости, вытекающие волны отличаются от собственных волн диэлектрического волновода только дополнительным затуханием, связанным с выносом энергии за пределы волновода. Кроме того их использование позволяет рассматривать плазменные слои с произвольным соотношением длины волны накачки  $\lambda$  и поперечного размера волновода  $L$ .

Для больших поперечных размеров плазменного слоя  $L \gg \lambda$  наибольший инкремент неустойчивости наблюдается в тех случаях, когда для вытекающих акустических и электромагнитных волн выполняются условия синхронизма не только вдоль продольной оси  $X$ , но также вдоль оси  $Y$ . Инкремент абсолютной неустойчивости может быть рассчитан по стандартным формулам для рассеяния назад при учете затухания вытекающих волн связанного с излучением, и отличия нормирующего интеграла вдоль оси  $Y$  от единицы. Проведен учет влияния конечной длины плазменного слоя вдоль оси  $X$  на порог и инкремент неустойчивости.

### Литература

- [1]. Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. // Rev. Modern Phys. 2009. **81**. 1229.
- [2]. Tabak M., Hammer J., Glinsky M.E. et al. // Physics of Plasmas. 1994. **1**. 1626.
- [3]. Strickland D., Mourou G. // Opt. Commun. 1985. **55**. 447.
- [4]. Wu Y., Sawyer J., Zhang Z., Schneider M.N., Viggiano A.A. Appl. Phys. Lett. 2012. **100**. 114108.
- [5]. Шевченко В.В. Плавные переходы в открытых волноводах. М.: Наука, ГРФМЛ, 1969.
- [6]. Tamir T., Oliner A.A. Proceedings IEE, 1963, **B110**, №2, 310, 325.
- [7]. Горбунов Л.М. ЖТФ, 1977, **47**, № 1, 36.

## МЕГАВАТТНЫЙ ГЕНЕРАТОР НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА С РАСШИРЯЮЩИМИСЯ КАНАЛАМИ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ТРАКТА

Гаджиев М.Х., Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Юсупов Д.И., Саргсян М.А.

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [m.sargsyan86@mail.ru](mailto:m.sargsyan86@mail.ru)*

Генераторы низкотемпературной плазмы (ГНП) находят все более широкое применение в промышленности, плазмохимии, плазменной технологии обработки материалов и нанесения покрытий, в уничтожении токсичных отходов и синтезе наноматериалов, а также в исследованиях сублимации тепловой защиты.

В последние годы большой интерес для науки и техники представляют ГНП большой мощности для исследования электрофизических и электрохимических свойств газов и промышленности, например, в металлургии для поддержания температуры жидкой стали в промежуточном ковше [1]. Часть тепла от жидкого металла в процессе разлива теряется излучением, теплоотводом в футеровку и конвекцией. Для компенсации этих потерь металл перегревают в сталеплавильном агрегате, что в целом повышает затраты и снижает производительность процесса.

В связи с этим основной целью работы является разработка эффективного мегаваттного высокоресурсного ГНП для, например, подогрева металла в промежуточном ковше и исследование параметров получаемого на выходе плазменного потока. Наиболее устойчивый режим работы и максимальный ресурс имеют ГНП при использовании в качестве плазмообразующего газа аргона, а наибольший тепловой КПД достигается в электродуговых плазмотронах постоянного тока [2 – 5]. Поэтому за основу мегаваттного ГНП были взяты разработки и исследования плазмотронов постоянного тока с расширяющимся каналом выходного электрода различной мощности, преимущества которых перед плазмотронами с каналом постоянного сечения заключаются в высоком КПД, повышении стабильности и ресурса работы устройства [6, 7].

Таким образом, разработана оригинальная двухузловая конструкция мегаваттного генератора низкотемпературной плазмы аргона, включающая катод, полый анод и сопла с расширяющимся каналом, что позволило получить высокоэнтальпийный плазменный поток со среднемассовой температурой  $10\,000 \div 17\,000$  К и концентрацией электронов в приосевой области плазмы до  $9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при токе дуги  $700 \div 1500$  А для расхода плазмообразующего газа 2 г/с через катодный узел ГНП и 3,5 г/с через анодный.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-08-00245.

### Литература

- [1]. 60 лет непрерывной разлива стали в России. Сб. статей под ред. С.В. Колпакова и Е.Х. Шахпазова. М.: Интерконтакт Наука, 2007, 512 с.
- [2]. Troniman J., Comacho D. Plasma tundish heating at Nucor Steel – Nebraska // Iron and Steel Engineer. 1995. Vol.73. No.11. P. 39 – 44.
- [3]. Chapellier P., Jacquot J., Sosin L. Twin-bloom casting of high carbon steels at SOLLAC: Four Years of Continuous Improvement: Proc. 3rd Europ. Conf. Continuous Casting. 1998. P. 583–591.
- [4]. Коротеев А.С., Миронов В.М., Свирчук Ю.С. Плазмотроны: конструкции, характеристики, расчет. М.: Машиностроение, 1993. 296 с.
- [5]. Глебов И.А., Рутберг Ф.Г. Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 264 с.
- [6]. Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х. //ФХОМ. 2016. С.1 – 4.
- [7]. Гаджиев М.Х., Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Юсупов Д.И. //Письма в ЖТФ. 2016. том 42. вып. 2. С.44-49.

## РОЛЬ ПРОЦЕССОВ ПРИЛИПАНИЯ И ОТЛИПАНИЯ В СУХОМ ВОЗДУХЕ В ПРЕДПРОБОЙНЫХ УСЛОВИЯХ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

<sup>1,2</sup>Бычков В.Л., <sup>1</sup>Арделян Н.В., <sup>1</sup>Космачевский К.В.

Московский радиотехнический институт РАН, г. Москва, Россия, [mrti@mrtiran.ru](mailto:mrti@mrtiran.ru)  
 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия,  
[bychvl@gmail.com](mailto:bychvl@gmail.com), [ardel@cs.msu.su](mailto:ardel@cs.msu.su)

Описываются результаты теоретических исследований по электрическому пробую сухого воздуха в разряде в постоянном электрическом поле. В моделях уделено особое внимание процессам прилипания электронов к молекулам кислорода и отлипания от молекул и атомов кислорода, которые определяют кинетику околопороговых процессов. Полученные результаты показывают, что необходимое наличие начальных электронов на предпробойной стадии может обеспечиваться процессом отлипания электронов от отрицательных молекулярных ионов кислорода в воздухе по механизму из [1]. Представлена укороченная модель процессов с участием отрицательных ионов, которая хорошо описывает кинетику процессов в околопороговой области.

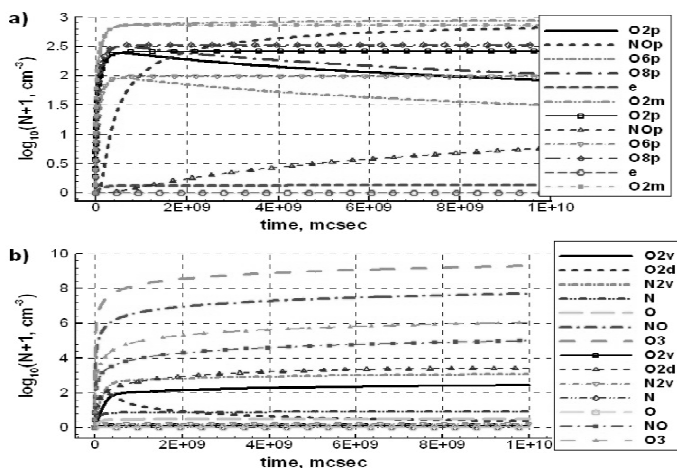


Рисунок. Сравнение результатов расчетов концентраций заряженных частиц а) и нейтральных частиц б) в сухом воздухе при значении внешнего электрического поля  $E \sim 100$  В/м по полной модели с разными значениями константы отлипания  $O_2^- + M \rightarrow e + O_2 + M$ . Пунктиром обозначены значения концентраций при использовании константы скорости прилипания из работы [1], а линиями с геометрическими символами из работы [2].

### Литература

- [1]. Ponomarev A.A., Aleksandrov N.L. Monte Carlo simulation of electron detachment properties for  $O_2^-$  ions in oxygen and oxygen:nitrogen mixtures. Plasma Sources Sci. Technol. 2015.V.24, P. 03501.
- [2]. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В. //Химия плазмы. Ред. Смирнов Б.М. №14. М.: Энергоиздат, 1987. С. 227 – 255.

## **ПОЛУЧЕНИЕ ДОЛГОЖИВУЩИХ СВЕТЯЩИХСЯ ОБРАЗОВАНИЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ ЭРОЗИОННОГО РАЗРЯДА НА МЕТАЛЛЫ**

<sup>1</sup>Бычков В.Л., <sup>2</sup>Черников В.А., <sup>2</sup>Тараненко С.О., <sup>2</sup>Абакумов В.И., <sup>2</sup>Ваулин Д.Н.

<sup>1</sup>*Московский радиотехнический институт РАН, г. Москва, Россия,*

*e-mail: [mrti@mrtiran.ru](mailto:mrti@mrtiran.ru)*

<sup>2</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия,*

*[bychvl@gmail.com](mailto:bychvl@gmail.com)*

Исследуются процессы образования гетерогенных светящихся образований при воздействии струи плазмы эрозионного плазматрона на различные материалы.

При использовании эрозионного плазматрона с вводимой в газ энергией порядка 190 Дж за ~10 мс проделаны эксперименты по получению ДСО на основе чистого олова и чистого свинца.

Получены ДСО со временем жизни до ~4 с на основе олова при диаметре 1 – 1,6 мм.

Получены ДСО на основе свинца, которые быстро разрушаются, как чисто плазменные образования.

Оценена возможность существования ДСО, с оболочкой, заполненной паром металла при наличии в ней заряженных отрицательных ионов металла.



Фотография момента запуска разряда. На фотографии видны образованные ДСО (самые яркие треки).

## ДВИЖЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ В СТОРОНУ ОБЛАКА ОТ ПОДНЯТОГО НАД ЗЕМЛЕЙ ИСТОЧНИКА

<sup>1,2</sup>Бычков В.Л., <sup>2</sup>Максимов Д.С., <sup>1</sup>Савенкова Н.П.

<sup>1</sup>Московский радиотехнический институт РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [mrti@mrtiran.ru](mailto:mrti@mrtiran.ru)

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия,  
[bychvl@gmail.com](mailto:bychvl@gmail.com), [ctmc@cs.msu.ru](mailto:ctmc@cs.msu.ru)

В работе рассмотрена одномерная математическая модель подъема ионов  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_3^-$  и электронов на высоту 2 км от генератора ионов, поднятого над землей на высоту от 30 до 50 м с учетом дрейфа, диффузии и плазмохимические процессы. Расчет ведется в присутствии внешнего поля, порожденного положительным зарядом облака и с учетом внешнего поля земли. Скорость ветра, направленного снизу вверх равна 5 м/с. Решалась система дифференциальных уравнений: уравнение Пуассона и восемь уравнений переноса. Общий вид уравнения переноса и электрического поля имеют вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + b \frac{\partial}{\partial z} (NE) + \alpha N, \quad E = E_{atm} + \frac{e}{\epsilon_0} \frac{\partial N}{\partial z}.$$

Граничные условия

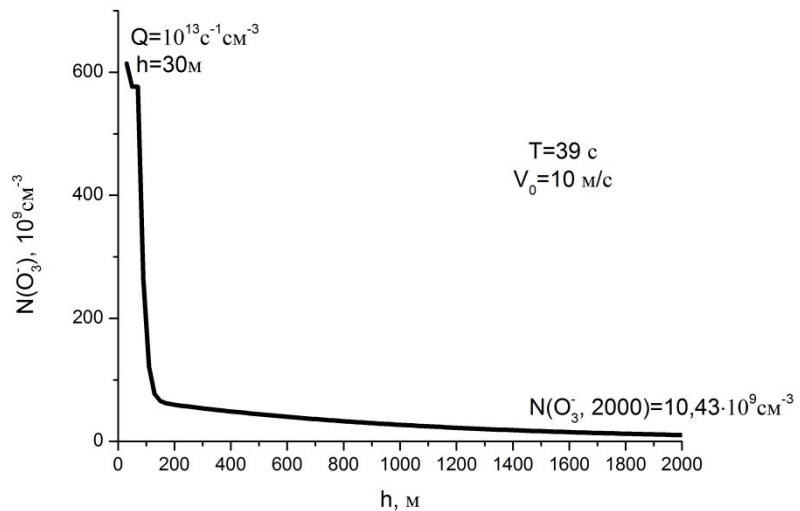
$$z = 0: \quad \frac{\partial N}{\partial z} = \text{const}, \quad E = E_{atm}(0);$$

$$z = H: \quad \frac{\partial N}{\partial z} = 0, \quad E = E_{atm}(H).$$

Здесь  $N$  — концентрация ионов,  $D$  — коэффициент диффузии,  $b$  — подвижность, член  $\alpha N$  обозначает вклад плазмохимических реакций. Атмосферное поле состоит из двух компонент:

$E_{atm}$  — электрическое поле и  $\frac{e}{\epsilon_0} \frac{\partial N}{\partial z}$  — вклад ионов в

электрическое поле. В ходе расчетов были получены распределения концентрации ионов и электрического поля по высоте. Стационарное распределение концентраций основного реализующегося иона  $O_3^-$  наступает за 230 с, после начала расчета, концентрация ионов на уровне облаков порядка  $1,6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .





## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ ПРИ НАЛИЧИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕГРАД

<sup>1</sup>Ваулин Д.Н., <sup>2</sup>Минаев И.М., <sup>2</sup>Рухадзе А.А., <sup>1</sup>Черников В.А., <sup>2</sup>Дроздов Д.,  
<sup>2</sup>Кузьмин Г.П.

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

Настоящая работа является продолжением экспериментальных и теоретических исследований механизма распространения импульсного разряда над поверхностью жидкости при наличии преград [1 – 4]. Для создания разряда использовался генератор, позволяющий получать импульсы квазипрямоугольной формы длительностью 10 – 1000 мкс при начальном напряжении в импульсе 5 – 30 кВ.

Одна или несколько диэлектрических преград устанавливались на пути распространения разряда между катодом и анодом. В экспериментах определялись: - условия (в частности, минимальное напряжение) при которых реализовывался завершённый разряд при различной глубине погружения преграды в воду (1,2...5 мм) и постоянной высоте преграды над водой — 1мм; скорость распространения разряда от анода к катоду. На основании интегральных фотографий разряда и осциллограмм тока и напряжения на разряде определялся характер распространения разряда над водой (рисунок).

Полученные результаты показывают, что развитие разряда над поверхностью воды носит прерывистый характер с задержкой развития на каждой преграде от 50 до 300мкс при начальном напряжении в импульсе 25 кВ. При увеличении глубины погружения преграды развитие разряда прекращалось при глубине 2 мм.

На рисунке приведены типичные интегральные фотографии разряда, полученные при наличии 2-х преград. при начальном напряжении в импульсе 25 кВ.

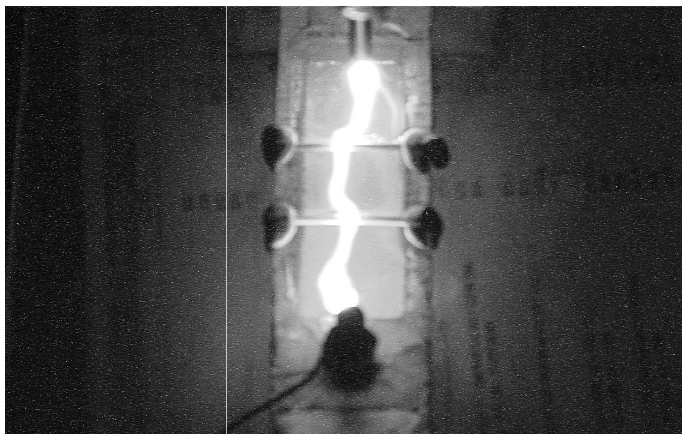


Рисунок. Фотография разряда при наличии 2-х преград.  $U_0 = 25$  кВ.

### Литература

- [1]. Белошеев В.П. ЖТФ. 1996. Т.66. Вып.8. С.50.
- [2]. Ваулин Д. Н., Ершов А. П., Каменщиков С. А., Черников В. АТВТ, 2011, т. 49, № 3, с. 365
- [3]. Александров А. Ф., Ваулин Д. Н., Квас А. А., Черников В. А. Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2011. № 2, С. 92..
- [4]. Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Рухадзе А.А. Газодинамическая форма скользящего разряда. Физика плазмы. Т 36. №12. С. 1149-1150. 2010.

## МАЛОГАБАРИТНЫЙ СИЛЬНОТОЧНЫЙ ИОННЫЙ ДИОД С ИМПУЛЬСНОЙ МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭНЕРГИЮ 500 КЭВ

Исаев А.А., Козловский К.И., Вовченко Е.Д., Лисовский М.И., Шиканов А.Е.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», [isaev@lenta.ru](mailto:isaev@lenta.ru)

В работе сообщается о разработке малогабаритного экспериментального макета ускорителя легких ионов, дейтронов с энергией до 500 кэВ с током более 1 кА. Достигнута плотность тока более  $20 \text{ А/см}^2$  в импульсах длительностью до 0,5 мкс и частотой повторения 1 Гц. В ускорителе применен метод магнитной изоляции электронов в ускоряющем зазоре, а также использован эффективный лазерно-плазменный источник ионов.

Применение магнитной изоляции в малогабаритных коаксиальных системах, предназначенных для ускорения дейтронов и генерации нейтронов, в одном из первых вариантов представлено в работе [1]. Подавление электронной проводимости полем постоянных магнитов с азимутальной симметрией привлекает простотой и исследовалось в работах [2, 3]. Возможность использования для этой же цели импульсного магнитного поля, которое генерировалось спиральной линией с током, размещенной внутри катода, изучалось в работах [2, 4]. Экспериментально установлено, что подавление электронной проводимости полем постоянных магнитов [3] имеет ряд существенных недостатков. В данной работе представлены результаты дальнейшего экспериментального исследования ускорительных коаксиальных диодов с импульсной магнитной изоляцией, а также определена оптимальная геометрия диода с лазерно-плазменным анодом и формирующей магнитное поле спиральной линии с током внутри катода.

Для получения дейтериевой плазмы использовался лазер на иттрий-алюминиевом гранате, активированным неодимом, генерирующий в режиме модулированной добротности импульс излучения с длиной волны 1.06 мкм, энергией  $\leq 0.85 \text{ Дж}$  и длительностью  $\approx 10 \text{ нс}$ .

Магнитное поле в диоде генерировалось с помощью спиральной линии, образующая поверхность которой имеет форму либо усеченного конуса, либо прямого цилиндра. В спирали формировался импульс тока с фронтом нарастания  $< 500 \text{ нс}$  и амплитудой до 8 кА. Расчет показал, что в этом случае, при данных размерах диода электроны с катода и проводника спирали гарантированно не захватываются лазерно-плазменным анодом и не инициируют пробой ускоряющего зазора. Для синхронизации всех процессов применен лазерный разрядник, коммутирующий цепи генерации магнитного поля и ускоряющего напряжения.

В работе рассмотрены особенности и режимы работы диода в зависимости от геометрии формирующей спиральной линии магнитного поля. Расчет, выполненный на базе полученных потоков ускоренных легких ионов, показывает, что нейтронный выход при использовании ядерной реакции  $T(d, n)^4\text{He}$  может достигать  $10^{11}$  нейтр./имп.

### Литература.

- [1]. Беспалов Д.Ф., Козловский К.И., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. Импульсная нейтронная трубка: А.с. 766048 СССР. 1979.
- [2]. Диденко А.Н., Шиканов А.Е., Козловский К.И., Шатохин В.Л., Пономарев Д.Д. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 11. С. 1025–1034.
- [3]. Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И., Шатохин В.Л. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 10. С. 104–110.
- [4]. Гулько В.М., Дыдычкин В.Н., Козловский К.И., Коломиец Н.Ф., Михайленко Б.В., Шиканов А.Е., Яковлев К.И. Импульсная нейтронная трубка: А.с. 1468275 СССР. 1985.

## МИКРОПЛАЗМЕННЫЕ РАЗРЯДЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ НА ПОВЕРХНОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МЕТАЛЛОВ

<sup>1,2</sup>Иванов В.А., <sup>1</sup>Сахаров А.С., <sup>1</sup>Коньжев М.Е., <sup>1</sup>Камолова Т.И., <sup>1</sup>Дорофеев А.А.,  
<sup>3</sup>Куксенова Л.И.

