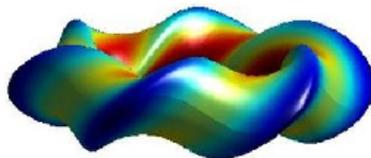


РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**XLII МЕЖДУНАРОДНАЯ ЗВЕНИГОРОДСКАЯ  
КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ И  
УПРАВЛЯЕМОМУ ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ**

9 – 13 февраля 2015 г.

г. Звенигород



**СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ**

Москва, 2015



**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

Научно-технологический центр ПЛАЗМАИОФАН  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
Центр лазерной технологии и материаловедения

**XLII МЕЖДУНАРОДНАЯ ЗВЕНИГОРОДСКАЯ  
КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ И  
УПРАВЛЯЕМОМУ ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ**

**9 – 13 февраля 2015 г.**

**г. Звенигород**

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ**

**Финансовая поддержка:**

Российский фонд фундаментальных исследований  
Научно-технологический центр ПЛАЗМАИОФАН  
Проектный центр ИТЭР ГК РОСАТОМ

Москва, 2015

УДК 533.9  
PACS 52.20-52.75  
ББК 22.333  
Т22

**XLII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу**

**9 – 13 февраля 2015 г., г. Звенигород. Сборник тезисов докладов**

**М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2015 г. – 433 с.**

В сборник включены тезисы докладов по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, представленные на XLII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу учеными из институтов Российской академии наук, 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.

**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 978-5-9903264-5-3

© ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН»  
© Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
© Авторы, 2015

## **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

Science and Technology Center PLASMAIOFAN  
Lomonosov Moscow State University  
Center of Laser Technology and Materials Science

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

**February 9-13, 2015**

**Zvenigorod**

## **BOOK OF ABSTRACTS**

### **Financial Support**

Russian Foundation for Basic Research  
Science and Technology Center PLASMAIOFAN  
Project Center ITER, State Corporation ROSATOM

Moscow, 2015

PACS 52.20–52.75

**XLII International Zvenigorod Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion.  
February 9-13, 2015, Zvenigorod. Book of Abstracts  
Moscow: Science and Technology Center PLASMAIOFAN, 2015 – pp. 433**

This book includes the abstracts on plasma physics and controlled fusion presented for the **XLII International Zvenigorod Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion** in 2015 by scientists from the institutes of the Russian Academy of Sciences, scientific organizations of the Ministry of Education and Science of Russian Federation, the Russian State Corporation ROSATOM, the National Research Center “Kurchatov Institute” (Russia), the leading universities and institutions of higher education of Russia, as well as from scientific centers of the Commonwealth of Independent States (CIS), EU, USA, Japan and other countries

**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 978-5-9903264-5-3**

© Science and Technology Center PLASMAIOFAN  
© Prokhorov General Physics Institute, RAS  
© Authors, 2015

**Программный комитет**  
**XLII Международной Звенигородской конференции**  
**по физике плазмы и УТС**

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, ФИ РАН
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, ИТЭР-ЦЕНТР
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, ФИ РАН
Рухадзе А.А.	доктор физико-математических наук, ИОФ РАН
Окс Е.	профессор, Обернский университет, Оберн, Алабама, США
Степанов Р.В.	младший научный сотрудник, ФИ РАН
Фогель Н.	профессор, Технический университет, Хемнитц, Германия