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,  
ivanov@fpl.gpi.ru*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, г. Москва, Россия*

Взаимодействие импульсного потока плазмы с металлом, частично покрытым диэлектрической пленкой толщиной  $\sim 1$  мкм и находящимся под отрицательным потенциалом  $\sim 100 - 450$  В, приводит к возбуждению микроплазменных разрядов (МПР) на краю пленки [1, 2]. По действием потока плазмы внешняя поверхность пленки приобретает положительный потенциал относительно металла, вследствие чего на краю пленки возникает электрическое поле с напряженностью несколько МВ/см. Это поле инициирует поверхностные пробои и взрывную эмиссию из металла на краю пленки, что приводит к возникновению МПР (микродуг) с плотностью плазмы  $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и температурой  $\sim 0,5 - 1$  эВ [3]. Высокое локальное давление ( $\sim 10^7$  Па) плазмы и металлического пара, нагретого до  $\sim 5000$  К, приводит к образованию микрократеров на поверхности металла. В результате испарения пленки под воздействием МПР, после нескольких импульсов плазмы поверхность металла полностью очищается от пленки, и на поверхности металла формируется прочный сплошной переплавленный слой, имеющий развитую структуру микрорельефа.

В экспериментах МПР на прямоугольных ( $4 \times 4 \times 12$  мм<sup>3</sup>) металлических образцах (титан ВТ1, Al сплав В95, сталь 45) возбуждались потоком плазмы с  $n_e \sim 10^{12} - 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \approx 10$  эВ и длительностью  $\sim 20$  мкс. Диэлектрическая (оксидная) пленка на образцах формировалась в результате их нагрева в воздухе [1, 2]. Под действием потока плазмы, на границе пленки возбуждались МПР, которые продолжали гореть в течение  $\sim 20$  мс (пока к образцу было приложено отрицательное напряжение). После  $\sim 10$  импульсов плазмы образец полностью очищался от пленки, и его поверхность приобрела прочный микрорельеф. При токе разрядов  $100 - 600$  А, высота микрорельефа на всех гранях образца была в диапазоне  $2 - 18$  мкм. Обработанные и необработанные образцы были подвергнуты стандартным трибологическим испытаниям [5]. Испытания образцов из стали 45 показали увеличение допустимого давления на образцы при трении от 3 МПа (для образцов без обработки МПР) до 25 МПа (для образцов, обработанных МПР при токе 400 А). Интенсивность относительного износа не превышает  $5 \times 10^{-9}$  на вершинах микровыступов, и  $0,7 \times 10^{-9}$  на их основаниях, что близко соответствующим значениям для образцов из стали 45, подвергшихся стандартной термической закалке. При этом предельное давление на образцы из стали 45, упрочнённых с помощью МПР, возрастает в два раза по сравнению со стандартной термической закалкой. Таким образом, микроплазменное упрочнение поверхности металлов в потоке плазмы открывает широкие перспективы для создания износостойких образцов, которые могут найти применение в промышленности, а также в ортопедии и стоматологии.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований учреждений государственных академий наук РФ на 2014–2016 гг. (гос. задание № 01200953486).

### Литература

- [1]. Иванов В.А., Сахаров А.С., Коньжев М.Е., Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 171.
- [2]. Иванов В.А., Сахаров А.С., Коньжев М.Е., Успехи прикл. физики. 2013. Т. 1. С. 697.
- [3]. Ivanov V.A., Jüttner B., Porsch H., IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. V. 13. P. 334.
- [4]. Сахаров А.С., Иванов В.А., Успехи прикл. физики 2016. Т. 4. С. 150.
- [5]. Иванов В.А., Коньжев М.Е., Куксенова Л.И., Лаптева В.Г., Хренникова И.А., Проблемы машиностроения и надежности машин. 2015. Т. 44. Вып. 4. С. 96.

## ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

<sup>1</sup>Курбанисмаилов В.С., <sup>1</sup>Омаров О.А., <sup>1</sup>Рагимханов Г.Б., <sup>2</sup>Терешонок Д.В.

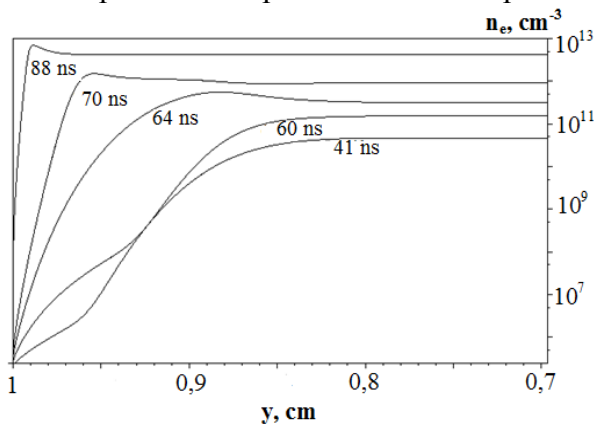
<sup>1</sup> Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия,  
e-mail: [vali\\_60@mail.ru](mailto:vali_60@mail.ru)

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: [tereshonokd@gmail.com](mailto:tereshonokd@gmail.com)

Ранее выполненные экспериментальные исследования пространственно-временных картин свечения диффузного разряда с наносекундным временным разрешением показали, что пробой промежутка происходит за счет распространения фронта свечения от анода к катоду. Результаты эксперимента по регистрации динамики свечения из различных зон разрядного промежутка можно трактовать как следствие формирования катодонаправленной волны ионизации [1].

В рассматриваемой работе приведены результаты исследования динамики формирования ионизационных процессов на начальных стадиях импульсного пробоя в гелии высокого давления с неоднородным распределением концентрации электронов предыонизации, полученные на основе двумерного моделирования разряда. Модель включает в себя систему балансных уравнений для концентрации электронов, ионов и уравнение Пуассона для напряженности электрического поля и уравнение для температуры газа [2].

Выполнены исследования влияния неоднородности предыонизации газа на динамику формирования разряда. Результаты расчетов показывает, что ионизационный фронт распространяется от анода к катоду с характерной скоростью  $\sim 10^6 \div 10^7$  см/с, величина которой растет как с увеличением амплитуды прикладываемого поля, так и при уменьшении давления в разрядной камере. На рисунке приведены характерные распределения концентрации электронов в межэлектродном промежутке ( $U_0 = 7$  кВ,  $p = 760$  Торр,  $d = 1$  см).



Неоднородность предыонизации приводит к изменению фронта волны ионизации. Если неоднородность предыонизации задать поперек разрядного промежутка (поперек поля), то формирование волны ионизации происходит на оси разрядного промежутка, где напряженность электрического поля максимальна.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показывает, что рассматриваемая модель на качественном уровне удовлетворительно описывает формирование самостоятельного объемного

разряда в гелии высокого давления.

Работа поддержана проектом №2644 базовой части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности.

### Литература

- [1]. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. Рагимханов Г.Б., Абакарова Х.М. //УПФ. 2014. Т.2. №3. С.234-242.
- [2]. Терешонок Д.В. //Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В.3. С. 83-89.

## ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗВИТИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ФОТОПЛАЗМЕ ВОЗДУХА

Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Абакарова Х.М.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия,  
e-mail: [vali\\_60@mail.ru](mailto:vali_60@mail.ru)

Обсуждаются результаты экспериментального исследования фотоплазмы в воздухе и электрических характеристик на фронте ударной волны.

Экспериментальная установка подробно описана в работе [1]. Излучение искровых разрядников создают фотоплазму в воздухе и формируют плоскую ударную волну, которая распространяется в плазме. В таких условиях на фронте волны вследствие поляризации плазмы образуется двойной электрический слой, распространяющийся со скоростью ударной волны. Первый слой формируется на фронте волны, а второй связан с процессами релаксации за фронтом волны. Образование двойного слоя объясняется диффузией электронов из области повышенного давления. На рисунке приведены осциллограммы импульса поля двойного слоя для различных значений прикладываемого поля: 1 — 6,5 кВ; 2 — 9,5 кВ; 3 — 12,5 кВ; 4 — 15 кВ. Электрические сигналы формирования двойного слоя регистрируются на расстоянии 2,7 см от искровых разрядников. Развертка осциллографа — 10 мкс/дел.

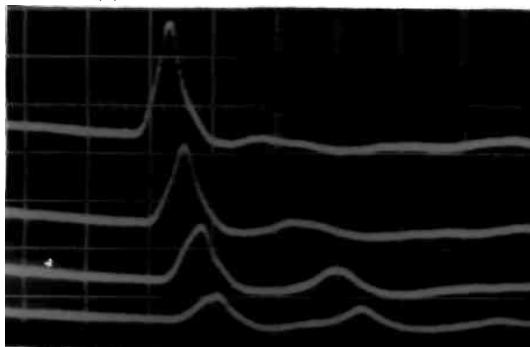


Рисунок.

Исследование зависимости электрического поля двойного слоя от энерговклада в разряд показывает интересные особенности.

При малых энерговкладах ( $W < 1$  Дж) образуются два последовательных импульса поля, распространяющихся с одинаковыми скоростями (см. рисунок). С ростом вкладываемой энергии максимум второго импульса поля уменьшается по амплитуде, а первого — возрастает. При этом расстояние между максимумами поля уменьшается и при высоких энерговкладах максимумы

сливаются, т.е. происходит перекачка энергии в первый максимум импульса поля. Второй пик связывается с ионной ударной волной. Уменьшение амплитуды второго пика напряженности электрического поля двойного слоя можно объяснить очень быстрой релаксацией и уменьшением градиента температуры за фронтом ударной волны.

Если трактовать второй пик как ионную ударную волну, то за ней должны следовать быстро затухающие осцилляции напряженности поля с частотой порядка ионной плазменной  $\approx 10^9$  с<sup>-1</sup>. Разрешающая способность аппаратуры не позволяет регистрировать такие высокие частоты (временное разрешение экспериментальной методики составляет  $10^{-7}$  с). Поэтому полностью идентифицировать второй пик напряженности электрического поля по экспериментальным данным трудно. В любом случае можно определенно сказать, что второй пик связан с ионизационной релаксацией за фронтом волны.

В области ионизационной релаксации с одной стороны температура электронов из-за значительного притока тепла от нагретой в ион-атомной ударной волне тяжелой компоненты плазмы резко возрастает, а с другой стороны большие потери энергии на ионизацию приводит к уменьшению температуры электронов. Это должно привести к резкому возрастанию степени ионизации. Наличие области резкого убывания температуры электронов приводит к появлению сильного градиента температуры и поляризации плазмы.

Работа поддержана проектом №2644 базовой части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности.

## ДИНАМИКА ПУЛЬСИРУЮЩЕГО РАЗРЯДА, СОЗДАВАЕМОГО С ПОМОЩЬЮ ИСТОЧНИКА ПОСТОЯННОГО ТОКА В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ

Логунов А.А., Шибков В.М., Шибкова Л.В., Андриенко А.А., Кокоулин Н.М.,  
Морозов Р.А.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия,  
[shibkov@phys.msu.ru](mailto:shibkov@phys.msu.ru)*

В работе изучается пульсирующий в высокоскоростных потоках воздуха разряд постоянного тока, который является, по существу, скользящим по электродам специальной конфигурации нестационарным пульсирующим разрядом, создаваемым с помощью источника постоянного напряжения. Экспериментальный стенд включает в себя вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, систему для создания сверхзвукового потока, прямоугольный аэродинамический канал, высоковольтный источник питания для создания газоразрядной плазмы, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Разряд постоянного тока формируется между двумя хорошо обтекаемыми воздушным потоком электродами. Electrodes монтировались внутри расширяющегося аэродинамического канала. Специальная конфигурация электродов позволила легко реализовать разряд постоянного тока без его дополнительной инициации в широком диапазоне давлений в барокамере от 10 до 760 Торр и скоростей потока от 200 до 600 м/с. Для создания разряда используется источник питания, обеспечивающий выходное напряжение до 5 кВ, разрядный ток до 20 А при длительности импульса до 2 с. Расход воздуха в эксперименте изменяется от 10 до 125 г/с. Представлены результаты экспериментальных исследований разряда постоянного тока, создаваемого в дозвуковых и сверхзвуковых холодных  $T = 150 - 250$  К воздушных потоках при статическом давлении воздуха в потоке 100 – 500 Торр. Спектр излучения газоразрядной плазмы фиксируется с помощью двухканального спектрографа AvaSpec-2048-2-DT фирмы Avantes, с обратной линейной дисперсией 0.05 нм/мм для первого канала и 0,32 нм/мм для второго. Минимальное время экспозиции  $\tau = 20$  мс. Для изучения динамики данного разряда проводилась регистрация с временным разрешением общего вида разряда с помощью высокоскоростной цифровой видеокамеры «ВидеоСпринт» с электронно-оптическим наносекундным затвором. Съемка проводилась при частоте повторения кадров от 5 до 50 кГц и времени экспозиции одного кадра 1 – 50 мкс при различных разрядных токах и скоростях воздушного потока.

Показано, что исследуемый разряд представляет собой тонкий диаметром порядка и меньше 1 мм плазменный канал, В зависимости от скорости потока и разрядного тока длина плазменного канала изменяется от 5 до 40 см. Пульсирующий характер разряда в потоке приводит к осцилляции напряжения на разрядном промежутке, разрядного тока и свечения плазмы. Показано, что глубина модуляции напряжения на разряде и свечения плазмы достигают 100%. Тогда как модуляция разрядного тока порядка 5%. Частота пульсаций разряда увеличивается от 20 до 2000 Гц при изменении скорости потока от 200 м/с до 600 м/с. Получено пространственно-временное распределение концентрации и температуры электронов. Температура электронов измерялась по тормозному спектру, концентрация электронов — по уширению спектральных линий бальмеровской серии водорода. При различных значениях разрядного тока, скорости потока и давления в барокамере температура электронов изменяется от 5000 до 15 000 К, концентрация электронов от  $10^{14}$  до  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>, а температура газа от 500 до 1000 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00514-а).

## ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ МИКРОПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЗЦОВ ИЗ СТАЛИ

<sup>1,2</sup>Иванов В.А., <sup>1</sup>Коньжев М.Е., <sup>1</sup>Камолова Т.И., <sup>1</sup>Летунов А.А., <sup>1</sup>Дорофеюк А.А.

<sup>1</sup>*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия*

Исследованы спектры излучения микроплазменных разрядов [1] на поверхности образца из конструкционной стали-45, инициируемых коротким импульсным потоком плазмы и поддерживаемых импульсным током амплитудой ~600 А и длительностью до 20 мс в вакууме ~1 – 3 Па. В спектре излучения присутствуют как линейчатые спектры атомов и ионов железа, так и медленно меняющаяся непрерывная компонента, обусловленная излучением расплавленной области на поверхности образца. В рамках модели локального термодинамического равновесия [2] электронная температура разряда определялась по линиям атомов железа (0,3 – 0,6 эВ) и по линиям его однозарядных ионов (0,7 – 1,1 эВ). Анализ непрерывного спектра излучения расплавленной локальной области [3], возникающей на поверхности стальных образцов в результате возбуждения микроплазменных разрядов, дает оценку температуры ~4500 К. Это соответствует на кривой равновесия железа жидкость-пар — бинодали, области давлений вблизи сотни атмосфер [4]. Такая область температур и давлений хорошо согласуется с характерными параметрами рельефа возникающего на поверхности образцов в результате воздействия микроплазменных разрядов.

Электронная температура плазмы, определяемая из линейчатого спектра однозарядных ионов, превышает как планковскую температуру, оцениваемую по наклону медленно меняющейся компоненты спектра в виновских координатах, так и электронную температуру плазмы, определяемую из спектра атомов. Можно полагать, что эта температура относится к области на некотором отдалении от поверхности образца, и отличие электронных температур обусловлено разогревом плазмы в результате действия электродинамических сил в микроплазменном разряде.

Работа выполнена по Государственному заданию № 01200953486 «Физические основы плазменных технологических процессов».

### Литература

- [1]. Ivanov V.A., Sakharov A.S., and Konyzhev M.E. Initiation of Microplasma Discharges at the Edge of a Dielectric Film Deposited on a Metal Surface // ISSN 1063-780X, Plasma Physics Reports, 2008, Vol. 34, No. 2, pp. 150–161.
- [2]. Plasma Diagnostics, Edited by W.Lohte-Holtgreven, Kiel University, Nord-Holand Publishing Company, Amsterdam, 1968.
- [3]. Ivanov V. A., Konyzhev M.E., Zimin A.M., Troinov V.I., Kamolova T.I., Letunov A.A. Determination of the Electron Temperature in Microplasma Discharges Excited on a Titanium Surface // Plasma Physics Reports, 2013, Vol. 39, No. 13, pp. 1114–1121.
- [4]. Vorob'ev V.S. Application of the New Scaling Relations and Global Isomorphism to the Study of Liquid–Vapor Saturation Pressure// J. Phys. Chem. B, 2012, 116 (14), pp 4248–4254.

## УФ-ИЗЛУЧЕНИЕ СВОБОДНО ЛОКАЛИЗОВАННОГО В АТМОСФЕРЕ ПОДПороГОВОГО РАЗРЯДА В ПУЧКЕ МИКРОВОЛН

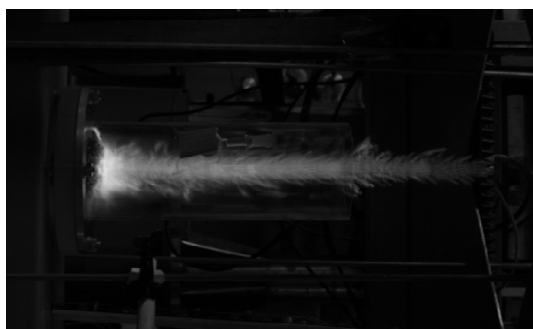
Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Грицинин С.И., Косый И.А.,  
Сарксян К.А., Харчев Н.К.

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

Приводятся первые результаты исследования подпорогового разряда, возбуждаемого в свободном пространстве в воздушной атмосфере пучком микроволн, как источника ультрафиолетового излучения. Пучок создавался гиротронным генератором микроволн в режиме одиночных импульсов или пакета из нескольких импульсов. Параметры микроволновых импульсов: длина волны  $\lambda = 0,4$  см, мощность  $P_1 = 200 - 600$  кВт, длительность импульса  $\tau_i = 1 - 10$  мс. Разряд, формируемый в свободном пространстве, относится к категории самоподдерживающегося-несамостоятельного (СНС) разрядов, обнаруженных и исследуемых в ИОФ РАН [1 – 3]. Инициация разряда осуществляется без дополнительного к микроволнам источника энергии с помощью спутанного «мотка» тонких нитей из нержавеющей стали. Характерная фотография разряда приведена на рисунке.

Измерения УФ-излучения осуществлялись фотодиодами типа GUYA-S12SD, регистрирующих ультрафиолет в диапазоне  $\lambda_{уф} = 240 - 360$  нм.

Обсуждаются результаты измерений. В том числе и представляющийся необычным результат, заключающийся в долговременном (до ~50 мс) после окончания микроволнового импульса УФ-излучении из области воздушной среды, прилегающей к инициатору.



*Фотография СНС-разряда в воздухе*

Работа частично поддержана Программой федеральных исследований (ФНИ) 2014-2016, тема 01200953487.

### Литература

- [1]. Косый И.А., Сборник тезисов докладов, XLIII Звенигородская междунар. конф. по физике плазмы и УТС, 2016, 286
- [2]. Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Davydov A.M., Kossyi I.A., Sarksyian K.A., Kharchev N.K., Proceedings, 43<sup>rd</sup> Conference on Plasma Physics EPS-2016, 2016, 1-4
- [3]. Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А., Могунов А.Н., Силаков В.П., Тарасова Н.М. Труды ФИАН, 1985, т. 160, 174-202.



## ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК НА ВТОРИЧНОЭМИССИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОУГЛЕРОДНЫХ ПЛЁНОК

<sup>1</sup>Анпилов А.М., <sup>1</sup>Бархударов Э.М., <sup>2</sup>Двоенко А.В., <sup>1</sup>Косый И.А., <sup>1</sup>Лукиянчиков Г.С.,  
<sup>1</sup>Моряков И.В.

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,  
anpilov56@gmail.com

<sup>2</sup>ООО «Плазма СК», г. Саратов, Россия

В последнее десятилетие серьёзное внимание уделяется исследованиям вторично эмиссионного разряда (ВЭР) — «мультипактора», из-за его негативного влияния на СВЧ аппаратуру, (приборы спутников связи, генераторы высокой мощности), ускорители электронов и пр. Данный разряд возникает при превышении мощности излучения порогового значения. Исключить развития ВЭР возможно, если  $\sigma$  — коэффициент вторичной эмиссии облучаемого материала не превышает значения 1,5 [1].

Разрабатываемые технологии по устранению мультипакторного разряда связаны с созданием специального профиля или покрытием поверхности тонким слоем золота, серебра и др. [1]. Основным недостатком этих методов, помимо сложности технологии, является достаточно быстрая утрата необходимых эмиссионных характеристик под влиянием различных внешних воздействий.

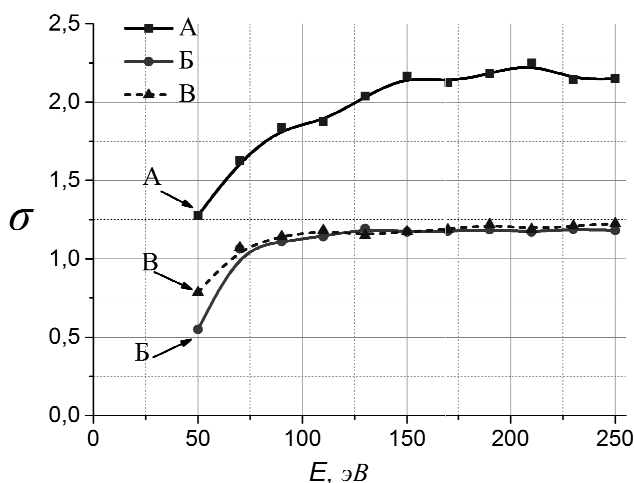


Рис. 1. Значения коэффициента вторичной электронной эмиссии: А — алюминиевый образец без нанопокр.; Б — образец с нанопокр. перед испытаниями; В — образец с нанопокр. после испытаний.

5°С/мин. и давлении  $5 \times 10^{-5}$  мм рт.ст.

Повторные измерения коэффициента вторичной эмиссии показали высокую устойчивость эмиссионных свойств образца (рис 1.В). Полученные результаты существенно повышают значимость разработанной в ООО ПЛАЗМА-СК и в ИОФ РАН технологии.

### Литература

- [1]. V. C. Nistor, L. Aguilera, I. Montero, et al., Strategies for Anti-Multipactor Coatings of Suppressed Secondary Emission and Low Insertion Losses for High Power RF Components of Satellite Systems (MULCOPIM'08, Valencia, Spain).
- [2]. А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, И.А. Косый, Г.С. Лукиянчиков, М.А. Мисакян, И. В. Моряков. Тонкая наноструктурированная углеродная плёнка на поверхности металла как способ предотвращения мультипакторного разряда. Прикладная физика, 2014, № 4.

В [2] показано, что нанесенная на поверхность металла тонкая наноуглеродная пленка снижает коэффициент вторичной эмиссии электронов до величины ниже пороговой (рис. 1.Б). При этом не меняются радиофизические свойства модифицированных таким образом элементов приборов.

В данной работе приводятся результаты внешнего воздействия на образцы, полученные методом, описанным в [2]: наноуглеродная пленка (толщиной ~1 мкм) наносилась на пластину из Al размерами:  $1 \times 1 \times 0,1$  см.

Образец был подвергнут следующим испытаниям: длительное хранение (2 года) при комнатной температуре и атмосферном давлении; повышенная температура 70°С на протяжении 10 дней; повышенная влажность 95%,  $t = 30^\circ\text{C}$  — 3 дня; термоциклирование: от  $-160^\circ\text{C}$  до  $+160^\circ\text{C}$  — 10 циклов, при скорости изменения

## СВЧ РЕАКТОР ДЛЯ ПАРОВОЙ КОНВЕРСИИ ГАЗОВ

<sup>1</sup>Бархударов Э.М., <sup>1</sup>Косый И.А., <sup>2</sup>Кристофи Н., <sup>3</sup>Мисакян М.А.

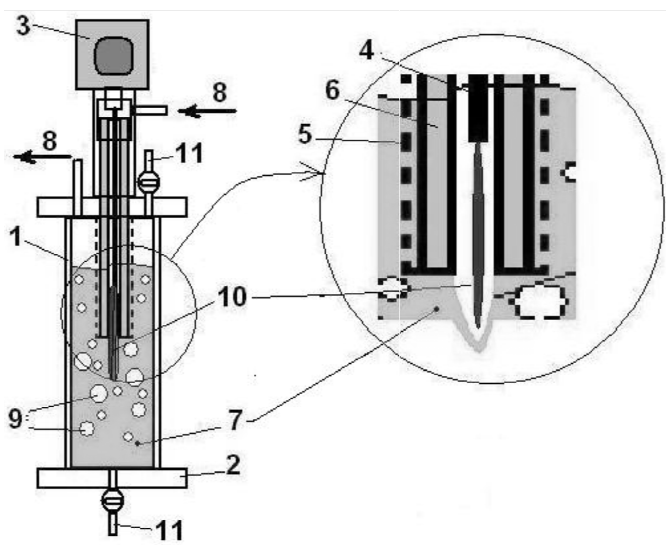
<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия,  
[misakyanmamikon@yahoo.co.uk](mailto:misakyanmamikon@yahoo.co.uk)

<sup>2</sup>Edinburgh Napier University, Edinburgh, United Kingdom

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,  
г. Москва, Россия

В работе приводится конструкция реактора, для паровой конверсии газов и его апробация на примере  $\text{CO}_2$ .

Принцип работы реактора основан на взаимодействии плазменной струи, создаваемой СВЧ плазматроном с водой. За основу приняты результаты, представленные в [1]. Физика процесса взаимодействия СВЧ плазменной струи с водой достаточно сложна, зависит от мощности плазменной струи, температуры воды, геометрии и др. Привлекательность проблемы состоит в возможности эффективного и сравнительного простого решения ряда важных прикладных задач [1, 2].



**Схема реактора**

1 — цилиндрическая трубка из оргстекла;  
2 — фланец; 3 — магнетрон ( $N = 850 \text{ Вт}$ ,  
 $f = 2,45 \text{ ГГц}$ ); 4 — внутренний электрод  
коаксиального волновода; 5 — внешний электрод  
коаксиального волновода; 6 — кварцевая трубка;  
7 — вода; 8 — отверстия для прокачки газа; 9 —  
пузырьки газа; 10 — плазменная струя.

Существуют различные методы создания парогазовой смеси. В нашем случае пар поступает в реактор в результате испарения тонкого слоя воды, из области взаимодействия плазмы с поверхностью воды. Схема реактора приведена на рисунке.

Методы исследования: ИК фотометрия — анализ результатов конверсии  $\text{CO}_2$ ; спектроскопия в видимой области (интегральные спектры); микрофотография и элементный состав порошка, образовавшегося в результате конверсии  $\text{CO}_2$ .

В экспериментах использовались газы  $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$  и  $\text{CO}_2$ . Расход газа регулировался в пределах до 20 л/мин. В качестве материала внутреннего электрода использовались  $\text{Ti}$  и  $\text{Ta}$ .

Система устойчиво работает при использовании  $\text{CO}_2$  и его смеси с  $\text{N}_2$  и  $\text{Ar}$ . Качественно продемонстрирован процесс конверсии  $\text{CO}_2$ . При фильтрации воды, получен темный порошок, содержащий различные структуры нанougлерода.

### Литература

- [1]. New microwave plasma source in water. E.M. Barkhudarov, I.A. Kosy, M.A. Misakyan. Edited by Lebedev Y.A. Microwave discharges: fundamentals and applications. Yanus-K Moscow 2012:159-61.
- [2]. Microwave Plasma Torch at a Water Surface. Evgenia Benova, Mariana Atanasova, Todor Bogdanov, Plamena Marinova, Frantisek Krema, Vera Mazankova, Lukas Dostal. Plasma Medicine, 6 (1): 59-65(2016)

**СЕКЦИЯ  
«ПРОЕКТ ИТЭР: ШАГ В ЭНЕРГЕТИКУ БУДУЩЕГО»**

**SECTION  
«ITER PROJECT:  
A STEP TO THE FUTURE OF POWER ENGINEERING»**



## **СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТКИ, ИЗГОТОВЛЕНИЯ, ИСПЫТАНИЙ И ПОСТАВКИ ВНУТРИКАМЕРНЫХ КОМПОНЕНТОВ РЕАКТОРА ИТЭР**

Герваш А.А., Гиниятулин Р.Н., Гурьева Т.М., Кузнецов В.Е., Мазуль И.В.,  
Маханьков А.Н., Окунев А.А.

*Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д.В. Ефремова, г. Санкт-Петербург, Россия, сайт: [niiefa.spb.su](http://niiefa.spb.su)*

В рамках Российских международных обязательств необходимо разработать, изготовить, испытать и поставить на площадку ИТЭР серию энергонапряженных внутрикамерных компонентов (ВКК), являющихся изделиями ядерного объекта. Предстоит поставить 58 Центральные сборки дивертора (ЦСД), 179 Панелей первой стенки (ППС), провести тепловые испытания 850 элементов дивертора.

Изготовлению макетов ВКК различного масштаба, осуществляемому в настоящее время, предшествовал выбор специфических материалов и технологий их соединения. В качестве материалов для облицовки ВКК использованы вольфрам и бериллий, для теплопроводящего слоя - дисперсионно-твердеющий медный сплав и в качестве конструкционного - аустенитная нержавеющая сталь. Конкретные марки данных материалов прошли всестороннюю апробацию как в России, так и в международном термоядерном сообществе в различных экспериментах. Отработан целый ряд технологических процессов, обеспечивающих создание многослойных ВКК, а именно: пайка вольфрама с бронзой через демпфирующую медную прослойку, пайка бериллия с бронзой, получение герметичной водоохлаждаемой биметаллической конструкции методом диффузионной сварки в газостате и/или сваркой взрывом, соединение силовых стальных элементов и контуров охлаждения методами лазерной и аргонно-дуговой сварки, прецизионная механическая обработка геометрически-сложных и труднообрабатываемых материалов.

На базе АО «НИИЭФА» создан уникальный комплекс технологического и испытательного оборудования в совокупности с набором описанных выше технологий, являющийся базовым и позволяющий приступить к изготовлению полноразмерных прототипов, а далее стать частью производственного процесса изготовления требуемой серии ЦСД и ППС. Комплекс включает в себя такие участки как: вакуумная пайка и термообработка многослойных соединений (в т.ч. с бериллием и вольфрамом); лазерная сварка стали толщиной до 15 мм; горячее изостатическое прессование; прецизионная ( $\pm 50$  мкм) 5-координатная механическая обработка; эрозионная обработка вольфрама; неразрушающий контроль (рентгеновский, ультразвуковой, вихретоковый, капиллярный, эндоскопический); гидравлические и вакуумные испытания; ультразвуковая очистка и мойка; тепловые испытания при помощи электронно-лучевых установок.

После завершения изготовления полноразмерных прототипов ЦСД и ППС в 2019 году последует фаза серийного изготовления, которая должна быть завершена в 2027 году.

Созданная уникальная экспериментальная база для решения конкретных задач проекта ИТЭР в последующем может быть применена для создания энергонапряженных компонентов различного назначения.

В докладе представлено описание конструкций ЦСД и ППС и особенности технологических процессов, связанных с их изготовлением и испытаниями, последние результаты технологических и ресурсных тестов макетов различного масштаба, будут описаны технические параметры установок для проведения тепловых испытаний.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИИ ВОЛЬФРАМА ВО ВРЕМЯ МОЩНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ, СОЗДАВАЕМОЙ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

<sup>1,2,3</sup>Аракчеев А.С., <sup>3</sup>Батаев В.А., <sup>3</sup>Батаев И.А., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>1,2</sup>Васильев А.А.,  
<sup>1,2</sup>Вячеславов Л.Н., <sup>1</sup>Кандауров И.В., <sup>1,2</sup>Касатов А.А., <sup>1,2</sup>Куркучеков В.В.,  
<sup>1</sup>Меклер К.И., <sup>1,2</sup>Попов В.А., <sup>1,2</sup>Трунев Ю.А.

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

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия*

<sup>3</sup>*Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия,  
 e-mail: alex.alex.vasilyev@gmail.com*

Разрушение пластин первой стенки и диверторной зоны токамаков-реакторов под воздействием выбросов плазмы является одной из главных проблем для будущих установок с управляемым термоядерным синтезом. По результатам численного моделирования рабочих режимов экспериментального токамака ИТЭР было показано, что диверторная зона будет испытывать импульсные нагрузки до 10 МДж/м<sup>2</sup> в результате ЭЛМ-ов первого типа [1], что может привести к сильной эрозии материала плазмодриемника: образованию трещин, движению расплава, кипению и генерации микрочастиц. В качестве материала дивертора ИТЭР был выбран вольфрам из-за низкого накопления трития и его высоких термомеханических характеристик. Поскольку существующие плазменные ловушки не могут воспроизвести предполагаемые условия, то изучение поведения материала при импульсных тепловых нагрузках проводится на специализированных установках, в том числе и на новом испытательном стенде, разработанном в ИЯФ СО РАН. Стенд оснащен многоапертурным источником электронов с плазменным эмиттером, который способен генерировать электронный пучок с током 40–80 А энергией частиц до 110 кэВ и длительностью импульса до 300 мкс [2]. Угловые параметры получаемого пучка позволяют инжектировать его в магнитное поле ~0,2 Тл со сжатием до 30 раз и получать тепловую нагрузку на мишень, которая имеет гауссовый профиль с максимумом до 25 ГВт/м<sup>2</sup> и шириной на полувысоте до 10 мм. Ключевой особенностью данной установки является применение набора оптических in-situ диагностик, при помощи которых можно получать данные об эрозии поверхности вольфрама и образующихся микрочастиц непосредственно во время импульса. Поверхность облучаемой мишени снимается в ИК спектре при помощи системы из четырех быстрых фотокамер в различные моменты времени, благодаря чему можно регистрировать динамику двумерного распределения температуры мишени. Были получены экспериментальные результаты по образованию трещин и перегретых областей на поверхности материала, а также по движению расплава при нагрузке существенно выше порога плавления. Быстрая фотосъемка в свете непрерывного зеленого лазера позволяет наблюдать динамику плавления вольфрама на краях образовавшихся трещин. Данные о разлете микрочастиц собираются при помощи съемки вдоль поверхности мишени и трехканальной системой регистрации рассеянного на малые углы лазерного излучения. Был обнаружен линейный рост скорости микрочастиц при увеличении расстояния от поверхности мишени, а также порог их интенсивной генерации.

Работа на экспериментальном стенде поддерживается Российским Научным фондом (проект № 14-50-00080).

### Литература

- [1]. A. Loarte et al., Physica Scripta, 2007, T128, 222–228  
 [2]. L.N. Vyacheslavov et al., AIP Conference Proceedings, 2016, 1771, 060004

## СОСТОЯНИЕ РАБОТ В ИЯФ СО РАН ПО ПРОЕКТУ ИТЭР

<sup>1,3</sup>Иванцовский М.В., <sup>2</sup>Александров Е.В., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>3</sup>Воронковский В.А.,  
<sup>1</sup>Гавриленко Д.Е., <sup>1</sup>Горбовский А.И., <sup>1</sup>Егоров В.Л., <sup>1</sup>Зайцев Е.К., <sup>2</sup>Звонков А.В.,  
<sup>1</sup>Землянский Ю.Н., <sup>3</sup>Иванцовская Н.Г., <sup>1,3</sup>Клименко М.В., <sup>1</sup>Листопад А.А.,  
<sup>6</sup>Люблин Б.В., <sup>1</sup>Манаенкова Ю.А., <sup>4</sup>Модестов В.С., <sup>1</sup>Пешехонов С.Н.,  
<sup>1,3</sup>Пищинский К.В., <sup>1,3</sup>Полосаткин С.В., <sup>1</sup>Селезнев П.А., <sup>1</sup>Стешов А.Г., <sup>1,5</sup>Суляев Ю.С.,  
<sup>1</sup>Таскаев А.С., <sup>1</sup>Усов П.В., <sup>1</sup>Шарафеева С.Р., <sup>1</sup>Шиянков С.В., <sup>1,5</sup>Шошин А.А.

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия, e-mail:  
[M.V.Ivantsivsky@inp.nsk.su](mailto:M.V.Ivantsivsky@inp.nsk.su)

<sup>2</sup>Частное учреждение ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», г. Москва, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

<sup>4</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

<sup>6</sup>ООО «Санкт-петербургское Объединение «Энергопул», г. Санкт-Петербург, Россия

ИЯФ СО РАН активно участвует в проекте ИТЭР с 2013 года и занимается разработкой, макетированием и интеграцией элементов будущей установки. В настоящее время институт занимается интеграцией четырех диагностических портов: экваториального порта №11 (поставляемого к первой плазме) и верхних портов №02, №07 и №08; а также является субподрядчиком по двум российским диагностикам: вертикальная нейтронная камера (ВНК) и диверторный монитор нейтронного потока (ДМНП).

Данный доклад является обзорным по всем работам и содержит только ключевые результаты. Более подробно, с содержанием работ по отдельным направлениям, можно ознакомиться в стендовых докладах, представленных на конференции.

За прошедший год была переработана конструкция внутрипортовых компонент, конструкции рам в околопортовом пространстве и порт-камере, проведен инженерный анализ новых конструкций, в том числе, расчет нейтронных потоков. В поддержку конструкторских работ проводились работы по макетированию элементов проектируемых конструкций, в том числе: керамическая (карбид бора) нейтронная защита диагностического защитного модуля (ДЗМ), направляющая ДЗМ, внутри вакуумные линии связи на основе кабеля с минеральной изоляцией, герметичные электрические вводы.

Для подготовки будущего производства начата отработка технологии глубокого сверления, необходимого для производства диагностических защитных модулей. Был подготовлен и модернизирован, в соответствии с требованиями RCC-MR, стенд вакуумного отжига для десятитонных ДЗМ. Подготовлен предварительный проект интеграционной площадки для интеграции диагностических портов.

## КВАЛИФИКАЦИОННЫЕ ИСПЫТАНИЯ КОММУТАЦИОННОЙ АППАРАТУРЫ ДЛЯ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ОБМОТОК ИТЭР

Манзук М.В., Рошаль А.Г., Аванесов С.Д., Бестужев К.О., Волков С.М.,  
Семёнова М.И., Григоренко Н.В., Алексеев Д.И.

*Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д.В. Ефремова, г. Санкт-Петербург, Россия*

В международном экспериментальном термоядерном реакторе ИТЭР требуется прерывание больших постоянных токов как для создания плазменного разряда в начале каждого рабочего цикла, так и для защиты сверхпроводящих обмоток в случае появления нормальной фазы. Для обеспечения этих функций в АО «НИИЭФА» разработаны два комплексных коммутационных устройства. Высокое напряжение, необходимое для пробоя газа и инициирования плазмы, будет обеспечиваться с помощью системы оперативной коммутации тока, а защиту сверхпроводящих обмоток путём перевода тока в энергопоглощающий резистор обеспечит система быстрого вывода энергии [1].

В данном докладе описаны результаты квалификационных испытаний, выполненных на прототипах силовых аппаратов, изготовленных после завершения этапа предварительного проектирования и предназначенных для использования в системах оперативной коммутации и быстрого вывода энергии. Программа испытаний, разработанная согласно стандартам ИЕС 62271-1 и ИЕС 62271-100, была реализована в течение трех лет (в 2013 – 2015 годах) и включала в себя ряд электрических, гидравлических и функциональных испытаний. Для аппаратов системы оперативной коммутации были проведены ресурсные испытания, включающие в себя механические испытания и коммутационные испытания при номинальных токах. Для размыкателя защитного, вместо ресурсных испытаний проводились испытания на надежность.

Успешные результаты квалификационных испытаний подтвердили пригодность конструкции аппаратов и соответствие требованиям технической спецификации заказчика, что позволило начать производство мелкосерийной партии для поставки в ИТЭР.

Разработанные в НИИЭФА для проекта ИТЭР аппараты можно разделить на две группы. Первая группа включает в себя три типа многоразовых устройств: размыкатели, замыкатели и разъединители, имеющие общее конструктивное исполнение и схожие характеристики. Эти аппараты предназначены для системы оперативной коммутации. Вторая группа включает в себя приводимые в действие энергией детонации взрывчатого вещества размыкатель и замыкатель повышенной надежности, которые будут использоваться в качестве резервных защитных устройств. Все эти аппараты характеризуются чрезвычайно быстрым, для механических устройств, временем работы. Аппараты системы оперативной коммутации срабатывают за 2 – 4 мс, а резервные аппараты системы быстрого вывода энергии менее чем за 1 мс.

Принципиальная схема и последовательность операций при работе системы оперативной коммутации описаны в [2]. Общее описание системы быстрого вывода энергии, включая электрические схемы и последовательность операций при срабатывании, приведены в [3].

### Литература

- [1]. Б. Барейт и др., “Системы коммутации тока и вывода энергии”, 19-й Симпозиум по термоядерным технологиям, Лиссабон, Португалия, 16-20 сентября 1996, стр. 1059-1062.
- [2]. Ф. Милани, “Применение мощных коммутаторов тока в термоядерном синтезе”, Наука и технологии термоядерного синтеза, выпуск 61, Январь 2012, стр. 83-88.
- [3]. И. Сонг, и др., “Система быстрого вывода энергии сверхпроводящих обмоток ИТЭР”, Международная конференция электрических машин и систем 2011, стр. 1-6.



**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СОЕДИНИТЕЛИ МОДУЛЕЙ БЛАНКЕТА ИТЭР.  
РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ, РАСЧЕТНОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ  
ОБОСНОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ**

<sup>1</sup>Поддубный И.И., <sup>1</sup>Колганов В.Ю., <sup>1</sup>Елкин В.Н., <sup>1</sup>Хомяков С.Э., <sup>1</sup>Свириденко М.Н.,  
<sup>1</sup>Лешуков А.Ю., <sup>1</sup>Размеров А.В., <sup>1</sup>Данилов И.В., <sup>1</sup>Стребков Ю.С., <sup>1</sup>Кириллов С.Ю.,  
<sup>1</sup>Паршутин Е.В., <sup>1</sup>Трифопова Е.В., <sup>1</sup>Трапезникова О.В., <sup>1</sup>Чебурова А.В.,  
<sup>2</sup>Сафронов В.М., <sup>2</sup>Путрик А.Б.