**Организационный комитет**  
**XLII Международной Звенигородской конференции**  
**по физике плазмы и УТС.**

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

## СОДЕРЖАНИЕ

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

Разделы, авторы и названия докладов	Страницы
<b>ОБЗОРНЫЕ ДОКЛАДЫ</b>	<b>47-64</b>
В.И. Ильгисонис (НИЦ «Курчатовский институт») ВД И УГШ. МОМЕНТЫ БИОГРАФИИ И НАУЧНОГО НАСЛЕДИЯ АКАДЕМИКА ШАФРАНОВА	47
Дж. Онгена (Лаборатория физики плазмы Королевской военной академии Бельгии, Брюссель) ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИИ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА В ЕВРОПЕ	48
Ю.А. Лебедев (Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН) СВЧ РАЗРЯДЫ ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ И ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ	49
А.В. Красильников, <u>Л.Н. Химченко</u> (Частное учреждение ГК Росатом «Проектный центр ИТЭР») РАЗВИТИЕ ПРОЕКТА ИТЭР	50
А.А. Рухадзе (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН) ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ. И. ЛЕНГМЮР, Л.Д. ЛАНДАУ, А.А. ВЛАСОВ, Н.Н. БОГОЛЮБОВ, Г.В. ГОРДЕЕВ, Б.Б. КАДОМЦЕВ, В.П. СИЛИН	51
<u>М.И. Патров</u> , В.К. Гусев, В.В. Дьяченко, В.Б. Минаев, Н.В. Сахаров, Ю.В. Петров, Н.Н. Бахарев, В.И. Варфоломеев, А.Д. Иблямнинова, В.А. Корнев, Г.С. Курскиев, С.А. Лепихов, А.Н. Новохацкий, Ф.В. Чернышев, П.Б. Щеголев, О.Н. Щербинин, *Э.Н. Бондарчук, *А.Н. Лабузов, *В.Н. Танчук, **В.В. Буланин, **А.В. Петров, **А.Ю. Яшин, **В.А. Рожанский, **И.Ю. Сениченков, **П.Р. Гончаров (ФТИ РАН; *ОАО НИИЭФА; **ФГАОУ ВО "СПБПУ", Санкт-Петербург) РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЛАНЫ ИССЛЕДОВАНИЙ, ПРОВОДИМЫХ НА СФЕРИЧЕСКИХ ТОКАМАКАХ ГЛОБУС-М И ГЛОБУС-М2	52
<u>П.А. Багрянский</u> , А.В. Аникеев, А.Д. Беклемишев, *Е.Д. Господчиков, К.В. Зайцев, А.А. Иванов, Ю.В. Коваленко, Е.Ю. Колесников, **О.А. Коробейникова, А.А. Лизунов, В.В. Максимов, С.В. Мурахтин, Е.И. Пинженин, В.В. Приходько, В.Я. Савкин, Е.И. Солдаткина, А.Л. Соломахин, *А.Г. Шалашов, Д.В. Юров, **Д.В. Яковлев (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН; *Институт прикладной физики РАН; **Новосибирский государственный университет) ТЕРМОЯДЕРНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ПРОБКОТРОНА: КЛЮЧЕВЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ И ПУТИ ИХ РЕШЕНИЯ	53
В.С. Стрелков (НИЦ «Курчатовский институт») ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА. 60 ЛЕТ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЧТО ДАЛЬШЕ?	54
С.Т. Суржиков (Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова) НЕРАВНОВЕСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРАХ ЗЕМЛИ, МАРСА И ТИТАНА	55
И.Л. Иосилевский (Объединенный институт высоких температур РАН,	56