<sup>1</sup>*Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники  
им. Н.А. Доллежалея, г. Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»  
«Проектный центр ИТЭР», г. Москва, Россия*

Режим работы ИТЭР подразумевает появление нестационарных процессов длительностью от 36 до 300 мс, во время которых в модулях blankets (МБ) наводятся электрические токи до 225 кА, вызывающие появление знакопеременных электромагнитных сил в конструкциях blankets. С целью оптимизации токовых петель, и, как следствие, уменьшения электромагнитных нагрузок, в конструкции МБ введены специальные элементы – электрические соединители (ЭС), которые используются для формирования электрического пути с низким электрическим сопротивлением от Панели Первой Стенки (ППС) к вакуумной камере (ВК). Каждый МБ содержит четыре ЭС: по два устройства на интерфейсах ППС/Защитный Блок (ЗБ) и ЗБ/ВК.

ЭС выполнен в виде моноблочной конструкции прямоугольной формы, изготавливаемой из цельной заготовки CuCrZr-бронзы, с волнообразными токоведущими ламелями (ТВЛ), расположенными в центральной части и выполненными электроэрозионной обработкой.

С целью обоснования работоспособности электрических соединителей были проведены расчеты нестационарных полей температур и напряженно-деформированного состояния с последующей оценкой статической и циклической прочности, в соответствии с нормами прочности ИТЭР SDC-IC.

Одновременно было выполнено экспериментальное обоснование работоспособности конструкции ЭС, включающее циклические механические и электрические испытания. Механические испытания выполнялись при температуре 270 °С и подтвердили работоспособность конструкции ЭС под действием циклических механических нагрузок.

Электрические испытания ЭС проведены при действующем токе до 137 кА в течение 300 мс при нормальных условиях. На основании результатов испытаний подтверждена необходимость обеспечить контакт «бронза-бронза» на интерфейсах ЭС/ВК и ЭС/ППС, с целью исключить подгорания и пластические деформации. Также в АО «НИКИЭТ» отработан технологический процесс изготовления биметаллического пьедестала (CuCrZr-бронзы/316LN) ППС на базе ручной АДС.

## СТАТУС ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В ДИВЕРТОРЕ ИТЭР

<sup>1</sup>Курский Г.С., <sup>1</sup>Мухин Е.Е., <sup>1</sup>Толстяков С.Ю., <sup>1</sup>Баженов А.Н., <sup>1</sup>Бабинов Н.А.,  
<sup>1</sup>Букреев И.М., <sup>1</sup>Дмитриев А.М., <sup>2</sup>Кочергин М.М., <sup>1</sup>Коваль А.Н., <sup>1</sup>Литвинов А.Е.,  
<sup>1</sup>Масюкевич С.В., <sup>1</sup>Раздобарин А.Г., <sup>1</sup>Самсонов Д.С., <sup>1</sup>Семенов В.В., <sup>1</sup>Соловей В.А.,  
<sup>1</sup>Солоха В.В., <sup>3</sup>Чернаков П.В., <sup>3</sup>Чернаков Ал.П., <sup>3</sup>Чернаков Ан.П., <sup>4</sup>Иваненко С.В.,  
<sup>4</sup>Хильченко А.Д., <sup>4</sup>Пурыга Е.А., <sup>4</sup>Квашнин А.Н.

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия,  
[Gleb.Kurskiy@mail.ioffe.ru](mailto:Gleb.Kurskiy@mail.ioffe.ru)

<sup>2</sup>Организация ИТЭР, г. Кадараш, Франция

<sup>3</sup>ЗАО «СпектралТех», г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Важной частью экспериментальной программы ИТЭР станет мониторинг электронных параметров в диверторе. Знание  $T_e$  и  $n_e$  необходимо для изучения плазмы в диверторном объеме, главным образом для контроля нагрузки на диверторные пластины и положения выхода сепаратриссы на диверторные пластины. Данная работа посвящена разработке диагностического комплекса томсоновского рассеяния дивертора токамака ИТЭР. Работа диверторной диагностики томсоновского рассеяния (ДТР) ИТЭР будет проходить в крайне неблагоприятных условиях: высокой радиационной нагрузке на оптические элементы, загрязнении оптических элементов продуктами эрозии первой стенки в виде пылевых и плёночных осадений. Дополнительные трудности в реализации диагностики связаны с ограниченным доступом к плазме и низкой интенсивностью сигнала ТР, зачастую более слабого, чем интенсивность фонового излучения плазмы, включающего линейчатый и непрерывный спектры излучения, а также излучение нагретых элементов первой стенки. Основной сложностью создания диагностики ТР в диверторе является ограниченный доступ к плазме и работоспособность оптических компонентов, расположенных в непосредственной близости от диверторной плазмы с высокой концентрацией продуктов эрозии первой стенки. В работе представлен отчет о подготовке предварительного проекта диагностики томсоновского рассеяния в диверторе токамака ИТЭР, сформулированы основные направления работ и приведен план дальнейшего развития диагностического комплекса.

В работе рассматриваются следующие аспекты:

Оптическая схема системы сбора рассеянного излучения и завода лазерного излучения в плазму.

Конструкция внутривакуумных компонент ДТР.

Принципы построения и создание опытных образцов диагностической аппаратуры.

Проведение серии испытаний опытных образцов диагностической аппаратуры на токамаке Глобус-М.

## СИНТЕТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ДИВЕРТОРНОГО МОНИТОРА НЕЙТРОННОГО ПОТОКА ТОКАМАКА-РЕАКТОРА ИТЭР

<sup>1</sup>Ковалев А.О., <sup>1</sup>Кашук Ю.А., <sup>1</sup>Портнов Д.В., <sup>2</sup>Полевой А.Р.

<sup>1</sup>Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»  
«Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия, e-mail: [A.Kovalev@iterrf.ru](mailto:A.Kovalev@iterrf.ru),  
[Y.Kashchuk@iterrf.ru](mailto:Y.Kashchuk@iterrf.ru), [D.Portnov@iterrf.ru](mailto:D.Portnov@iterrf.ru),

<sup>2</sup>Центральная организация ИТЭР, и/ Сэн-Поль-ле-Дюранс, Франция,  
[Alexei.Polevoi@iter.org](mailto:Alexei.Polevoi@iter.org)

В данной работе описана концепция синтетической диагностики диверторного монитора нейтронного потока (ДМНП) токамака-реактора ИТЭР, как часть симулятора установки ИТЭР.

Данный симулятор разрабатывается для имитации поведения диагностического оборудования при нормальных и запроектных условиях эксплуатации, валидации предполагаемых сценариев эксплуатации, разработки процедур и инструкций управления, а также для тренировки будущих операторов.

В одном модуле диагностики ДМНП в качестве детекторов нейтронного излучения используются 6 ИКД с различным составом делящегося вещества, что обеспечивает широкий диапазон измерений термоядерной мощности от 100 кВт до 700 МВт с относительной погрешностью до 10%.

Представленный алгоритм позволяет рассчитать выходной сигнал диагностики ДМНП от объёмного плазменного источника DD и/или DT нейтронов в режиме реального времени. Входными параметрами являются следующие динамические и статические данные: нейтронный профиль плазмы, геометрия магнитных поверхностей плазмы, результаты аналитической оценки и Монте-Карло моделирования плотности потока нейтронов и скорости реакции деления от кольцевых источников DD/DT нейтронов в делящемся веществе детекторов диагностики ДМНП.

В ходе данной работы выявлена необходимость коррекции выходного сигнала диагностики ДМНП в соответствии с позицией плазменного шнура на уровнях термоядерной мощности до ~1,2 МВт, представлено сравнение различных алгоритмов сбора и обработки выходных сигналов системы ДМНП.

Данная работа выполнена в ходе научной студенческой стажировки в организации ИТЭР.

## **СТАТУС СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ ИТЭР**

Семенов И., Голачев В., Миронова Е., Николаева Д., Портоне С., Скопинцев Д.

*Project Center ITER, (Russian Domestic Agency), Moscow*

*e-mail: [i.semenov@iterrf.ru](mailto:i.semenov@iterrf.ru), [v.golachev@iterrf.ru](mailto:v.golachev@iterrf.ru), [e.mironova@iterrf.ru](mailto:e.mironova@iterrf.ru), [d.nikolaeva,](mailto:d.nikolaeva@s.portone@iterrf.ru)  
[s.portone@iterrf.ru](mailto:s.portone@iterrf.ru), [d.scopincev@iterrf.ru](mailto:d.scopincev@iterrf.ru)*

Система управления установкой ИТЭР — CODAC (Control, Data Acquisition and Communication) разделена два уровня управления — на центральный супервайзер, за создание которого отвечает Международная Организация ИТЭР и нижний локальный уровень управления, за который отвечают Национальные Агентства. Супервайзер включает в себя центральное ядро системы управления (CODAC Core System), систему ядерной безопасности, систему блокировок и защит, систему управления плазмой и центральное вычислительное ядро, обеспечивающее работу установки в реальном времени. На нижнем уровне находятся около 130 технологических и диагностических подсистем установки. CODAC использует SCADA (Supervisory Control And Data Acquisition) EPICS. Она построена на идеологии сервер-клиент и в настоящее время базируется на компьютерных сетях с пропускной способностью 10 – 40 Гбит/сек.

В докладе дан обзор состояния дел на февраль 2017 года по системе управления верхнего уровня, а также по системам управления технологических и диагностических систем за которые отвечает Российское Национальное Агентство ИТЭР (Проектный центр ИТЭР).

В докладе рассмотрены основные проблемы, которые решались по мере создания систем управления в 2016 году. В частности, рассматривались вопросы, связанные с радиационной стойкостью электронных компонент, и ограничения, связанные с конечной пропускной способностью компьютерных сетей при организации передачи исходных экспериментальных данных (Raw Data). Также рассмотрены вопросы, связанные с организацией потока экспериментальных данных между защищённой зоной установки (POZ — Plant Operation Zone), внешней зоной на сайте ИТЭР (XPOZ), работой в режиме удаленного доступа и организацией обработки этих данных внутри и между этими зонами.

Доклад представляет интерес для физиков и инженеров, работающих в области управляемого термоядерного синтеза.

## АТЛАС КОНСТРУКЦИЙ РЕАКТОРА ИТЭР

<sup>1</sup>Васильев Н.Н., <sup>2</sup>Шумов А.В., <sup>2</sup>Зимин А.М., <sup>2</sup>Тройнов В.И., <sup>1</sup>Вуколов К.Ю.

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

<sup>2</sup>*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,  
[zimin@power.bmstu.ru](mailto:zimin@power.bmstu.ru)*

Одним из самых масштабных научных проектов современности в области энергетики является сооружение международного термоядерного экспериментального реактора ITER в Кадараше (Франция). Страны-участники (Евросоюз, Япония, Китай, Индия, Южная Корея, Российская Федерация и США) интенсивно совершенствуют программы подготовки специалистов, которые могли бы овладеть современными и перспективными технологиями термоядерного синтеза и к моменту завершения сооружения полномасштабного реактора обеспечить проведение на нем длительного цикла исследовательских работ. В этих программах все большую роль играют конструкторская подготовка и инженерный анализ, основанные на современных информационно-телекоммуникационных технологиях.

Тематика УТС охватывает широкий спектр знаний по различным направлениям науки и техники (физика высокотемпературной плазмы, криогенная техника, вакуумная техника, сверхпроводники, ядерные технологии и т.п.). Освоение на высоком уровне столь большого количества разнородных дисциплин в рамках одной специальности невозможно без использования в учебном процессе современных информационных технологий.

Для подробного изучения подсистем реактора ИТЭР, спроектированного ведущими специалистами международного сообщества участников проекта, в МГТУ им. Н.Э. Баумана совместно с НИЦ «Курчатовский институт» создан электронный атлас конструкций реактора, включающий более 500 чертежей, разработанных ведущими конструкторами мира. Атлас требует наличия на компьютере только Интернет-браузера и рассчитан на сетевое использование научно-исследовательскими организациями и университетами, принимающими участие в подготовке специалистов для ИТЭР.

Все директивы в меню атласа приведены на двух языках - на русском и на английском, принятом в качестве официального языка международного проекта ИТЭР. Такой подход позволяет студентам при изучении разделов атласа привыкать к международной терминологии в названиях узлов, агрегатов и основных систем термоядерного реактора и облегчит им в будущем навигацию по международному и национальным сайтам разработчиков проекта ИТЭР и работу с научной литературой.

Основное меню сетевого атласа конструкций содержит разделы по основным системам реактора: магнитной системе, внутрикамерным компонентам, криогенной системе, вакуумно-третиевому комплексу, системе дистанционного обслуживания и ремонта, системам дополнительного нагрева и поддержания тока, диагностическому комплексу.

Динамические меню атласа позволяют пользователю наглядно продемонстрировать расположение узлов и агрегатов конструкции. При наведении курсора мыши на директиву меню на карте-схеме подсвечивается изображение соответствующего узла.

Атлас прошел апробацию при подготовке студентов кафедры «Плазменные энергетические установки» МГТУ им. Н.Э. Баумана на территории ее филиала в НИЦ «Курчатовский институт» и рекомендован Международной организацией ИТЭР к использованию университетами и научными учреждениями Российской Федерации.

## ВЛИЯНИЕ РАБОЧИХ РАЗРЯДОВ ТОКАМАКА Т-10 НА ТЕМПЕРАТУРУ ЛИЦЕВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРОТОТИПОВ ВОЛЬФРАМОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДИВЕРТОРА ИТЭР, ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ОБЛУЧЕННЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ПОТОКОМ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

<sup>1</sup>Архипов И.И., <sup>2</sup>Воронин А.В., <sup>3</sup>Грашин С.А., <sup>1</sup>Залавутдинов Р.Х., <sup>1</sup>Макаренков В.А.,  
<sup>2</sup>Новохацкий А.Н., <sup>2</sup>Брунков П.Н.

*Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, г. Москва, Россия, e-mail: igor\_arkhipov\_54@mail.ru*

*2Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: voronin.mhd@mail.ioffe.ru*

*3Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, e-mail: Grashin\_SA@nrcki.ru*

Вольфрам, выбранный в качестве материала дивертора термоядерного реактора ИТЭР, будет подвергаться воздействию мощных потоков ионов и нейтралов дейтерия, трития, а так же гелия. Имплантация гелия в приповерхностные слои вольфрама приводит к образованию блистеров, а в определенных условиях, так называемого «пуха» — древовидной наноструктуры, достигающей в высоту несколько микрон [1]. Предполагается, что такая структура, сформированная в экстремальных условиях, может быть устойчива к воздействию больших потоков водородной плазмы.

В настоящей работе воздействие гелиевой компоненты плазмы на вольфрамовые прототипы элементов дивертора ИТЭР проводилось с помощью высокоинтенсивной импульсной плазменной пушки с параметрами облучения, соответствующими образованию «пуха» (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург) [2]. Затем, с целью изучения поведения поврежденного гелием вольфрама в дейтериевой плазме, образец экспонировался в рабочих разрядах токамака Т-10 (НИЦ «Курчатовский институт», Москва) [3].

Во время облучения, как гелиевой пушкой, так и в токамаке, температура лицевой поверхности вольфрамовых образцов регистрировалась быстродействующим двухцветным пирометром. Кроме того, для измерения температуры в токамаке были использованы тепловизор и термopара, закрепленная с внутренней стороны образца. Установлено, что при многократном облучении гелиевой пушкой после определенной степени повреждения поверхности вольфрама (примерно 1000 импульсов) ее температура, не превышавшая до этого 500°C, резко возрастала до 2000°C и выше при последующих импульсах. При экспозиции в токамаке так же была зафиксирована разница между температурой исходной и поврежденной поверхности, которая достигала 100°C.

Состав и структура поверхности вольфрамовых образцов после гелиевого и последующего дейтериевого облучения были исследованы с помощью методов рентгеновского анализа, рентгеноспектрального микроанализа, а также сканирующей электронной микроскопии. Показано, что структура поверхности вольфрама после длительного импульсного облучения гелием изменяется: образуется объемная кораллоподобная микроструктура с размерами элементов 1 – 10 мкм и высотой не менее 10 мкм. Кроме того, на поверхности обнаружена пленка (толщиной около 1 мкм), содержащая атомы железа, хрома и никеля. После экспозиции в токамаке исходная микроструктура подверглась частичному разрушению, но в целом сохранила свою морфологию и состав.

В работе обсуждается связь между особенностями структуры поверхности вольфрама и ее температурой при импульсном воздействии сначала гелиевой, а затем дейтериевой плазмы.

### Литература

- [1]. Ueda Y., Peng H. Y., Lee H.T. et al., J. Nucl. Mater., 2013, Vol. 442, S267-S272.
- [2]. Воронин А.В., Александров А.Е., Бер Б.Я. и др., ЖТФ, 2016, Т. 86, Вып. 3, стр. 51-57.
- [3]. Vershkov V.A., Andreev V.F., Grashin S.A., et al., Nucl. Fusion 51 (2011) 094019 (14pp).

## НЕАМБИПОЛЯРНЫЙ ВЫНОС ЭНЕРГИИ НА ВНУТРЕНнюю ЧАСТЬ КРУГОВОГО ЛИМИТЕРА T-10 И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ИТЭР

<sup>1</sup>Химченко Л.Н., <sup>2</sup>Будаев В.П., Грашин С.А., <sup>2</sup>Карпов А.В., <sup>2</sup>Сарычев Д.В.,  
<sup>2</sup>Соломатин Р.Ю.

<sup>1</sup>Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»  
«Проектный центр ИТЭР», г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия [l.khimchenko@iterrf.ru](mailto:l.khimchenko@iterrf.ru)

Проект ИТЭР является первым международным проектом термоядерного реактора. Важнейшей проблемой для реактора являются высокие тепловые нагрузки на первую стенку и дивертор. Например, расчетные тепловые нагрузки на вольфрамовые диверторные пластины в стационаре равны  $10 \text{ МВт/м}^2$ , и могут достигать  $40 \text{ МВт/м}^2$ . Поэтому возникает задача проверки эрозии вольфрама в модельных экспериментах при ИТЭРовских нагрузках.

В докладе представлены результаты эрозии вольфрамовых тайлов кругового лимитера токамака T-10 в режиме со сдвигом плазменного шнура внутрь и мощным СВЧ нагревом плазменного шнура. В этом режиме внутренние W тайлы нагреваются до белого каления, т.е. до  $2000^\circ\text{C}$ . При этом абелизированные профили радиационных потерь показывают, что на краю потери энергии с излучением возрастают, а в центральных областях — уменьшаются. Т.е. не происходит поступления вольфрама в центр.

Характерными признаками эрозии являются металлический блеск оплавленной поверхности края тайла со стороны плазменного шнура, много глубоких трещин и почти однородная белесая боковая поверхность, связанная с дугами, со стороны, удаленной от края плазмы. На поверхности тайлов, попадающей в зону SOL, треки дуг расположены радиально и соответствуют направлению действия силы  $F = -J \times V_p$ . Размеры трещин и их направленность не совпадают с исходными незначительными микротрещинами в образцах. На W тайлах с двух сторон трещины идут параллельно краю пластин. И только в двух самых разогретых тайлах (с e-стороны) — перпендикулярно к краю. При этом края трещин оплавлены дугами. На этих тайлах трещины расположены вдоль градиента температуры и вдоль поперечных треков дуг. По-видимому, это поверхностный эффект, при котором трек дуги оставляет за собой расплавленный W, а при рекристаллизации W трескается, и последующие дуги оплавливают края и расширяют трещину.

В докладе анализируется взаимосвязь трещин и униполярных дуг, и влияние дугообразования на разогрев тайлов. Рассматривается, как наиболее вероятный, механизм неамбиполярного выноса энергии с W плазмой в SOL и возможность возникновения такого механизма в ИТЭР.

Так же обсуждается режим улучшенного удержания, в условиях неамбиполярного выноса энергии на внутреннюю часть кругового лимитера и большого градиента потенциала плазмы на краю плазменного шнура.

## ПЛАЗМЕННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ И СОЗДАНИЯ ВЫСОКОПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

<sup>1,2</sup>Будаев В.П., <sup>1</sup>Федорович С.Д., <sup>1</sup>Дедов А.В., <sup>1</sup>Елецкий А.В., <sup>1</sup>Лукашевский М.В.,  
<sup>1</sup>Бочаров Г.С., <sup>2</sup>Шестаков Е.А., <sup>2</sup>Карпов А.В., <sup>1</sup>Лазукин А.В., <sup>1</sup>Губкин М.К.,  
<sup>1</sup>Хазиев И.А., <sup>1</sup>Мухрыгин А.А.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия,  
[budaev@mail.ru](mailto:budaev@mail.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия

В НИУ «МЭИ» сооружается плазменная установка для исследования взаимодействия высокотемпературной плазмы с металлической поверхностью и плазменно-тепловых испытаний тугоплавких металлов, в том числе вольфрама, молибдена, стали, материалов стенки и дивертора ИТЭР и др. Установка представляет собой линейную систему с мультикасповой схемой магнитного удержания плазмы. Магнитная система состоит из катушек с током, создающих продольное магнитное поле, и постоянных магнитов, формирующих магнитные каспы вдоль оси (мультикасп 6-польный) и обеспечивающих устойчивость линейного разряда. Продольное магнитное поле на оси — до 6 мТл. Диаметр камеры — 180 мм, длина камеры — 600 мм, камера снабжена водным контуром охлаждения, что обеспечит стационарный режим разряда. Проектируемые параметры стационарного (длительностью до 60 мин и более) плазменного разряда: ток плазменного разряда — до 30А, плотность плазмы — до  $10^{18} \text{ м}^{-3}$ , электронная температура — до 4 эВ с фракцией горячих электронов до 30 эВ, ионный поток из плазмы на металлический тестовый образец — до  $3 \times 10^{21} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , рабочий газ — гелий, аргон, дейтерий. Для регистрации параметров плазмы и контроля устойчивости разряда будут разработаны и изготовлены контрольные и диагностические системы, в том числе спектроскопические и зондовые.

Планируется провести цикл работ, направленных на создание технологии получения уникальной высокопористой структуры поверхности тугоплавких металлов с размером пор и нановолокон до 50 нанометров, что в настоящее время недостижимо при промышленном производстве спецдеталей из тугоплавких металлов – вольфрама, молибдена, титана. Будет проверена новая научная идея о росте высокопористых слоев материала в условиях воздействия высокоэнергичными потоками стационарной горячей плазмы (см. обзор [1]), учитывая недавние результаты первых экспериментальных наблюдений пористых слоев с иерархической микро- и наноструктурой вольфрама и молибдена (т.н. «пух» от англ. «fuzz») в установках с высокотемпературной плазмой (см. [2]). Такие высокопористые материалы нового поколения востребованы для эксплуатации при экстремальных тепловых и плазменно-пучковых нагрузках, в том числе, для термоядерных и атомных реакторов, а также для использования в высокотехнологичных отраслях промышленности, для покрытия обтекаемых поверхностей летательных аппаратов с целью уменьшения аэродинамического сопротивления при сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях, для синтеза новых наноструктурных материалов с заданными функциональными свойствами и металлоорганических композитных материалов.

Работа поддержана грантом РФФ 16-19-10531.

### Литература

- [1]. Будаев В.П. Вопросы атомной науки и техники, Сер. Термоядерный синтез 38,4,5-33(2015)
- [2]. Takamura S. Journal of Nuclear Materials 463, 325–328 (2015)



## РАЗРУШЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМОВЫХ ЛИМИТЕРОВ ПРИ МОЩНЫХ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗКАХ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10

<sup>1</sup>Грашин С.А., <sup>2</sup>Архипов И.И., <sup>1</sup>Будаев В.П., <sup>3</sup>Гиниятулин Р.Н., <sup>1</sup>Карпов А.В.,  
<sup>1</sup>Ключников Л.А., <sup>1</sup>Крупин В.А., <sup>3</sup>Литуновский Н.В., <sup>3</sup>Мазуль И.В., <sup>3</sup>Маханьков А.Н.,  
<sup>1</sup>Мартыненко Ю.В., <sup>1</sup>Сарычев Д.В., <sup>1</sup>Соломатин Р.Ю., <sup>4</sup>Химченко Л.Н.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия, [Grashin\\_SA@nrcki.ru](mailto:Grashin_SA@nrcki.ru)

<sup>2</sup>Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, г. Москва, Россия, [igor\\_arkhipov\\_54@mail.ru](mailto:igor_arkhipov_54@mail.ru)

<sup>3</sup>Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, г. Санкт-Петербург, Россия, [amakh@sintez.niiefa.spb.su](mailto:amakh@sintez.niiefa.spb.su)

<sup>4</sup>Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР», г. Москва, Россия, [L.Khimchenko@iterrf.ru](mailto:L.Khimchenko@iterrf.ru)

Планируемое использование вольфрама в качестве материала дивертора ИТЭР требует дополнительных исследований для изучения стойкости вольфрама в условиях высоких тепловых нагрузок в плазме токамака.

На токамаке Т-10 в 2015г. вместо графитовых были смонтированы лимитеры из вольфрама. Лимитеры изготовлены в НИИЭФА им. Ефремова из вольфрама марки ВМП «Полема», применяемого при производстве пластин дивертора ИТЭР. Вольфрам «Полема» не содержит каких-либо примесей и обладает высокой теплопроводностью и теплоемкостью. Вольфрам имеет поликристаллическую структуру с характерным размером зерна 30 мкм и пористую поверхность. Наблюдались микротрещины шириной до 2 мкм как на поверхности, так и в глубине образцов. Вольфрамовые лимитеры Т-10 не имеют активного охлаждения.

В ходе экспериментальной кампании вольфрамовые лимитеры Т-10 подверглись воздействию ~1800 рабочих импульсов. Из них ~250 – 300 импульсов оканчивались срывом и развитием пучка ускоренных электронов. В зоне выхода пучка ускоренных электронов (внутренняя и особенно наружная части кольцевого лимитера вблизи экваториальной плоскости токамака) с экстремальными тепловыми нагрузками свыше 1 ГВт/м<sup>2</sup> наблюдалось сильное оплавление вольфрамовых элементов, а также сильное растрескивание как расплавленной области, так и прилегающих областей. Вблизи этой зоны наблюдались капли расплавленного вольфрама (диаметром до 3 мм) и перепыленный вольфрам. В других зонах камеры Т-10 следов эродированного вольфрама не обнаружено.

В зоне умеренных нагрузок (остальная часть кольцевого и подвижный лимитеры) — до 2 МВт/м<sup>2</sup> следов оплавления нет, но наблюдается заметное растрескивание вольфрамовых элементов. Механизм развития таких трещин не связан с появлением и выходом ускоренных электронов. Одним из возможных механизмов, может быть развитие дуговых процессов на поверхности вольфрама.

Замена углеродных лимитеров на вольфрамовые не привела к значительным изменениям параметров рабочего режима Т-10. Основными примесями по-прежнему являются углерод и кислород. Периферийное излучение, определяемое легкими примесями, изменилось незначительно. Радиационные потери из центра, определяемые вольфрамом сильно выросли, профиль радиационных потерь пикирован. Дана оценка величины концентрации W в плазме Т-10.

### Литература

- [1]. R.A. Pitts, S. Carpentier, F. Escourbiac et al. Journal of Nuclear Materials 438 48 (2013).
- [2]. V.P. Budaev, Yu. V. Martynenko, et al. Journal of Nuclear Materials 463 (2015) 237—240.
- [3]. V.P. Budaev, Yu. V. Martynenko, S.A. Grashin et al. “Tungsten melting and erosion under plasma heat load in tokamak discharges with disruptions” Rep. on 22 PSI Conf., Rome 2016, Journal of Nuclear Materials (2016 in press)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ В РАЗРЯДАХ НА ТОКАМАКЕ T-10

<sup>1</sup>Серов С.В., <sup>1</sup>Тугаринов С.Н., <sup>2</sup>Ключников Л.А., <sup>2</sup>Крупин В.А., <sup>3</sup>vonHellermann M.

<sup>1</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия

<sup>3</sup>FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen, Association EURATOM-FOM

Одним из важнейших методов диагностики термоядерной реакторной плазмы является активная спектроскопическая диагностика или активная спектроскопия, называемая в англоязычной литературе CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy). Активная спектроскопия с использованием диагностического пучка атомов широко используется практически на всех современных токамаках. Она позволяет измерять на периферии и в центре плазмы такие параметры, как ионная температура, концентрация ионов, скорость тороидального и полоидального вращения.

В докладе описано устройство и принцип работы активной спектроскопической диагностики на российском токамаке T-10. Приводится описание основных способов обработки спектров, измеряемых в экспериментах. Также описан метод усреднения данных по нескольким разрядам для уменьшения шумов в спектрах. Для выделения активной спектральной линии из полученного спектра использовалось приближение спектра набором гауссовских компонент. Приведены результаты исследования поведения ионной температуры, измеренной по линии  $5291 \text{ \AA}$  иона  $C^{5+}$  в омических разрядах, а также в разрядах с дополнительным гиротронным нагревом. Показаны результаты исследования пространственно-временной эволюции профиля ионной температуры. Приведены результаты изменения центральной ионной температуры при переходе из ОН в ECRH стадию в зависимости от тока и плотности плазмы, а также зависимости профиля температуры от мощности ЭЦР нагрева.

## НЕРЕЗОНАСНЫЙ ФОТОННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ ДЛЯ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОГО ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА

<sup>1</sup>Атлуханов М.Г., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>1</sup>Иванов А.А., <sup>1,2</sup>Попов С.С., <sup>2</sup>Ушкова М.Ю.

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия,  
e-mail: [atluhanov.m@gmail.com](mailto:atluhanov.m@gmail.com)

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

В настоящее время многие пытаются достичь высокой эффективности нейтральной инжекции для мощных источников — одним из ключевых параметров для нагрева термоядерной плазмы. Газовые перезарядные мишени, основной способ нейтрализации отрицательных ионов, эффективность которых не превышает 60%.

Эффективным способом в достижении нейтрализации близкой к 100%, стоит за созданием фотонной мишени, так как принцип работы такой системы основан на фотоотрыве дополнительного электрона, что допускает выход нейтралов близкого к единице, поскольку обратный процесс маловероятен, а фотоотрыв двух электронов невозможен.

Традиционно предлагаемые [1] методы оптических нейтрализаторов основаны на накоплении фотонов в резонаторах типа Фабри-Перо. Такая концепция нейтрализатора предъявляет жесткие требования на качество используемого излучения, пространственную, температурную и вибростабилизацию оптических элементов, что представляет весьма сложную проблему. Альтернативным способом служит создание мишени на нерезонансном накоплении фотонов между двух параллельных зеркал. В такой системе фотоны удерживались в системе зеркал с многократным отражением. Эффективность такого метода, определяется в основном качеством отражающей поверхности, практически не зависит от качества инжектируемого излучения и не требует сверхточной юстировки оптических элементов.

Последние эксперименты проводились на фотонной ловушке, составленной из отдельных цилиндрических и сферических зеркал с характерным размером 50 мм и радиусом кривизны 250 мм [2]. Эксперименты для этой работы проводились на инжекторе с энергией пучка 8 – 12 кэВ и током 1 мкА, мощность излучения лазера достигала 2 кВт. Полученные коэффициенты нейтрализации для отрицательных ионов водорода составил ~93,5% и дейтерия ~97,9 %.

Полученные результаты показывают эффективность данной методики в накоплении фотонов для нейтрализации пучков отрицательных ионов, позволяющие перейти к экспериментам на более высокой энергии ионов.

В настоящем сообщении представлен статус работ по прототипу фотонного нейтрализатора для пучка отрицательных ионов с энергией около 100 кэВ и током 1 А. Разрабатывается новая геометрия зеркал, производится модернизация накачки излучения в мишень и разработка системы отвода тепла с зеркал.

### Литература

- [1]. J.H. Fink, A.M. Frank, “Photodetachment of electrons from negative ions in a 200 keV deuterium beam source”, Lawrence Livermore Natl. Lab. (1975), UCRL-16844.
- [2]. M.G. Atlukhanov, A.V. Burdakov, A.A. Ivanov, A. A. Kasatov, A. V. Kolmogorov, S.S. Popov, M.Yu. Ushkova and R.V. Vakhrushev. AIP Conf. Proc. 1771, 030024 (2016); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4964180>

## ПРОБЛЕМЫ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ЛИНИЙ БЕРИЛЛИЯ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ИТЭР

<sup>1,2</sup>Кукушкин А.Б., <sup>1</sup>Неверов В.С., <sup>1</sup>Левашова М.Г., <sup>1</sup>Алексеев А.Г.

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва, Россия*

<sup>2</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия*

Исследования возможности восстановления плотности нейтральных атомов изотопов водорода по спектроскопии линий этих элементов в диапазоне видимого света показали, что в условиях сильного фона, созданного рассеянным диверторным светом (РДС), только спектроскопия высокого разрешения и разработка новых алгоритмов интерпретации экспериментальных данных могут обеспечить приближение к тому уровню точности, при котором требования ИТЭР к точности измерений становятся осуществимы в достаточно широком интервале различных сценариев разряда в ИТЭР. Разработанные нами новые алгоритмы составили основу создаваемой синтетической диагностики H-альфа для ИТЭР [1]. Существенной новизной синтетической диагностики [1] является учет РДС и немаксвелловских эффектов, возникающих в кинетике нейтральных атомов изотопов водорода в пристеночной плазме. Использование разработанных алгоритмов для интерпретации данных бальмеровских альфа-линий свечения дейтерия и водорода в токамаке ДЖЕТ с итероподобной стенкой (JET-ILW) [2] позволило найти отношение сигнал/шум для этих линий и подтвердило ожидание возможной значительной роли РДС в ИТЭР. Модель контура линии [3, 4] использована в [5] для анализа спектральной асимметрии линии дейтерия при наблюдении в диверторе в токамаке JET-ILW и анализа синтетических экспериментальных данных (в том числе и для переходов на высоких атомных уровнях).

В этой работе предложено распространение методов синтетической диагностики изотопов водорода на диагностику бериллия в пристеночной плазме ИТЭР. Показано, что основными проблемами являются (а) сильный фон (РДС в линиях бериллия и тормозной континуум), усложняющий решение обратных задач, (б) нехватка данных для тонкой структуры уровней атома в сильном магнитном поле в условиях сравнимых значений зеемановского и мультиплетного расщепления атомных уровней, (в) сложная атомная кинетика из-за наличия метастабильного уровня у нейтрального атома. Представлены предварительные результаты восстановления плотности бериллия в пристеночной плазме ИТЭР по синтетическим спектрам высокого разрешения линий бериллия.

### Литература

- [1]. A.B. Kukushkin, V.S. Neverov, A.G. Alekseev, S.W. Lisgo, A.S. Kukushkin. *Fusion Sci. Tech.*, 2016, 69, 628-642.
- [2]. V.S. Neverov, A.B. Kukushkin, M.F. Stamp, A.G. Alekseev, S. Brezinsek, M. von Hellermann, and JET Contributors. "Determination of divertor stray light in high-resolution main chamber H $\alpha$  spectroscopy in JET-ILW", accepted in *Nucl. Fusion*, 2016.
- [3]. В.С. Неверов, А.Б. Кукушкин, С.В. Лисго, А.С. Кукушкин, А.Г. Алексеев. *Физика плазмы*, 2015, 41, 115–124.
- [4]. A.B. Kukushkin, V.S. Neverov, M.B. Kadomtsev, et al., *Journal of Physics: Conference Series*, 2014, 548, 012012.
- [5]. Lomanowski B.A., et al., *Nucl. Fusion*, 2015, 55, 123028.

## **ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ ИНТЕГРАЦИОННЫХ РАБОТ ПО ВП№02 И ВП№08**

<sup>1</sup>Листопад А.А., <sup>2</sup>Александров Е.В., <sup>1</sup>Бурдаков А.В., <sup>3</sup>Буслаков И.В., <sup>1</sup>Горбовский А.И., <sup>1</sup>Зайцев Е.К., <sup>1</sup>Иванцовский М.В., <sup>1</sup>Манаенкова Ю.А., <sup>3</sup>Модестов В.С.,  
<sup>1</sup>Селезнев П.А., <sup>3</sup>Шагниева О.Б., <sup>1</sup>Шиянков С.В., <sup>1</sup>Шошин А.А.

<sup>1</sup>*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия, e-mail: [a.a.listopad@inp.nsk.su](mailto:a.a.listopad@inp.nsk.su)*

<sup>2</sup>*Проектный центр ИТЭР, г. Москва, Россия, e-mail: [e.alexandrov@iterrf.ru](mailto:e.alexandrov@iterrf.ru)*

<sup>3</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [vmodestov@spbstu.ru](mailto:vmodestov@spbstu.ru)*

На прошедшем этапе выполнен эскизный дизайн устройств для размещения оборудования в верхних портах (ВП) №02 и №08 установки ИТЭР. Были доработаны детальные модели диагностических защитных модулей (ДЗМ) в соответствии с текущими версиями моделей размещаемого оборудования, проработан дизайн каналов водяного охлаждения. Внутри порт-плага между ДЗМ и вакуумным фланцем проработано размещение водяных труб и электрических кабелей, разработаны консоли для поддержки и фиксации диагностических устройств.

Доработка опорных конструкций для размещения оборудования в околопортовом пространстве и порт-камере выполнена также учитывая его актуальный дизайн. В соответствии с предложенной концепцией ОИ блок биозащиты был перенесен из порт-камеры в околопортовое пространство.

При доработке моделей портов учитывались результаты расчетов тепловых, термогидравлических, электромагнитных и сейсмических нагрузок на элементы их конструкций. В процессе проектирования был продуман порядок сборки порт-плага с размещенными в нем элементами устройств с учетом подвода/отвода охлаждающей жидкости и возможности присоединения данных модулей с другими узлами установки. Проработана первая версия плана технического обслуживания порта в зонах вакуумного фланца, околопортовом пространстве и порт-камере.

Полученные в ходе выполнения работы результаты могут быть использованы при конструировании других верхних порт-плагов ИТЭР. Принципиальные конструктивные решения могут быть использованы для проектирования аналогичных систем в установках с подобными режимами работы.

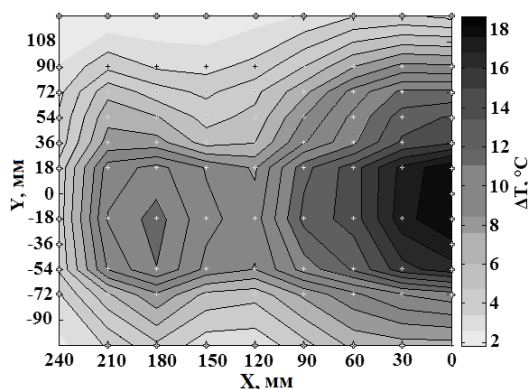
## ФОРМИРОВАНИЕ И ТРАНСПОРТИРОВКА ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА

Сотников О.З., Абдрашитов Г.Ф., Бельченко Ю.И., Дейчули П.П., Иванов А.А.,  
Кондаков А.А., Санин А.Л., Шиховцев И.В.

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия,  
O.Z.Sotnikov@inp.nsk.su*

В ИЯФ им. Г.И. Будкера ведутся работы по созданию инжектора нейтральных атомов водорода с энергией 0,5 – 1 МэВ и током до 1,5 А для установок УТС. На разработанном в ИЯФ источнике отрицательных ионов получен пучок с током до 1 А, энергией до 90 кВ и длительностью до 25 сек. Отличительной особенностью инжектора нейтральных атомов является двухступенчатая схема ускорения отрицательных ионов (ОИ), в которой пучок в ионном источнике ускоряется до энергии ~120 кэВ, затем в промежуточной секции, при повороте пучка магнитным полем, отделяется от сопутствующих частиц (электронов, тяжелых ионов, атомов цезия и др.) и фокусируется на вход ускорительной трубки (находящейся на расстоянии 3.5 м от источника) увеличивающей энергию пучка до 0,5 – 1 МэВ. В докладе описываются результаты работ по формированию интенсивного пучка ОИ и его транспортировке на вход ускорительной трубки.

Измерения тока пучка транспортируемого на вход ускорительной трубки проводились с помощью калориметра. Пример температурного профиля пучка транспортированного на расстояние 3.5 м показан на рисунке. Правый пик на рисунке соответствует пучку ОИ, а левый пучку нейтральных атомов образовавшихся при обдирке ОИ (по мере их транспортировки на калориметр). Было изучено разрушение пучка ОИ при их транспортировке и проведена оптимизация напряжений на электродах ионнооптической системы источника для лучшего формирования пучка и его прохождения на калориметр. В результате проведенной оптимизации на вход ускорительной трубки проведено 70% тока пучка выходящего из источника.



*Рисунок. Температурный профиль пучка H<sup>-</sup>, транспортированного на расстояние 3,5 м. Ток пучка на выходе из ИОС 0,56 А, 82 кВ, мощность, снимаемая с калориметра 4 и 19 кВт для левого и правого пика соответственно.*

### Литература

- [1]. Yu. Belchenko, A. Gorbovsky, A. Ivanov et al. *AIP Conf. Proc.* **1771**, 030012 (2016)

## РАЗРАБОТКА И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВАКУУМНЫХ ВВОДОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЛИНИЙ СВЯЗИ ДЕТЕКТОРНОГО МОДУЛЯ ДМНП

<sup>1</sup>Гавриленко Д.Е., <sup>2</sup>Батюнин А.В., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В., <sup>1</sup>Горбовский А.И., <sup>2</sup>Звонков А.В.,  
<sup>1,3</sup>Иванцовский М.В., <sup>2</sup>Кашук Ю.А., <sup>2</sup>Обудовский С.Ю., <sup>4</sup>Охлупин Ю.С.,  
<sup>1</sup>Пешехонов С.Н., <sup>1</sup>Стешов А.Г., <sup>1</sup>Шиянков С.В., <sup>1</sup>Шошин А.А.