- Московский физико-технический институт (ГУ)  
НЕКОНГРУЭНТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПЛАЗМЕ ЗЕМНЫХ И  
КОСМИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ
- Г.В. Найдис (Объединенный институт высоких температур РАН) 57  
ФИЗИЧЕСКИЕ И ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ХОЛОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ  
СТРУЯХ
- В.Г. Новиков (Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН) 58  
КВАНТОВО-СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА  
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ
- Б.А. Векленко (Объединенный институт высоких температур РАН, НИУ(МЭИ)) 59  
МАКСВЕЛЛОВСКАЯ ПЛАЗМА И КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ
- O N Rosmej<sup>1,2</sup>, N Suslov<sup>3</sup>, D Martsovenko<sup>3</sup>, G Vergunova<sup>4</sup>, N Borisenko<sup>9</sup>, N Orlov<sup>5</sup>,  
T Rienecker<sup>2</sup>, D Klir<sup>6,7</sup>, K Rezac<sup>6,7</sup>, A Orekhov<sup>4</sup>, L Borisenko<sup>4</sup>, E Krousky<sup>8</sup>,  
M Pfeifer<sup>8</sup>, R Dudzak<sup>8</sup>, R Maeder<sup>2</sup>, M Schaechinger<sup>2</sup>, A Schoenlein<sup>2</sup>, S Zaehner<sup>2</sup>,  
J Jacoby<sup>2</sup>, J Limpouch<sup>6</sup>, J Ullschmied<sup>8</sup>, N Zhidkov<sup>3</sup>, V Vatulín<sup>3</sup> (<sup>1</sup>Plasma Physics  
Department, Helmholtz Zentrum für Schwerrionenforschung GSI-Darmstadt; Goethe  
University of Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>Goethe -University Frankfurt, Institute of Applied  
Physics, Frankfurt am Main, Germany; <sup>3</sup>Russian Federal Nuclear Centre, All Russian  
Scientific Research Institute of Experimental Physics, Sarov; <sup>4</sup>Lebedev Physical  
Institute; <sup>5</sup>Joint Institute for High Temperatures; <sup>6</sup>Czech Tech. University in Prague,  
Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Prague, Czech Republic; <sup>7</sup>  
Institute of Plasma Physics AS CR, Prague, Czech Republic; <sup>8</sup>PALS Research Centre,  
Prague, Czech Republic; <sup>9</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Moscow)  
HIGH ENERGY DENSITY PHYSICS WITH PETAWATT CLASS LASER AT GSI-  
DARMSTADT
- T. Kawachi<sup>1</sup>, M. Nishikino<sup>1</sup>, A. Ya. Faenov<sup>2,3</sup>, T. Pikuz<sup>2,3</sup>, M. Ishino<sup>1</sup>, N. Hasegawa<sup>1</sup>,  
M. Magnitskii<sup>4</sup>, A. Pirozhkov<sup>1</sup>, T. Esirkepov<sup>1</sup>, M. Nishiuchi<sup>1</sup>, M. Maruyama<sup>1</sup>,  
Y. Fukuda<sup>1</sup>, N. Inogamov<sup>5</sup>, E. Oks<sup>6</sup>, H. Kiriyama<sup>1</sup>, M. Kando<sup>1</sup>, M. Yamagiwa<sup>1</sup>,  
S. Bulanov<sup>1</sup>, K. Kondo<sup>1</sup>, R. Kodama<sup>3</sup> and Y. Kato<sup>1</sup> (<sup>1</sup>Quantum Beam Science Center,  
Japan Atomic Energy Agency (JAEA), Japan; <sup>2</sup>Joint Institute for High Temperature,  
Russian Academy of Sciences; <sup>3</sup>Institute for Academic Initiatives, Osaka University,  
Japan; <sup>4</sup>M. V. Lomonosov Moscow State University; <sup>5</sup>Landau Institute for Theoretical  
Physics, Russian Academy of Sciences; <sup>6</sup>Physics Department, 205 Allison Laboratory,  
Auburn University, USA)  
SOURCE DEVELOPMENT AND NOVEL APPLICATIONS OF COHERENT  
X-RAYS AND ENERGETIC PARTICLE BEAMS USING HIGH PEAK POWER  
LASERS IN JAPAN ATOMIC ENERGY AGENCY
- Н.Г. Борисенко, Ю.А. Меркульев, А.С. Орехов (Физический институт  
им. П.Н. Лебедева РАН) 62  
ОБЗОР ПРОШЕДШИХ ЛАЗЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С МАЛОПЛОТНЫМИ  
МИШЕНЯМИ ФИАН
- С.Ю. Гуськов (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; Национальный  
исследовательский ядерный университет «МИФИ») 63  
ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИЯХ ГЕНЕРАЦИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С  
ГИГАБАРНЫМ УРОВНЕМ ДАВЛЕНИЯ В ЛАБОРАТОРНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