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия,  
[D.E.Gavrilenko@inp.nsk.su](mailto:D.E.Gavrilenko@inp.nsk.su)

<sup>2</sup>Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»  
«Проектный центр ИТЭР», г. Москва, Россия

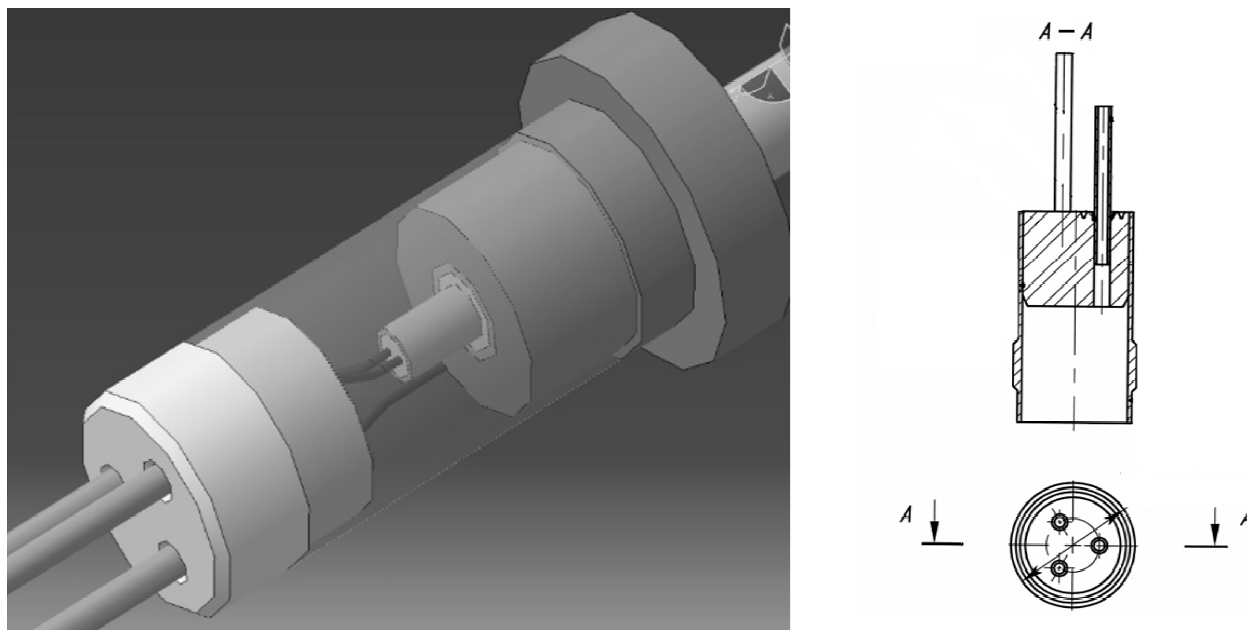
<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

<sup>4</sup>АО «НЭВЗ-КЕРАМИКС», г. Новосибирск, Россия

В 2016 году, при выполнении очередного этапа работ по прототипированию детекторного модуля ДМНП, в ИЯФ СО РАН было принято решение о начале разработки конструкции нового вакуумного ввода. Разработка ведется ИЯФ СО РАН совместно с предприятием АО «НЭВЗ-КЕРАМИКС».

Вакуумные вводы, как элемент конструкции электрических линий связи диагностических систем, предназначены для ввода/вывода электрического сигнала в вакуумные приборы и установки, герметизации проводников энергетических установок.

Конструктивно вакуумный электрический ввод представляет собой металлокерамический узел, состоящий из корпуса (патрубок/фланец), электродов (трубка/проволока). Корпус изделия предназначен для соединения с деталями корпусов установок, приборов, кабелей устанавливаемых на границе вакуума.



Эскизы конструкции вакуумного ввода

Новая конструкция, в полной мере отвечающая требованиям ИТЭР, позволит существенно оптимизировать процесс проектирования и производства электрических линий связи на основе проводников с минеральной изоляцией.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИНЖЕНЕРНЫХ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ПОРТА №11 ИТЭР

<sup>1,4</sup>Суляев Ю.С., <sup>2</sup>Александров Е.В., <sup>2</sup>Борисов А.А., <sup>1,3</sup>Бурдаков А.В.,  
<sup>1,3</sup>Иванцовский М.В., <sup>1,3</sup>Пищинский К.В., <sup>1</sup>Шарафеева С.Р., <sup>1</sup>Шиянков С.В.,  
<sup>5</sup>Люблин Б.В., <sup>5</sup>Сеник К.С., <sup>5</sup>Танчук В.Н., <sup>5</sup>Гапионок Е.И., <sup>5</sup>Белов А.В.,  
<sup>5</sup>Лабусов А.Н., <sup>5</sup>Хохлов М.В.

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия,  
e-mail: [Yu.S.Sulyaev@inp.nsk.su](mailto:Yu.S.Sulyaev@inp.nsk.su)

<sup>2</sup>Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»  
«Проектный центр ИТЭР», г. Москва, Россия, e-mail: [E.Alexandrov@iterrf.ru](mailto:E.Alexandrov@iterrf.ru);

<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

<sup>4</sup>Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

<sup>5</sup>Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д.В. Ефремова, г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [lyublin@sintez.niiefa.spb.su](mailto:lyublin@sintez.niiefa.spb.su)

В докладе обсуждаются результаты нейтронных, теплогидравлических и прочностных расчетов для экваториального порт-плага токамака ИТЭР. Расчетная модель порт-плага была существенно модифицирована с учетом результатов предыдущей итерации инженерных расчетов. Представлены новые технические решения защиты диагностического оборудования и околопортового пространства от радиационного, электромагнитного и теплового воздействия горячей плазмы токамака ИТЭР. Обсуждаются пути оптимизации всей конструкции с целью достижения компромисса между адекватной защитой и массой порт-плага.

В результате оптимизации конструкции опорной рамы околопортового пространства и опорной рамы в порт-камере, в том числе и индивидуальных опорных конструкций становится возможным обслуживание тесно интегрированного диагностического оборудования. Улучшена нейтронная защита прямых каналов диагностик и разработана подробная модель новой конструкция заглушки биозащиты, которые удовлетворяют принципам удаленной сборки и обслуживания согласно правилам ИТЭР.



## РАСЧЕТНОЕ ОБОСНОВАНИЕ СИСТЕМЫ КРЕПЛЕНИЯ ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ К ЗАЩИТНОМУ БЛОКУ МОДУЛЯ БЛАНКЕТА ИТЭР

Томилов С.Н., Свириденко М.Н., Лешуков А.Ю., Муртазина Д.Р.

*Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежалы, г. Москва, Россия, e-mail: [Tomilov@nikiet.ru](mailto:Tomilov@nikiet.ru)*

Термоядерный реактор (ТЯР) ИТЭР, сооружаемый в настоящее время на территории ядерного центра Кадараш (Франция), является крупнейшей экспериментальной плазмофизической установкой, используемой для освоения энергии управляемого термоядерного синтеза (УТС). Одним из ключевых компонентов ИТЭР является система бланкета, предназначенная для защиты вакуумной камеры и внутрикамерных компонентов от теплового и нейтронного излучения, включающая в себя 440 модулей.

Конструктивно модуль бланкета (МБ) представляет собой сборочную единицу, в состав которой входят: панель первой стенки (ПС), защитный блок (ЗБ) и система механического крепления. В данной работе рассматривались МБ, расположенные на своде вакуумной камеры, и модуль внешнего бланкета, расположенный в зоне экваториального порта.

В рамках данной работы было проведено исследование нестационарных полей температур в конструкции МБ для режима Inductive I. Особое внимание уделено распределению температуры в системе крепления панели ПС к ЗБ. Проведен вариативный тепловой расчет МБ — рассмотрены варианты системы крепления с различными конструкционными материалами.

В дальнейшем предполагается использование полученных в данной работе результатов для расчета напряженно-деформированного состояния системы крепления панели ПС к ЗБ МБ ИТЭР.

### Литература

- [1]. A.R. Raffray, B. Calcagno, P. Chappuis, Zhang Fu, Chen Jiming, D-H. Kim, et al., "The ITER blanket system design challenge," Nucl. Fusion 54 (2014) 033004.
- [2]. Leshukov A. «Overview of JSC "NIKIET" activity on ITER Procurement Arrangements», FED 109-111(2016) 61-72.
- [3]. V. Barabash, "Materials challenges for ITER – Current status and future activities", Journal of Nuclear Materials 367–370 (2007) 21–32

## **ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГОНАПРЯЖЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ**

<sup>1</sup>Трапезникова О.В., <sup>1</sup>Свириденко М.Н., <sup>1</sup>Лешуков А.Ю., <sup>1</sup>Размеров А.В.,  
<sup>2</sup>Сафронов В.М.

<sup>1</sup>*Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники  
им. Н.А. Доллежалея, г. Москва, Россия, [trapeznikova@nikiet.ru](mailto:trapeznikova@nikiet.ru)*

<sup>2</sup>*Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»  
«Проектный центр ИТЭР», г. Москва, Россия*

В рамках реализации Соглашения о Поставке теплонапряженных панелей первой стенки blankets ИТЭР разрабатывается конструкция квалификационного макета панели первой стенки (ППС) для демонстрации возможности ее изготовления и аттестации основных технологических процессов.

Конструкция прототипа разработана на основе ППС №14 тип А и включает следующие элементы: энергонапряженные компоненты (пальцы ПС), несущую конструкцию (НКПС), защитный тепловой экран, системы механического крепления и электрической связи (комплект электрических соединителей). Пальцы ПС фиксируются на НКПС с помощью двух силовых сварных швов и соединяются гидравлически трубками системы охлаждения.

Основной целью данной работы является расчетное исследование конструкции пальцев ПС. Выполнен сопряженный теплогидравлический анализ конструкции пальцев ППС с целью оценки распределения температур в материалах конструкции и определения гидравлических параметров теплоносителя в тракте охлаждения.

Полученные результаты подтверждают работоспособность энергонапряженных компонентов ППС в режиме Inductive I.

## **ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КОНСТРУКЦИИ КВАЛИФИКАЦИОННОГО МАКЕТА ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ**

<sup>1</sup>Муртазина Д.Р., <sup>1</sup>Свириденко М.Н., <sup>1</sup>Лешуков А.Ю., <sup>1</sup>Размеров А.В.,  
<sup>1</sup>Трапезникова О.В., <sup>1</sup>Трифонова Е.В., <sup>2</sup>Сафронов В.М.

<sup>1</sup>*Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники  
им. Н.А. Доллежала, г. Москва, Россия, [nikiet@nikiet.ru](mailto:nikiet@nikiet.ru)*

<sup>2</sup>*Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»  
«Проектный центр ИТЭР», г. Москва, Россия, [support@iterrf.ru](mailto:support@iterrf.ru)*

В рамках реализации Соглашения о Поставке теплонапряженных панелей первой стенки blankets ИТЭР (№1.6.P1A.RF.01, от 14.02.2014), специалисты АО «НИКИЭТ» совместно с АО «НИИЭФА» разрабатывают конструкцию квалификационного макета панели первой стенки (ППС) для демонстрации возможности ее изготовления и квалификации основных технологических процессов.

Объектом исследования в рамках данной работы является конструкция квалификационного макета панели первой стенки, разработанная на базе конструкции ППС №14 тип А, включающая несущую конструкцию первой стенки (НКПС), систему механического крепления (СК) ППС к защитному блоку (ЗБ), систему электрической связи с ЗБ, энергонапряженные компоненты (пальцы ПС) и защитный тепловой экран (ЗТЭ).

В рамках данной работы выполнена адаптация конструкции квалификационного макета ППС к возможностям производственной базы АО «НИКИЭТ» с учетом результатов изготовления и испытания полупрототипа ППС, включающего три пары пальцев ПС и фрагмент НКПС.

Выполнен теплогидравлический анализ измененной конструкции квалификационного макета ППС, по результатам которого подтверждена ее работоспособность в рассматриваемых режимах работы установки ИТЭР.

## **ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ДЛЯ МАЛОРАКУРСНОЙ ТОМОГРАФИИ**

Хованский А.В.

*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк,  
г. Москва, Россия, e-mail: [hovansky@triniti.ru](mailto:hovansky@triniti.ru)*

В работе приведена неулучшаемая (по сложности алгоритма на потоке) оценка линейного функционала от решения обратной задачи Радона [1, 2] без решения обратной задачи. Это достигается с помощью обобщения понятия сопряжённого оператора [3 – 5], а также решения серии прямых задач и обращения матрицы существенно меньшего порядка, чем матрица Радона или вейвлетная матрица К–метода [1]. К тому же эти вычисления производятся заранее. Приемлемость оценки по точности и устойчивости проверялась сравнением её с аналогичной оценкой, полученной с помощью решения обратной задачи Радона. В частности, эта оценка позволяет оценить в «реальном времени» «нейтронный выход», а также координаты центра тяжести распределения нейтронного источника в малоракурсной нейтронной томографии на токамаках.

### **Литература**

- [1]. А.В. Хованский, Быстрый вариант К–метода с универсальной настраиваемой схемой сканирования для решения задач малоракурсной томографии на токамаках. М., Математическое Моделирование, 2012, V. 25, № 6, с. 65 – 80.
- [2]. Ф. Наттерер, Математические аспекты компьютерной томографии. М, Мир. 1990.
- [3]. Ф.Р. Гантмахер, Теория матриц. М. Наука, 1967.
- [4]. В.В. Воеводин, Ю.А. Кузнецов, Матрицы и вычисления. М., Наука, 1984.
- [5]. А.Н. Колмогоров, С.В. Фомин, Элементы теории функций и функционального анализа. М., Наука, 1972.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА НГ-24М

<sup>1</sup>Кормилицын Т.М., <sup>2</sup>Амосов В.Н., <sup>2</sup>Мещанинов С.А., <sup>2</sup>Обуловский С.Ю.

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская область, Россия, [timofey.kormilitsyn@phystech.edu](mailto:timofey.kormilitsyn@phystech.edu)

<sup>2</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк, г. Москва, Россия, [amosov@triniti.ru](mailto:amosov@triniti.ru)

Системы детектирования нейтронов предполагают необходимость их калибровки в условиях близким к рабочим, что требует наличия соответствующего источника с известными параметрами, такими как зависимость плотности потока и энергий нейтронов от угла относительно оси генератора.

В ходе работы с помощью алмазного CVD детектора было исследовано поле излучения нейтронного генератора НГ-24М при разных режимах работы генератора и в разных точках пространства относительно мишени.

В процессе подготовки эксперимента была проведена и описана процедура калибровки алмазных детекторов с помощью источника  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$ .

По результатам эксперимента сделаны следующие выводы:

Режимы работы генератора лежат в более широком диапазоне ускоряющего напряжения и тока трубки, чем предложенный в руководстве по эксплуатации диапазон. Это позволяет получать большее количество различных значений потока нейтронов.

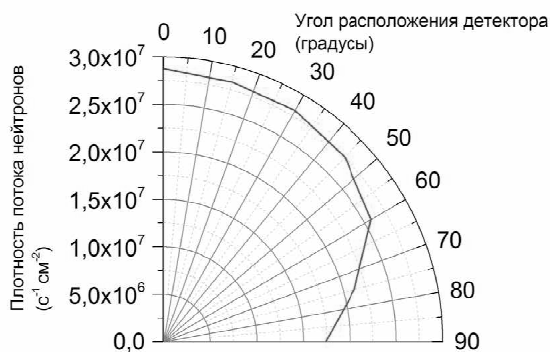
Полученные значения энергии нейтронов под углом  $0^\circ$  лежат в диапазоне от 14,71 до 14,87 МэВ при вариации ускоряющего напряжения от 100 до 200 кВ. Для используемого в расчёте ускоряющего напряжения 200 кВ расхождение экспериментального результата (14,87 МэВ) со значением, полученным теоретически (14,89 МэВ) практически отсутствует.

Экспериментальные данные вкупе с расчетами предполагают, что газ в трубке нейтронного генератора содержит большое количество ионов молекулярного дейтерия и трития. Этот факт необходимо учитывать при расчете зависимости энергии от угла вылетающего нейтрона.

Измерена диаграмма направленности излучения генератора. Показана пространственная анизотропия поля излучения нейтронного генератора, однако вблизи плоскости мишени она обусловлена в основном «тенью» конструкции самого генератора.

С помощью алмазного детектора была измерена плотность потока нейтронов в аттестованной точке поля, которая с хорошей (~5%) точностью совпала со значением, полученным методом нейтронно-активационного анализа.

Нейтронный генератор НГ-24М по результатам эксперимента демонстрирует возможность тонкой настройки значения плотности потока и энергии нейтронов. При относительно малых размерах генератор дает возможность моделировать потоки нейтронов, соответствующие рабочим режимам нейтронной диагностики токамака ИТЭР.



## ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ И ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКАХ Т-10 И Т-11М С ПОМОЩЬЮ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ И ВРЕМЯПРОЛЁТНОЙ РЕФРАКТОМЕТРИИ

<sup>1</sup>Петров А.А., <sup>2</sup>Вершков В.А., <sup>1</sup>Петров В.Г., <sup>2</sup>Шелухин Д.А.

<sup>1</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк, г. Москва, Россия, e-mail: [petroff@triniti.ru](mailto:petroff@triniti.ru)

<sup>2</sup>НИЦ "Курчатовский институт", г. Москва, Россия, e-mail: [V.Vershkov@fc.iterru.ru](mailto:V.Vershkov@fc.iterru.ru)

В настоящее время корреляционная рефлектометрия [1] является широко распространённым методом измерения поведения флуктуаций плотности плазмы на целом ряде крупных установок: Т-10, JET, Tore Supra, JT-60, etc. В ИТЭР для проведения полоидальных и тороидальных корреляционных измерений флуктуаций и профиля плотности плазмы Россией разрабатывается рефлектометрия со стороны сильного поля (HFSR) [2]. Аппаратура для этих исследований будет размещена в трёх диагностических сечениях ИТЭР и объединена в единый измерительный комплекс.

Недавно было предложено расширить проект HFSR ИТЭР рефрактометрическими измерениями — на просвет [3], используя окно прозрачности для необыкновенной волны в ИТЭР (40 – 110 ГГц). Это позволит определить интеграл плотности по хорде зондирования и форм-фактор профиля плотности [4].

В рамках отработки методических и схемотехнических решений, принятых для HFSR ИТЭР, на установках Т-10 и Т-11М проводится работа по тестированию макетов рефлектометров и рефрактометров. Результаты измерений по единой методике, проведенные на установках разных размеров, позволят уточнить масштабный скейлинг зависимости флуктуаций плотности от размеров плазмы и других параметров установки и, следовательно, уточнить прогнозы об ожидаемом уровне флуктуаций в ИТЭР для различных сценариев.

Описываются схемы экспериментов, проведенных на токамаках Т-10 и Т-11М рефрактометром/рефлектометром. Приводятся блок-схемы двухканального гетеродинного корреляционного рефлектометра Ка диапазона (26,5 – 40,0 ГГц) и импульсного времяпролётного рефрактометра с частотой зондирования 94 ГГц на Т-11М.

Приводятся первые результаты, полученные при применении корреляционной рефлектометрии на Т-11М в ходе экспериментов с литиевым лимитером. Оценивается угловая скорость вращения плазмы в Т-11М, приводятся спектры флуктуаций при различных значениях плотности электронов. Проведено сравнение значений плотности полученных с помощью рефрактометра и Коттон-Мутон поляриметра [5] на Т-11М; рефлектометра в режиме 1-проходного рефрактометра (на просвет) с микроволновым интерферометром на Т-10. Предлагается параметрическая зависимость частоты МГД колебаний от параметров установки.

### Литература

- [1]. Д.А. Шелухин, С.В. Солдатов, В.А. Вершков, А.О. Уразбаев. Применение рефлектометрии для оценки локальных параметров флуктуаций плотности плазмы, Физика плазмы, 2006, Т. 32, N 9. с. 771-781.
- [2]. System Design Description Document (DDD) for 55F9 HFS Reflectometry (ITER\_D\_3WD9DT v2.1)
- [3]. Krasilnikov A.V., Kaschuck Yu.A., Vershkov V.A., Petrov A.A., Petrov V.G., Tugarinov S.N. Int. Conf. on Fusion Reactor Diagnostics, Varenna, Italy, Sept. 9–13, 2013.
- [4]. Petrov A.A., Petrov V.G. Rev. Sci. Instrum. 74, **2003**. P.1465.
- [5]. Петров В. Г., Петров А. А., Малышев А. Ю. и др. Физика плазмы, т. 30, №2, **2004**. С. 129.

## ПРОГРЕСС В РАЗРАБОТКЕ РЕФРАКТОМЕТРА ДЛЯ ИТЭР

<sup>1</sup>Петров В.Г., <sup>1</sup>Петров А.А., <sup>1</sup>Солодовников С.Г., <sup>2</sup>Вершков В.А., <sup>2</sup>Шелухин Д.А.,  
<sup>2</sup>Субботин Г.Ф., <sup>2</sup>Лукьянов В.В.

<sup>1</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк,  
г. Москва, Россия, [vpetrov@triniti.ru](mailto:vpetrov@triniti.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва,  
Россия, [v.vershkov@fc.iterru.ru](mailto:v.vershkov@fc.iterru.ru)

Рефлектометр со стороны сильного магнитного поля (РСП) первоначально включал в свой состав только компоненты на стороне сильного магнитного поля, но оказалось, что при этом достаточно проблематично выполнить все требования к рефлектометру, особенно для измерений интегральной плотности плазмы вдоль хорды наблюдения. С другой стороны, такие измерения возможно выполнить в режиме «на просвет», используя окно прозрачности плазмы ИТЭР для необыкновенной волны между верхней и нижней частотами отсечки (~40 – 110 ГГц), ниже частот поглощения на электронно-циклотронных резонансах. Проведенный анализ показал, что такие измерения могут быть проведены при установке дополнительной антенной системы (1 – 2 антенны с волноводной системой) в экваториальном порту 8, как раз напротив антенной системы РСП. В этом случае для приема/излучения микроволнового излучения могут использоваться штатные антенны РСП.

На основе такого предварительного анализа по просьбе МО ИТЭР в ДА РФ были выработаны предложения о включении в РСП измерительных каналов на стороне слабого магнитного поля в экваториальном порту 8, с использованием этих каналов в основном в режиме на просвет [1]. Это дает возможность реализовать измерения интегральной плотности в РСП.

Расширение проекта HFS рефлектометра (РСП), кроме возможности определять среднехордовую плотность в ИТЭР по измеренному значению времени распространения излучения в плазме, также позволит оценивать фактор пикированности профиля плотности плазмы в рамках параболической модели, при одновременных измерениях на нескольких частотах [2, 3]. Вдобавок, это также должно существенно улучшить качество измерений профиля плотности плазмы HFS-рефлектометром ИТЭР, особенно в режимах с повышенным уровнем турбулентности плазмы.

В данной работе представлены первые итоги проведенной работы по интеграции канала рефлектометра в РСП. Рассмотрены вопросы выбора функциональной схемы рефлектометра, рей-трейсинга микроволнового излучения в плазме ИТЭР, расчета соотношения с/ш при измерениях на просвет, интеграции канала рефлектометра в ИТЭР, подготовки основных документов к мини-CDR, который предварительно намечен на начало 2017 г.

### Литература

- [1]. A.V. Krasilnikov, Y.A. Kaschuck, V.A. Vershkov, A.A. Petrov, V.G. Petrov, S.N. Tugarinov. International Conference on Fusion Reactor Diagnostics, Varenna, Italy September 9–13, 2013.
- [2]. A.A. Petrov and V. G. Petrov. Rev. Sci. Instrum. 74, 2003, 1465–1468.
- [3]. В. Г. Петров, А. Ю. Малышев, В. К. Марков и др. Физика плазмы, 2012, том 38, № 4, с. 376–385.

## ПРИМЕНЕНИЕ ПАКЕТА ZEMAX ДЛЯ РЕЙТРЕСИНГА СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ИТЭР

Петров В.Г., Скопинцев Д.А.

*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, округ Троицк, г. Москва, Россия, e-mail: [scopintsev.d.a@triniti.ru](mailto:scopintsev.d.a@triniti.ru)*

Расчеты распространения микроволнового излучения в плазме ИТЭР с учетом реальной геометрии диагностической системы (HFR) ИТЭР имеют большое значение для оценки качества измерений среднехордовой плотности плазмы в режиме на просвет (рефрактометр), поскольку дают возможность определять потери микроволнового сигнала в плазме и оценить соотношение сигнал/шум в измерениях.

Расчеты проводились для сценария 2 ИТЭР ( $N_{\text{emax}} = 1,02 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $B_0 = 6,2 \text{ Т}$ ,  $T_{\text{emax}} = 24,8 \text{ кэВ}$ ), при зондировании со стороны слабого магнитного поля. Окно прозрачности для этого сценария находится в диапазоне 55 – 110 ГГц.

Апертура передающей антенны в расчетах принималась равной 60 × 60 мм, приемной — 18 × 58 мм, антенны располагались в районе экваториальной плоскости.

При проведении расчетов в пакете Zemax используется приближение геометрической оптики с использованием уравнения эйконала [1]:

$$\nabla S(\vec{r}) = n\vec{s}, \quad (\nabla S)^2 = n^2$$

где  $n$  — показатель преломления среды,  $\vec{s} = \vec{k}/k$  — единичный вектор (лучевой вектор), указывает направление распространения плоской волны.

Для возможности проведения расчётов с использованием пакета Zemax была подготовлена и протестирована программа для определения коэффициента преломления плазмы ИТЭР на X-волне из данных о распределении плотности  $N_e(r)$  и полного магнитного поля  $B_{\text{tot}}(r)$  (использовалась матрица 513 × 513 точек), затем на её основе была создана динамическая библиотека (файл с расширением .dll) для встраивания в проект Zemax, используемый для расчетов распространения излучения в плазме ИТЭР с необходимым учётом пространственного распределения коэффициентов преломления плазмы на X-волне.

Проведены предварительные расчеты распространения микроволнового излучения в плазме ИТЭР с учетом реальной геометрии системы (HFR) ИТЭР. Проведен анализ полученных результатов для сценария 2 ИТЭР.

### Литература

[1]. Борн М., Вольф Э. Основы оптики, пер. с англ., М.: Наука, 1973. 720 с. 129.



## ЭНЕРГОПОГЛОЩАЮЩИЙ РЕЗИСТОР СИСТЕМЫ ОПЕРАТИВНОЙ КОММУТАЦИИ ТОКА ИТЭР

Еникеев Р.Ш., Рошаль А.Г., Сапожников К.С., Коптелов Г.Ю., Шилов А.В.,  
Кавин А.А., Танчук В.Н., Григорьев С.А.

*Акционерное Общество «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», Санкт-Петербург, Россия*

В международном экспериментальном термоядерном реакторе ИТЭР, перед каждым рабочим циклом, в полоидальной магнитной системе будет запасаться энергия величиной до 8 ГДж. Часть запасенной энергии будет использована для инициации пробоя газовой смеси и начала нарастания тока плазмы на обходе тора [1]. Это реализуется с помощью специальных гибридных (механических и полупроводниковых) сильноточных коммутаторов и мощных энергопоглощающих резисторов способных рассеивать энергию, запасенную в катушках полоидальной системы при срабатывании коммутаторов.

Питание сверхпроводящих катушек магнитной системы ИТЭР будет осуществляться через AC/DC преобразователи. Напряжение на обходе тора, необходимое для инициации пробоя газовой смеси, будет создаваться с помощью резисторов, включенных последовательно с модулями центрального соленоида (CS) и двумя катушками полоидального поля (PF) - PF1 и PF6, при срабатывании сильноточных коммутаторов, включенных параллельно с резисторами [2]. Также коммутаторы будут использованы, чтобы поэтапно изменять напряжение, приложенное к катушкам, во время и после фазы нарастания начального тока плазмы. Сильноточные коммутаторы совместно с резисторами формируют так называемую систему оперативной коммутации тока (SNU) [3].

В статье описывается конструкция энергопоглощающего резистора системы SNU, его характеристики, а также результаты испытаний, проведенных на разработанном и изготовленном в АО «НИИЭФА» полноразмерном прототипе. Прототип представляет собой 1/4 от резистора, рассчитанного на рассеивание энергии до 2.2 ГДж, и имеет собственную независимую систему принудительного охлаждения. В частности, особое внимание уделялось проведению тепловых и импульсных токовых испытаний с целью исследования и предотвращения деформации элементов резистора, возникающих вследствие термических и электродинамических нагрузок.

Разработанная в АО «НИИЭФА» конструкция резистора системы SNU имеет низкую (порядка нескольких мкГн) индуктивность, высокую рабочую температуру резистивного элемента до 400°C и высокую надежность, обеспечивающую его безотказную работу в течение 30 000 циклов.

Успешные результаты испытаний подтвердили пригодность конструкции резисторов и их соответствие требованиям технической спецификации заказчика, что позволило начать производство опытной партии для поставки в ИТЭР.

### Литература.

- [1]. Глухих В.А., Беляков В.А., Минеев А.Б., “Физико-технические основы управляемого термоядерного синтеза: Учеб. пособие”, Санкт-Петербург, 2006, стр. 51-52.
- [2]. Глухих В.А. и др. “Основы проектирования магнитных термоядерных реакторов”, Санкт-Петербург, 2016, стр. 440-441.
- [3]. А. Рошаль и др.,” Design and analysis of Switching Network Units for the ITER coil power supply system”, Fusion Engineering and Design, Volume 86, Issues 6–8, October 2011, Pages 1450–1453.

## **СТАТУС СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ИТЭР**

Лелехов С.А.

*Частное учреждение ГК Росатом «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия,  
[s.lelekhov@iterrf.ru](mailto:s.lelekhov@iterrf.ru)*

Сверхпроводящая электромагнитная система (ЭМС) международного экспериментального термоядерного реактора (ИТЭР) - самая дорогостоящая система установки. Стоимость её вместе с системой криогенного обеспечения составляет около 70 % от полной стоимости реактора. Производство сверхпроводящих проводников и изготовление из них катушек ЭМС является высокотехнологичным. Начиная с 2008 года, ведущие мировые, индустриальные державы приступили к изготовлению сверхпроводящих Nb-Ti и Nb<sub>3</sub>Sn стрендов, линий по изготовлению проводников и намоточного оборудования для намотки катушек. Все сложности, которые возникали на разных этапах процесса изготовления, в данный момент успешно преодолены. Работа по изготовлению катушек ЭМС ИТЭР вышла на завершающую стадию. В докладе даётся информация о состоянии дел с изготовлением ЭМС ИТЭР на сегодняшний день.

## СПИСОК АВТОРОВ

<b>В</b>	
Baiwa Ch.K.	138
<b>С</b>	
Chaurasia Sh.	138
Chen S.N.	51
Ciardi A.	51
<b>F</b>	
Fuchs J.	51
<b>К</b>	
Khlar B.	51
Kiviniemi T.P.	60
Korpilo T.	60
<b>L</b>	
Leerink S.	60
<b>M</b>	
Machielsen M.	60
Munda D.S.	138
<b>N</b>	
Niskala P.	60
<b>R</b>	
Rao U.	138
Rastogi V.	138
Revet G.	51
<b>V</b>	
von Hellermann M.	314
<b>A</b>	
Абакарова Х.М.	293
Абакумов В.И.	287
Абдрашитов Г.Ф.	318
Абрамов И.С.	186
Аванесов С.Д.	304
Авдеева Г.Ф.	102
Аверин К.А.	194
Аверина Т.А.	249
Агафонов А.В.	135, 187, 211, 212, 213, 224, 226, 233, 243
Акимова И.В.	138
Акунец А.А.	138, 139, 140
Александров Е.В.	303, 316, 320
Александров В.В.	155, 156

Александров Н.Л.	277, 279
Александрова И.В.	140
Алексеев А.Г.	316
Алексеев А.И.	270
Алексеев Д.И.	304
Алиев Ю.М.	252
Алтухов А.Б.	70, 91, 105
Алхимова М.А.	51
Амиров Р.Х.	255
Амосов В.Н.	325
Ананьев С.С.	65, 129, 159, 160, 161, 256
Андреев В.В.	216, 265, 274, 275
Андреев С.Н.	43
Андриенко А.А.	294
Аникеев А.В.	62
Аникеев М.А.	62, 114, 117
Анохин Е.М.	279
Анпилов А.М.	221, 297
Апфельбаум Е.М.	171, 175
Аракчеев А.С.	302
Арделян Н.В.	286
Аржанников А.В.	82, 272
Арсенин В.В.	37, 83
Артемьев А.В.	49
Артемьев К.В.	296
Архипенко В.И.	70
Архипов И.И.	310, 313
Асанина С.Г.	274
Аскинази Л.Г.	42, 60
Астапенко Г.И.	160
Астафьев А.М.	204
Астафьева К.А.	264
Астрелин В.Т.	271
Атлуханов М.Г.	315
Атоян Л.	134
Ахатов М.Ф.	215, 218, 231
Ахмадуллина Н.С.	246
<b>Б</b>	
Бабинов Н.А.	98, 306
Бабицкий В.С.	259

Багаутдинова Л.Н.	217
Багдасаров Г.А.	180, 256
Багрянский П.А.	45, 62, 87, 114, 117
Бадриев И.Б.	181
Баженов А.Н.	98, 306
Байдин И.С.	226, 233, 243
Балмашнов А.А.	195, 196
Бардаков В.М.	257
Бармина Е.В.	43
Баронова Е.О.	167
Бархударов Э.М.	221, 297, 298
Басилая А.Д.	160
Бастыкова Н.Х.	143
Батаев В.А.	302
Батаев И.А.	302
Батанов Г.М.	95, 118, 119, 246, 296
Баткин В.И.	81, 85
Батюнин А.В.	319
Бахарев Н.Н.	73, 76, 94, 99, 102
Баяхметов О.С.	146
Безотосный П.И.	140
Беклемишев А.Д.	45, 61, 75, 77, 85, 114, 117
Белов А.А.	131
Белов А.В.	320
Белов И.А.	137
Белов С.О.	277
Белова Н.Е.	268
Белокуров А.А.	42, 60
Бельков С.А.	137
Бельченко Ю.И.	318
Беляев В.Ю.	204
Бережецкая Н.К.	296
Бестужев К.О.	304
Битюрин В.А.	251
Бишаев А.М.	74, 80
Блохин И.С.	140
Богачёв Н.Н.	71
Богданов А.В.	230
Богомаз А.А.	225
Богомоллов В.И.	153

Борзосекон В.Д.	95, 118, 119, 246
Борисенко Н.Г.	138, 139
Борисов А.А.	320
Боровов А.Е.	111, 112, 113
Борщеговский А.А.	93
Бочаров А.Н.	251
Бочаров Г.С.	312
Бочкарев С.Г.	127, 150
Браницкий А.В.	156
Брантов А.В.	125, 127, 151, 252
Брунков П.Н.	310
Будаев В.П.	311, 312, 313
Будин А.В.	225
Букреев И.М.	98, 306
Буланин В.В.	60
Буланов С.В.	180
Булдаков М.А.	40, 101
Булейко А.Б.	261
Бурдаков А.В.	45, 63, 64, 77, 81, 85, 302, 303, 315, 317, 319, 320
Бурдонов К.Ф.	51
Бурмасов В.С.	81, 82, 85
Буслаков И.В.	317
Бутко Н.Б.	195
Буш А.А.	80
Быченков В.Ю.	125, 126, 127, 149, 150, 151, 252
Бычков В.Л.	286, 287, 288
<b>В</b>	
Вагин К.Ю.	148
Вайс О.Е.	150
Валиев Р.И.	217
Варфоломеев В.И.	106
Васильев А.А.	302
Васильев Н.Н.	309
Васильева Н.Г.	77
Василькин Д.П.	235
Васильков Д.Г.	59, 116, 238
Ваулин Д.Н.	270, 287, 289
Вафин И.Ю.	120
Векленко Б.А.	174
Велихов Е.П.	129

Вергунова Г.А	124, 143
Вертков А.В.	67
Вершков В.А.	40, 57, 101, 326, 327
Викторов М.Е.	87, 228
Виноградов В.П.	129, 161
Виноградова Ю.В.	129, 161
Вихрев В.В.	167, 229
Вовченко Е.Д.	290
Водопьянов А.В.	222, 227, 228
Войтенко Д.А.	129, 160, 161
Волков Г.С.	155
Волков С.М.	304
Воробьев В.С.	175
Воробьев М.С.	271
Воронин А.В.	76, 310
Воронич И.Н.	137
Воронковский В.А.	303
Воронова Е.В.	238
Воронченко С.А.	80
Вуколов К.Ю.	309
Вячеславов Л.Н.	302
<b>Г</b>	
Гавриков М.Б.	74, 80, 207
Гавриленко Д.Е.	303, 319
Гаврилин Р.О.	230
Гаврилкин С.Ю.	140
Гаджиев М.Х.	285
Гайсин А.Ф.	217, 231
Гайсин Аз.Ф.	218
Гайсин Ф.М.	215, 217
Галаджева О.В.	246
Галимзянов И.И.	215, 218, 231
Гапионок Е.И.	320
Гаранин С.Ф.	162
Гасилов В.А.	133, 180, 256
Герасимов А.В.	200
Герваш А.А.	301
Герман В.О.	208
Гин Д.Б.	42
Гинзбург В.Н.	51
Гиниятулин Р.Н.	301, 313
Глазырин С.И.	125
Глинов А.П.	208, 209

Глявин М.Ю.	95
Голачев В.	308
Головин А.П.	208, 209
Голубев А.А.	230
Голубев С.В.	198
Голубь А.П.	189
Голятина Р.И.	144, 145
Гончаров Е.С.	188
Гончаров П.Р.	73, 99, 100
Горбовский А.И.	85, 303, 317, 319
Гордеев А.В.	232
Гордеев В.С.	156
Горн А.А.	201, 262
Горшков А.В.	93
Горяинов В.Ю.	76
Господчиков Е.Д.	62, 69, 87
Грабельных О.И.	263
Грабовский Е.В.	155, 156
Грашин С.А.	40, 58, 89, 110, 310, 311, 313
Гребенщикова М.М.	280
Григоренко Н.В.	304
Григорьян Г.М.	206
Грицинин С.И.	296
Грицук А.Н.	155, 156
Гришина И.А.	120
Гришков В.Е.	269
Громов А.И.	138
Грушин А.С.	166
Губкин М.К.	312
Гуреев В.М.	84
Гурей А.Е.	130
Гурченко А.Д.	60, 70, 91, 105
Гурьева Т.М.	301
Гусаков Е.З.	60, 70, 91, 96, 105
Гусев В.К.	73, 76, 94, 99, 102, 106
Гусейн-заде Н.Г.	48
Гуськов С.Ю.	123, 127, 141
<b>Д</b>	
Даванков В.А.	139
Давыдов А.М.	254
Данилкин И.С.	115

Данилов А.В.	57
Данилов И.В.	305
Данько С.А.	129, 256
Двинин С.А.	192, 283, 284
Двоенко А.В.	297
Дедов А.В.	312
Дейчули П.П.	318
Демидов Б.А.	256
Демура А.В.	210
Демченко Н.Н.	123, 143
Деркач В.Н.	137
Десятков А.В.	80
Дешко К.И.	270
Джангобегов В.В.	158
Джурик А.С.	67
Дзлиева Е.С.	242
Дмитриев А.М.	98, 306
Дмитриев Ю.В.	153
Днестровский А.Ю.	55, 57, 58, 89, 100
Днестровский Ю.Н.	40, 57
Довженко В.А.	192
Долгачев Г.И.	273
Долголева Г.В.	142
Долинский В.Ю.	162
Дорофеюк А.А.	291, 295
Дремин М.М.	111, 112, 113
Дроздов Д.	289
Дроздовский А.А.	230
Дроздовский С.А.	230
Дубинов И.Д.	222
Дудчик Н.В.	258
Дунаевский А.	114
Душина Л.А.	137
Дятко Н.А.	205, 206
<b>Е</b>	
Егоров В.Л.	303
Елагин В.В.	111, 112, 113
Елецкий А.В.	312
Елин И.П.	136
Елисеев Л.Г.	79
Елкин В.Н.	305
Еремеев А.А.	51, 128
Ермолаева А.И.	108, 109, 110

Ернылева С.Е.	261
Есипов Л.А.	91, 105
Ефимов А.В.	236, 244
<b>Ж</b>	
Жарков М.Ю.	67
Желтухин В.С.	181
Жидков Н.В.	136
Жубр Н.А.	42, 60
<b>З</b>	
Завьялов Н.В.	156
Зайцев Е.К.	303, 317
Залавутдинов Р.Х.	310
Замчий Р.Ю.	204
Звонков А.В.	303, 319
Зеленый Л.М.	49
Зелинска Е.	129
Землянский Ю.Н.	303
Земцов И.А.	58, 88, 89, 92
Зенин В.Н.	79
Зимин А.М.	309
Змиевская Г.И.	249
Змитренко Н.В.	123, 141
Знаменская И.А.	250, 278
Зотов И.В.	90
<b>И</b>	
Ибляминова А.Д.	73, 76, 94
Ибрагимов А.Р.	282
Иваненко О.М.	140
Иваненко С.В.	98, 306
Иваненков Г.В.	165
Иванов А.А.	45, 62, 315, 318
Иванов В.А.	291, 295
Иванов Д.О.	205
Иванов Д.П.	97
Иванов И.А.	64, 77, 81, 82, 85
Иванов И.Э.	278
Иванов С.Д.	257
Иванов С.Н.	183, 214
Иванова И.П.	264
Иванцовская Н.Г.	303
Иванцовский М.В.	303, 317, 319, 320
Игнатъев Н.Г.	153