И.В. Александрова<sup>1</sup>, Е.Р. Корешева<sup>1,2</sup>, И.Е. Осипов<sup>3</sup> (<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; <sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»; <sup>3</sup>ООО Центр Энергоэффективности ИНТЕР РАО ЕЭС, Москва) КОНЦЕПЦИЯ ФАБРИКИ КРИОГЕННЫХ МИШЕНЕЙ ДЛЯ ИТС 64

**ДОКЛАДЫ СЕКЦИИ «МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ» 67-130**

С.В. Мирнов (ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ) ЭВОЛЮЦИЯ КОНЦЕПЦИИ СТАЦИОНАРНОГО ТОКАМАКА 67

Э.А. Азизов, Д.Е. Алфимов, И.О. Анашкин, \*В.А. Беляков, \*Э.Н. Бондарчук, \*В.А. Крылов, А.В. Мельников, \*А.Б. Минеев, М.М. Соколов, А.В. Сушков, \*О.Г. Филатов, П.П. Хвостенко (НИЦ «Курчатовский институт»), \*ОАО «НИИЭФА им. Д.В.Ефремова», Санкт-Петербург) МОДЕРНИЗАЦИЯ ТОКАМАКА Т-15: СТАТУС И ПЛАНЫ 68

Ю.Н. Днестровский, В.А. Вершков, А.В. Данилов, А.Ю. Днестровский, С.Е. Лысенко, Д.А. Шелухин, Г.Ф. Субботин, С.В. Черкасов (НИЦ «Курчатовский институт») МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ НА УСТАНОВКЕ Т-10 69

В.А. Вершков, Д.А. Шелухин, Г.Ф. Субботин, Ю.Н. Днестровский, А.В. Данилов, Е.П. Горбунов, С.Г. Мальцев, Д.С. Сергеев, С.В. Крылов, Т.Б. Мялгон, Д.В. Рыжаков, В.М. Трухин, В.В. Чистяков, С.В. Черкасов (НИЦ «Курчатовский институт») ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ КАК ВНУТРЕННИЙ МЕХАНИЗМ СОХРАНЕНИЯ САМОСОГЛАСОВАННОГО ПРОФИЛЯ ДАВЛЕНИЯ 70

Е.З. Гусаков, А.Д. Гурченко, П. Нискал\*, А.Б. Алтухов, Л.А. Есипов, Т. Кивиниеми\*, Д.В. Куприенко, М.Ю. Кантор, С.И. Лашкул, С. Лееринк\*, А.А. Перевалов (ФТИ РАН; \*Университет Аалто Эспоо, Финляндия) ИЗОТОПНЫЙ ЭФФЕКТ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГАМ И ТУРБУЛЕНТНОСТИ И АНОМАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС В ТОКАМАКЕ 71

В.П. Пастухов, Д.В. Смирнов (НИЦ «Курчатовский институт») МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТРАНСПОРТНЫХ ПРОЦЕССОВ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ В ТОКАМАКАХ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ И ВЫКЛЮЧЕНИИ ЭЦР НАГРЕВА, СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАМИ НА Т-10 72

А.И. Мещеряков, С.Е. Гребенщиков, Д.Г. Васильков, И.Ю. Вафин, С.В. Щепетов, Ю.В. Хольнов, И.А. Гришина, Л.М. Коврижных, Н.К. Харчев, Г.М. Батанов, К.А. Сарксян, В.Д. Борзосеков, Н.Н. Скворцова, М.С. Бережецкий, Н.Ф. Ларионова, Д.Малахов, Е.Кончков, А.Е. Петров (Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук) ОСОБЕННОСТИ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М ПРИ ЭЦР НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ ПРИ УРОВНЕ МОЩНОСТИ ДО 1 МВТ 73

С.В. Неудачин, Д.А. Шелухин, А.А. Борщеговский, С.Г. Мальцев, Н. А. Мустафин, Т.Б. Мялгон (НИЦ «Курчатовский институт») ЛОКАЛЬНЫЕ И НЕЛОКАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ 74

- ВНУТРЕННИХ ТРАНСПОРТНЫХ БАРЬЕРОВ ОКОЛО ПОВЕРХНОСТИ Q=1 В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА T-10**
- А.В. Аникеев<sup>1,2</sup>, А.В. Аржанников<sup>1,2</sup>, П.А. Багрянский<sup>1,2</sup>, А.Д. Беклемишев<sup>1,2</sup>, 75  
 А.А. Иванов<sup>1,2</sup>, В.В. Приходько<sup>1,2</sup>, Ю.А. Цидулко<sup>1</sup>, Д.В. Юров<sup>1,3</sup> (¹Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН; ²Новосибирский государственный университет; ³Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН)  
**ПРОЕКТ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ С УЧЕТОМ ПОСЛЕДНИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДОСТИЖЕНИЙ В ИЯФ СО РАН**
- А.Д. Беклемишев, Д.И. Сковородин, К.В. Зайцев (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН; Новосибирский государственный университет) 76  
**ГЛОБАЛЬНАЯ ЗВУКОВАЯ МОДА В ЛОВУШКЕ С ПЛЕЩУЩИМИСЯ ИОНАМИ**
- Д.И. Сковородин, А.Д. Беклемишев (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН; Новосибирский государственный университет) 77  
**КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ ЗЕРКАЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕ С ПЛЕЩУЩИМИСЯ ИОНАМИ**
- Хусайнов Т.А.<sup>1,2</sup>, Балакин А.А.<sup>1,2</sup>, Господчиков Е.Д.<sup>1,2</sup>, Соломахин А. Л.<sup>2</sup>, 78  
 Шалашов А.Г.<sup>1,2</sup> (¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород; ²Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН)  
**КВАЗИОПТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЦР НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ ГДЛ**
- Д.В. Малахов, Н.Н. Скворцова, Д.Г. Васильков, \*А.Ю. Чирков, \*\*В.А. Смирнов, 79  
 \*Б.А. Тедтоев, \*\*\*А.К. Горшенин, А.Д. Черноусов (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН; \*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана; \*\*Московский государственный технический университет радиотехники электроники и автоматики; \*\*\*Институт проблем информатики РАН)  
**ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ НА УСТАНОВКЕ СТЕЛЛАТОР Л-2М**
- Ананьев С.С., Спицын А.В., Кутеев Б.В. (НИЦ «Курчатовский институт») 80  
**КОНЦЕПЦИЯ ТОПЛИВНОЙ СИСТЕМЫ ТОКАМАКА ДЕМО-ТИН**
- Арсенин В.В., Скворода А.А. (НИЦ «Курчатовский институт») 81  
**ФОРМИРОВАНИЕ ОСТРОВНОЙ ТИРИНГ-СТРУКТУРЫ В ТОКАМАКЕ БЕЗ ТИРИНГ-НЕУСТОЙЧИВОСТИ**
- А.М. Белов<sup>1</sup>, А.В. Вертков<sup>2</sup>, Н.Т. Джигайло<sup>1</sup>, М.Ю. Жарков<sup>2</sup>, С.И. Кравчук<sup>1</sup>, В.Б. 82  
 Лазарев<sup>1</sup>, И.Е. Люблинский<sup>2</sup>, С.В. Мирнов<sup>1</sup>, А.Н. Щербак<sup>1</sup> (¹ГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ; ²ОАО «Красная Звезда», г. Москва)  
**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕНОСА ЛИТИЯ В ТЕНИ ПРОДОЛЬНОГО И ВЕРТИКАЛЬНОГО ЛИТИЕВЫХ ЛИМИТЕРОВ НА ТОКАМАКЕ T-11M**
- А.М. Зимиц, \*В.А. Крупин, В.И. Тройнов, Д.С. Деньщиков, \*Л.А. Ключников, 83  
 \*К.В. Коробов, \*А.Р. Немец, \*М.Р. Нургалиев, Ф.В. Фомин (Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана; \*НИЦ