Изотов И.В.	198
Ильгисонис В.И.	103
Ионих Ю.З.	205
Иосилевский И.Л.	46, 68
Ирзак М.А.	91
Исаев А.А.	290
Исаев М.Ю.	101
Исакаев Э.Х.	285
Искаков И.М.	217
<b>К</b>	
Кавеева Е.Г.	113
Кадников Д.В.	234
Казак А.В.	258
Казаков Е.Д.	256, 273
Казанский П.Н.	193, 236, 244
Казанцев А.В.	257
Казеев М.Н.	267
Кайканов М.	144
Калашников А.В.	195, 196
Калашников В.В.	196
Калинин Ю.Г.	129, 256, 273
Калинников В.Г.	43
Калиткин Н.Н.	131, 132
Каменцев К.Е.	80
Камолова Т.И.	291, 295
Канашенко С.Л.	255
Кандауров И.В.	271, 302
Канцырев А.В.	230
Каньшин И.А.	276
Капралов В.Г.	93, 111, 112, 113
Карасев В.Ю.	242
Кармацкий Р.Е.	193, 244
Карпов А.В.	311, 312, 313
Карпов С.А.	125, 149
Карташов И.Н.	281
Касатов А.А.	82, 302
Касьянова Н.В.	90
Кашапов Н.Ф.	282
Кащук Ю.А.	307, 319
Каюмов Р.Р.	215, 218, 231
Квашнин А.Н.	98, 306
Квятковски Р.	129

Кивиниеми Т.	91
Киндышева С.В.	277
Кирий Н.П.	238
Кириллов С.Ю.	305
Кирнева Н.А.	40
Кирпичников А.П.	200
Киселев Е.О.	94
Кладко С.Г.	211
Клименко М.В.	303
Ключников Л.А.	40, 58, 88, 89, 92, 93, 313, 314
Ковалев А.О.	307
Коваль А.Н.	98, 306
Коваль Н.Н.	271
Коданова С.К.	143, 144, 145
Кодирзода З.А.	283
Козинцева М.В.	74, 80
Козлитин И.А.	132
Козлов Е.Ф.	267
Козлов П.В.	209
Козловский К.И.	290
Койдан В.С.	84, 267
Кокоулин Н.М.	294
Колганов В.Ю.	305
Колик Л.В.	118, 246
Кологривов А.А.	166
Команда Т-10	40
Кондаков А.А.	318
Кончечков Е.М.	95, 118, 246
Коньжев М.Е.	291, 295
Корешева Е.Р.	140
Коржавина М.С.	62, 114, 117
Коржиманов А.В.	51
Кормилицын Т.М.	325
Корнев В.А.	42, 60
Корнев Р.А.	254
Корнеев Ф.А.	127
Корнеева М.А.	274
Корниенко С.Н.	84
Коробейникова О.А.	62, 114, 117
Коробкин Ю.В.	166
Коробов К.В.	97
Коротков К.Е.	153

Корсукова А.В.	263
Коршунов С.Н.	268
Косарев И.Б.	189
Косарев И.Н.	277
Космачевский К.В.	286
Косый И.А.	221, 254, 296, 297, 298
Кочергин М.М.	98, 306
Кочетков А.А.	51
Кочетов И.В.	206
Кошелев Е.Л.	140
Кравченко Д.А.	237
Крапива П.С.	153
Крапивин Д.Ю.	253
Красильников А.В.	38
Крауз В.И.	129, 159, 160, 161
Кривов С.А.	178, 263
Крикунов С.В.	60
Кристофи Н.	298
Крупин В.А.	40, 58, 88, 89, 92, 313, 314
Крылов С.В.	93, 111, 112, 113
Кудрявцев А.А.	185, 204
Кузелев М.В.	281
Кузнецов В.Е.	301
Кузнецов С.В.	152
Кузьмин А.А.	51
Кузьмин Г.П.	289
Кузьмичева Л.А.	235
Куклин К.Н.	77, 81, 85
Куксенова Л.И.	291
Кукулин В.И.	146
Кукушкин А.Б.	37, 316
Кукушкин А.С.	66
Куликов М.Е.	136
Кулькин М.К.	278
Куракина Н.К.	185
Куратов А.С.	125, 252
Курбанисмаилов В.С.	292
Курило А.А.	256
Куркучеков В.В.	271, 302
Курнаев В.А.	37
Курносков А.К.	205

Курский Г.С.	73, 94, 98, 99, 102, 167, 306
Кутеев Б.В.	65, 66
Кутлин А.Г.	69
Кучугов П.А.	123, 143
Л	
Лабусов А.Н.	320
Лазарев В.Б.	67
Лазукин А.В.	178, 263, 312
Ларкин А.С.	239
Латушкин С.Т.	84
Лаухин Я.Н.	156
Лахин В.П.	103
Лебедев А.М.	268
Лебедев С.В.	42, 60
Лебедев Ю.А.	176, 194, 195, 220
Левашов М.Г.	316
Лекс А.Г.	225
Леонтьев В.В.	225
Леонтьев Д.С.	210
Летунов А.А.	52, 120, 168, 246, 295
Лешуков А.Ю.	305, 321, 322, 323
Лизунов А.А.	114, 117
Лиринк С.	91
Лисенков В.В.	182, 214
Лисица В.С.	58, 89, 210
Лисовский М.И.	290
Листопад А.А.	303, 317
Литвинов А.Е.	98, 306
Литуновский Н.В.	313
Лобок М. Г.	151
Логунов А.А.	294
Лоза О.Т.	261
Лосева Т.В.	188, 189
Лотов К.В.	201, 262
Лубяко Л.В.	87
Лукашевский М.В.	312
Лукьянов В.В.	327
Лукина Н.А.	52
Лукьянчиков Г.С.	297
Лысенко С.Е.	57, 79
Люблин Б.В.	303, 320



Люблинский И.Е.	67
Ляхов А.Н.	188, 189
<b>М</b>	
Мазуль И.В.	301, 313
Майоров С.А.	143, 144, 145, 242
Макаренков В.А.	310
Макаров А.Г.	77
Макаров М.А.	82, 272
Макеев Н.Г.	162
Максимов В.В.	62, 86, 114, 117
Максимов Д.С.	288
Малахов Д.В.	71, 118, 119, 168, 246
Мальцев С.Г.	93
Мамонтова Т.В.	148
Мамышев В.И.	162
Манаенкова Ю.А.	303, 317
Манзук М.В.	304
Мансфельд Д.А.	87, 222, 228
Марков В.С.	238
Марколия А.И.	160
Мартыненко Ю.М.	268, 313
Мартынова И.А.	68
Марусов Н.А.	103
Масленников Д.Д.	273
Масленников С.П.	211
Маслов С.А.	72
Масюкевич С.В.	98, 306
Маханьков А.Н.	301, 313
Медведев А.В.	253
Меклер К.И.	81, 85, 302
Мельник А.Д.	73
Мельников А.В.	40, 79, 90, 97
Мережкин В.Г.	107
Мещанинов С.А.	325
Мещанов А.В.	205
Мещеряков А.И.	120
Миклашевски Р.	129
Милантьев В.П.	147
Минаев В.Б.	73, 94, 99, 102
Минаев И.М.	289
Мингалеев А.Р.	134, 135, 163, 164, 224

Мирнов С.В.	41, 67
Миронов М.И.	73
Миронов М.М.	280
Миронова Е.	308
Мирошников И.В.	94, 102
Мисакян М.А.	298
Митрофанов К.Н.	129, 155, 156, 160
Мицен К.В.	140
Мишин С.Н.	164
Модестов В.С.	303, 317
Мозговой А.Л.	156
Моралев И.А.	178, 190, 193, 244
Морозкин М.В.	95
Морозов Д.Х.	37
Морозов Р.А.	294
Морозова Т.И.	202
Моряков И.В.	221, 297
Москаленко И.Н.	153
Москвичев В.А.	153
Муксунов А.М.	84
Мурахтин С.В.	62, 114, 117
Мурсенкова И.В.	278
Муртазина Д. Р.	321, 323
Мустафин Н.А.	56, 58
Мухин Е.Е.	98, 306
Муховатов В.С.	107
Мухрыгин А.А.	312
Мялтон В.В.	129, 159, 160, 161
<b>Н</b>	
Науменко Н.Н.	88
Неверов В.С.	316
Недоспасов А.В.	179
Нежвинская О.Е.	258
Немец А.Р.	58, 88, 89, 92
Неудачин С.В.	40, 56
Нефедов В.И.	71
Никитенко А.И.	140
Николаева Д.	308
Никулин В.Я.	130, 157
Нискапа П.	91
Новицкий А.А.	216, 275
Новохацкий А.Н.	76, 310
Ноткин Г.Е.	40

Нургалиев М.Р.	40, 58, 88, 89, 92
Нурулхаков Ш.С.	284
<b>О</b>	
Образцова Е.А.	246
Обудовский С.Ю.	319, 325
Овцын А.А.	234
Овчинников К.Н.	266
Огинов А.В.	187, 226, 233, 243
Окунев А.А.	301
Олейник Г.М.	155, 158
Ольховская О.Г.	133, 180, 256
Омаров О.А.	292, 293
Онгена Дж.	39
Орехов А.С.	138, 139
Орлов А.П.	156
Отрощенко В.Г.	67
Охлупин Ю.С.	319
<b>П</b>	
Павлов С.И.	242
Павлов Ю.Д.	40, 93, 111
Падух М.	129
Панина Л.В.	140
Панюшкин В.А.	230
Паперный В.Л.	166
Паркевич Е.В.	135, 163, 164, 224
Паршутин Е.В.	305
Пастухов А.В.	139
Пастухов В.П.	37
Патров М.И.	73, 94, 99, 106
Пацина А.С.	236
Перваков К.А.	139
Перегудова Е.Н.	130
Петров А.А.	326, 327
Петров А.В.	60
Петров А.Е.	95, 118
Петров А.Е.	246
Петров В.Г.	326, 327, 328
Петров Ю.В.	73, 94, 99, 102, 106, 167
Пешехонов С.Н.	303, 319
Пикуз С.А.	51, 134, 135, 163, 164, 224
Пикуз Т.А.	51
Пименов В.Г.	138

Пинженин Е.И.	62, 86
Пинчук М.Э.	185, 225
Пискарев И.М.	264
Писков С.С.	153
Пищинский К.В.	303, 320
Поддубный И.И.	305
Подтурова О.И.	104
Позубенков А.А.	225
Полевой А.Р.	307
Полосаткин С.В.	81, 303
Полухин С.Н.	130
Поняев С.А.	76
Попель С.И.	202
Попов А.Ю.	96
Попов В.А.	302
Попов М.А.	279
Попов С.С.	315
Портнов Л.В.	307
Портоне С.	308
Поступаев В.В.	63, 77, 81, 82, 85
Потапенко И.Ф.	125, 149
Приходько В.В.	62, 117
Пряничников А.А.	243
Пурыга Е.А.	98, 306
Путрик А.Б.	305
<b>Р</b>	
Рагимханов Г.Б.	292, 293
Раздобарин А.Г.	98, 306
Разин С.В.	227
Размеров А.В.	305, 322, 323
Рамазанов Т.С.	143, 144, 145
Репин П.Б.	156
Репьев А.Г.	156
Ровенских А.Ф.	81, 82, 85
Родионов А.А.	187, 226, 233, 243
Родионов Р.Н.	158
Розанов В.Б.	123, 124, 143
Розми Ф.	210
Розмус В.	126
Романов И.В.	166
Романова В.М.	135, 163, 164, 224
Рошаль А.Г.	304
Рудской И.В.	230
Рупасов А.А.	166

Рухадзе А.А.	289
Рыжаков Д.В.	58, 88, 89, 93, 110, 111
Рязанов А.И.	84
Рязанцев С.Н.	51
<b>С</b>	
Сабилова Ф.Р.	200
Савельев А.Б.	50
Савельев В.В.	74, 80
Савенкова Н.П.	288
Савин С.М.	230
Савкин В.Я.	87, 117
Саврухин П.В.	40, 108, 109, 110
Садовски М.	129
Садриев Р.Ш.	217
Садыков А.Д.	90
Сазонов А.С.	278
Сазонов П.Г.	80
Сайфутдинов А.И.	240, 282
Самсонов Д.С.	98, 306
Самцов Д.А.	272
Санин А.Л.	318
Саргсян М.А.	285
Сарксян К.А.	118, 246, 296
Сарычев Д.В.	40, 58, 88, 89, 311, 313
Сасоров П.В.	47, 133, 180, 230
Сатунин С.Н.	199
Сафронов В.М.	305, 322, 323
Сахаров А.С.	291
Сахаров Н.В.	73, 76, 94, 99, 102
Сахиев С.К.	146
Свечников Н.Ю.	268
Свириденко М. Н.	305, 321, 322, 323
Седов А.С.	95
Седов К.С.	111, 112, 113
Сексембаев Ж.Б.	146
Селезнев П.А.	303, 317
Селемир В.Д.	156
Селивонин И.В.	178, 190
Семенов В.В.	306
Семёнов В.В.	98
Семенов В.Е.	186
Семенов Е.В.	84

Семенов И.Б.	308
Семёнова М.И.	304
Сеник К.С.	320
Сенников П.Г.	254
Сергеев В.Ю.	66
Сергейчев К.Ф.	52
Сергеев Д.С.	58, 89, 93, 110
Сердюков Ю.А.	263
Серов С.В.	314
Сидоров А.В.	222, 227, 228
Сидоров Д.С.	227
Сидоров Е.Н.	77, 85
Сизмин Д.В.	137
Силин П.В.	130
Симакин А.В.	43
Симончик Л.В.	70, 96, 258, 259
Синицкий С.Л.	82, 272
Синкевич О.А.	48, 192
Синцов С.В.	228
Сироткин Н.А.	191
Скалыга В.А.	198
Скворцова Н.Н.	71, 168, 246
Складник-Садовска Е.	129
Скляров В.Ф.	64, 82
Скобелев И.Ю.	51
Сковородин Д.И.	114, 117
Скоков В.Г.	111, 112
Скопинцев Д.А.	308, 328
Скорлупкин И.Д.	268
Сладков А.Д.	51
Смирнов А.А.	43
Смирнов В.А.	72
Смирнов С.А.	234
Смоланов Н.А.	184, 253
Соколов А.С.	168
Солдаткина Е.И.	62, 114, 117
Солихов Д.К.	283, 284
Соловей В.А.	98, 306
Соловьёв А.А.	51
Солодовников С.Г.	327
Соломатин Р.Ю.	311, 313
Соломатин Р.Ю.	108, 110

Соломахин А.Л.	62, 87
Солоха В.В.	94, 98, 306
Сорокина Е.А.	103
Соседкин А.П.	201, 262
Сотников О.З.	318
Спицын А.В.	65
Сподобин В.А.	185
Станкевич Л.А.	113
Стариковский А.Ю.	277, 279
Стародубцев К.В.	137
Стародубцев М.В.	51
Старцев С.А.	157
Стегайлов В.И.	43
Степанов В.Д.	272
Степанов Д.С.	212
Степанов Р.В.	123, 143
Степанова О.М.	185, 204
Степахин В.Д.	95, 118, 119, 246
Степина С.П.	195
Сешов А.Г.	303, 319
Страбыкин К.В.	156
Стребков Ю.С.	305
Стрелков В.С.	55
Стрелков П.С.	44
Стрижаков М.Г.	256
Строкин Н.А.	257
Ступин А.Н.	257
Субботин Г.Ф.	57, 327
Судников А.В.	63, 77
Сулакшин С.А.	271
Суляев Ю.С.	302, 320
Суслин С.В.	159
Сушков А.В.	90, 109
Сысоева Е.В.	96
Сычугов Д.Ю.	90
<b>Т</b>	
Тактакишвили М.И.	221
Танчук В.Н.	320
Тараканов В.П.	213
Тараненко С.О.	287
Тарасова Н.М.	221
Таскаев А.С.	303
Татаринов А.В.	220

Тачаев Г.В.	136
Таюрский А.А.	207
Тельнова А.Ю.	94, 99, 102
Тер-Аветисян С.	150
Терешонок Д.В.	292, 293
Терещенко М.А.	120
Тер-Оганесьян А.Е.	133
Тиликин И.Н.	134, 135, 163, 164
Тимашева Т.П.	140
Тимофеев А.В.	78
Тимошенко А.П.	160
Титов А.Ю.	220
Титов В.А.	191, 234, 235
Ткаченко С.И.	223, 224, 256
Токарев В.А.	106
Толоконников С.М.	138
Толстихина И.Ю.	157
Толстяков С.Ю.	73, 94, 98, 99, 306
Томашевски К.	129
Томилин Д.А.	241
Томилов С. Н.	321
Трапезникова О.В.	305, 322, 323
Трифонов Е.В.	305, 323
Тройнов В.И.	309
Трубников А.С.	37, 111
Трубникова О.Б.	37
Трунев Ю.А.	271, 302
Трухин В.М.	89, 110
Тугаринов С.Н.	88, 314
Туев П.В.	201, 262
Тукачинский А.С.	42, 60
Тютюнников С.И.	43
Тюфтяев А.С.	285
<b>У</b>	
Укрюков Г.В.	246
Ульянов Д.К.	261
Ульянов К.Н.	177
Умнов А.М.	195, 196, 216, 265, 275
Унежев В.Н.	84
Урюпин С.А.	148, 260, 266, 269
Усачёнок М.С.	70, 96, 259
Усов П.В.	303
Ушкова М.Ю.	315

<b>Ф</b>	
Фадеев С.А.	240, 282
Файрушин И.И.	282
Фахрутдинова И.Т.	215, 231
Федорович С.Д.	312
Филимонова Е.А.	251
Филиппов Е.Д.	51
Фирсов А.А.	244
Франк А.Г.	49, 199, 238
Фролов А.А.	128, 260
Фролов И.Н.	155, 156
<b>Х</b>	
Хазанов Е.А.	51
Хазиев И.А.	312
Халикова Л.Р.	185
Хаммер Д.А.	134, 135
Харрасов А.М.	129, 159, 160, 161
Харфуш Х.А.	111, 112, 113
Харчев Н.К.	95, 118, 168, 246, 296
Харчевский А.А.	71, 72
Хильченко А.Д.	98, 306
Химченко Л.Н.	38, 311, 313
Хирьянова А.И.	223
Хованский А.В.	324
Хольнов Ю.В.	59, 116
Хомкин А.Л.	172, 203
Хомяков С.Э.	305
Хохлов М.В.	320
Храменков А.В.	109, 110
Хрипунов Б.И.	84
Хромов Н.А.	106
<b>Ц</b>	
Цвентух М.М.	245
Цветков А.И.	95
Цыбенко С.П.	157
Цыгвинцев И.П.	166
<b>Ч</b>	
Чебакова В.Ю.	181
Чеботарев Р.С.	65
Чебурова А.В.	305
Чен Ж.	204
Черкасов С.В.	57

Чернаков Ал.П.	98, 306
Чернаков Ан.П.	98, 306
Чернаков П.В.	98, 306
Черников В.А.	270, 287, 289
Черноштанов И.С.	85
Чернышев Ф.В.	73
Чернявский А.Т.	114
Чечин В.А.	187
Чупров Д.В.	275
Чурин А.А.	155
<b>Ш</b>	
Шавелкина М.Б.	255
Шагайда А.А.	68
Шагниева О.Б.	317
Шайкин А.А.	51
Шайкин И.А.	51
Шалашов А.Г.	62, 69, 87
Шалеев К.В.	208
Шаповалов Г.В.	90
Шапошников Р.А.	198
Шарафеева С.Р.	303, 320
Шаров И.А.	112
Шаталова Т.Б.	255
Шафеев Г.А.	43
Шахатов В.А.	176, 197
Шведов А.А.	273
Шевелев А.Е.	42, 102
Шевелько А.П.	155
Шелковенко Т.А.	134, 135, 163, 164, 224
Шелухин Д.А.	40, 56, 57, 71, 326, 327
Шестаков Е.А.	108, 109, 110, 312
Шибков В.М.	294
Шибкова Л.В.	294
Шигаев Ю.С.	162
Шиканов А.Е.	290
Шикова Т.Г.	235
Шиховцев И.В.	318
Шишилов О.Н.	246
Шиянков С.В.	303, 317, 319, 320
Школьников Э.Я.	211, 212
Шошин А.А.	303, 317, 319
Шпаков К.В.	187, 226, 233, 243

Шпатаковская Г.В.	173
Шумихин А.С.	172, 203
Шумов А.В.	309
Шурыгин В.А.	89, 210
<b>Щ</b>	
Щеголев П.Б.	73, 94, 99, 102, 167
Щепетов С.В.	59, 116
Щербак А.Н.	67
Щербаков И.А.	43
<b>Э</b>	
Эльдаров Ш.Ш.	219
Эпштейн И.Л.	220
<b>Ю</b>	
Юров Д.В.	85
Юсупов Д.И.	285
Юшманов П.	114
<b>Я</b>	
Яковлев Д.В.	62, 87, 117
Яковлев И.В.	51
Яхин Р.А.	123
Яшин А.Ю.	60
Арутюнян Н.Р.	52
Савельев А.В.	52
Светогоров Д.И.	52