«Курчатовский институт»)

РЕГИСТРАЦИЯ И АНАЛИЗ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА T-10

В.В. Толмачева<sup>1</sup>, П.Р. Гончаров<sup>1</sup>, В.Ю. Сергеев<sup>1</sup>, Н.Н. Бахарев<sup>2</sup>, А.Д. Мельник<sup>2</sup> 84  
(<sup>1</sup>ФГАОУ ВО «СПбПУ», Санкт-Петербург; <sup>2</sup>ФГБУН «ФТИ РАН»)  
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКОВ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ДЛЯ  
МНОГОХОРДОВОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ В СЛУЧАЕ  
ИОННОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ С УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

А.М.Бишаев, А.А.Буш, С.А. Воронченко, \*М.Б.Гавриков, О.Ю.Дьяконова, 85  
К.Е.Каменцев, М.В.Козинцева, \*\*В.В.Савельев, \*\*\*П.Г.Смирнов, М.М.Шаповалов  
(Московский государственный технический университет радиотехники,  
электроники и автоматики; \*Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша  
РАН; \*\*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН; НИЯУ МИФИ;  
\*\*\*Московский авиационный институт)  
ПОИСК УСТОЙЧИВЫХ К СМЕЩЕНИЮ ВДОЛЬ ОСИ И К ПОВОРОТУ  
ПЛОСКОСТИ ПОЛОЖЕНИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МИКСИН ЛОВУШЕК-  
ГАЛАТЕЙ, ЛЕВИТИРУЮЩИХ В ПОЛЕ ЗАКРЕПЛЕННОГО КОЛЬЦА С  
ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ

<sup>1</sup>Ю.А. Цидулко, <sup>1,2</sup>И.С. Черноштанов (<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера 86  
СО РАН; <sup>2</sup>Новосибирский национальный исследовательский государственный  
университет)  
ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНЫХ ГРАДИЕНТОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДРЕФОВО-  
ЦИКЛОТРОННЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЛОВУШКЕ С ВЫСОКИМ  
ДАВЛЕНИЕМ ИОНОВ

Н.В. Касьянова, А.В. Мельников, А.В. Сушков, Д.Ю.Сычугов\*, А.Д. Садыков\*\* 87  
(НИЦ “Курчатовский институт”; \*ВМиК МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва;  
\*\*Филиал «Институт атомной энергии» РГП НИЦ РК, г. Курчатов, Республика  
Казахстан)  
ОПТИМИЗАЦИЯ РАВНОВЕСНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ПЛАЗМЫ С БОЛЬШОЙ  
ВЫТЯНУТОСТЬЮ И ТРЕУГОЛЬНОСТЬЮ ДЛЯ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО  
ТОКАМАКА T-15

Д.Н. Карбушев, В.И. Хвесюк, А.Ю. Чирков (Московский государственный 88  
технический университет им. Н.Э. Баумана)  
О МЕХАНИЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ  
НЕУСТОЙЧИВОЙ ДРЕЙФОВОЙ ВОЛНОЙ В СДВИГОВОМ ТЕЧЕНИИ  
ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Ю. Чирков, Д.С. Яцухно (Московский государственный технический 89  
университет им. Н.Э. Баумана)  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА  
С КОМБИНИРОВАННЫМ НАГРЕВОМ

В.В. Максимов, Е.И. Солдаткина, А.Л. Соломахин, Д.В. Яковлев (Институт 90  
ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН; Новосибирский государственный  
университет)  
ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО  
РЕЗОНАНСНОМУ ЦИКЛОТРОННОМУ НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ

ГДЛ

- Дзятко Е.В., Будаев В.П., Грашин С.А., Соломатин Р.Ю., Мельников А.В., Елисеев Л.Г. (НИЦ «Курчатовский институт») 91  
**СРАВНИТЕЛЬНЫЙ СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ В ПЕРИФЕРИЙНОЙ И ЦЕНТРАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10**
- А. В. Аржанников<sup>1,2</sup>, А. В. Бурдаков<sup>1,2,3</sup>, В. С. Бурмасов<sup>1,2</sup>, Л. Н. Вячеславов<sup>1,2</sup>, И. А. Иванов<sup>1,2</sup>, И. В. Кандауров<sup>1</sup>, С. А. Кузнецов<sup>1,2</sup>, К. И. Меклер<sup>1</sup>, С. В. Полосаткин<sup>1,2,3</sup>, В. В. Поступаев<sup>1,2</sup>, А. Ф. Ровенских<sup>1</sup>, В. Ф. Скляров<sup>1,2</sup> (1Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН; 2Новосибирский государственный университет; 3 Новосибирский государственный технический университет)  
**ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБРАЗУЮЩЕГОСЯ ПРИ РЕЛАКСАЦИИ СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕ** 92
- А.Л. Соломахин, П.А. Багрянский, \*Е.Д. Господчиков, Ю.В. Коваленко, В.В. Максимов, В.Я. Савкин, Е.И. Солдаткина, \*А.Г. Шалашов, Д.В. Яковлев (ИЯФ СО РАН; Новосибирский госуниверситет; \*ИПФ РАН, Нижний Новгород)  
**ЭЛЕКТРОННЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ** 93
- А.В. Воронин, С.Е. Александров, Б.Я. Бер, А.А. Борматов, В.К. Гусев, Е.В. Демина\*, А.Н. Новохацкий, Г.Ю. Сотникова (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН; Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН)  
**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬФРАМА В ПОТОКЕ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ** 94
- Ключников Л.А., Крупин В.А., Коробов К.В., Немец А.Р., Нургалиев М.Р., Королёв В.Ф., Никулин В.А., Науменко Н.Н.\*, Тройнов В.И., Тугаринов С.Н., Фомин Ф.В., Деньщиков Д.С. (НИЦ «Курчатовский институт»; \* ИФ НАН РБ, г. Минск, Республика Беларусь)  
**МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ СХRS ДИАГНОСТИКА ТОКАМАКА Т-10** 95
- Немец А.Р., Деньщиков Д.С., Ключников Л.А., Коробов К.В., Крупин В.А., Нургалиев М.Р., Тройнов В.И., Фомин Ф.В. (НИЦ «Курчатовский институт») **КОМПЛЕКС СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ДИАГНОСТИК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ АБСОЛЮТНОЙ ВЕЛИЧИНЫ И РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО ИОННОГО ЗАРЯДА ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ Т-10** 96
- П.Б. Щёголев, Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, Г.С. Курскиев, В.Б. Минаев, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН)  
**ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ АТОМНЫМ ПУЧКОМ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М** 97
- Нургалиев М.Р., Крупин В.А., Ключников Л.А., Коробов К.В., Немец А.Р., Днестровский А.Ю., Тройнов В.И., Фомин Ф.В., Деньщиков Д.С. (НИЦ «Курчатовский институт») **РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПРОФИЛЕЙ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЯДЕР ПРИМЕСЕЙ С ПОМОЩЬЮ МОДЕРНИЗИРОВАННОЙ** 98

СХRS ДИАГНОСТИКИ ТОКАМАКА Т-10

- А. В. Судников<sup>1,2</sup>, А. Д. Беклемишев<sup>1,2</sup>, В. В. Поступаев<sup>1,2</sup> (<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН; <sup>2</sup>Новосибирский государственный университет) 99  
 РАЗРАБОТКА МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ С  
 ВИНТОВЫМИ ПРОБКАМИ
- Н.Н. Бахарев, \*П.Р. Гончаров, В.К. Гусев, \*Г. В. Задвитский, А.Д. Иблямина, 100  
 В.А. Корнев, Г.С. Курский, А.Д. Мельник, В.Б. Минаев, М.И. Миронов,  
 М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков, Ф.В. Чернышев,  
 П.Б. Шеголов (ФТИ РАН; \* Государственный Политехнический университет,  
 Санкт-Петербург)  
 МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В ТОКАМАКЕ  
 ГЛОБУС-М
- Джурик А.С., Белов А.М., Лазарев В.Б. (ФГУП "ГНЦ РФ Троицкий институт 101  
 инновационных и термоядерных исследований")  
 РАЗВИТИЕ МЕТОДА СКОРОСТНОЙ ВИДЕОРЕГИСТРАЦИИ  
 ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ЛИТИЕВОЙ ДИАФРАГМОЙ НА  
 УСТАНОВКЕ Т-11М
- Асташинский В.М.\*, Бишаев А.М., Гавриков М.Б.\*\*\*, Козинцева М.В., 102  
 Савельев В.В.\*\*\*, Храмов П.П.\* (Московский государственный технический  
 университет радиотехники, электроники и автоматики; \*Институт тепло – и  
 массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, Минск; \*\*Институт прикладной  
 математики им. М.В.Келдыша РАН)  
 УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННЫХ  
 СГУСТКОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ МАГНИТНЫМ БАРЬЕРОМ
- Р.Ю. Соломатин, В.П. Будаев, С.А. Грашин, Е.В. Дзятко, Л.Г. Елисеев, В.Н. Зенин, 103  
 А.В. Мельников, С.В. Перфилов (НИЦ «Курчатовский институт»)  
 ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ТУРБУЛЕНТНОСТИ  
 В ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10
- В.Н. Зенин, А.В. Мельников, С.А. Грашин, Л.Г. Елисеев, С.Е. Лысенко, 104  
 Р.Ю. Соломатин, С.В. Перфилов (НИЦ «Курчатовский институт»)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ СТРУКТУРЫ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ  
 АКУСТИЧЕСКИХ МОД В ТОКАМАКЕ Т-10
- <sup>1,2</sup>Г.М. Асадулин, <sup>1</sup>И.С. Бельбас, <sup>1</sup>А.В. Горшков (<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», 105  
<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»)  
 СИСТЕМА ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ТОКАМАКА Т-15  
 С ТАНГЕНЦИАЛЬНЫМ ЗОНДИРОВАНИЕМ
- А.Г. Еськов, А.М. Житлухин, Д.М. Кочнев, И.М. Позняк, Д.А. Топорков, 106  
 Н.М. Умрихин (ФГУП «ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и  
 термоядерных исследований»)  
 РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВСТРЕЧНОМ СТОЛКНОВЕНИИ  
 ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ НЕОНОВОЙ ПЛАЗМЫ
- Л.Г. Елисеев, А.В. Мельников, Н.В. Иванов, А.М. Какурин, С.В. Перфилов (НИЦ 107

"Курчатовский институт")

ИССЛЕДОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ МГД  
КОЛЕБАНИЙ В ТОКАМАКЕ T-10

О.И. Подтурова, В.И. Ильгисонис, Е.А. Сорокина (НИЦ "Курчатовский институт"; 108  
Российский университет дружбы народов, Москва)

МАГНИТНЫЕ ОСТРОВА И УДЕРЖАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В  
ТОКАМАКЕ

С.Е. Лысенко, Л.Г. Елисеев, А.В. Мельников, С.В. Перфилов, В.Н. Зенин 109  
(НИЦ "Курчатовский институт")

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАМ С ПОМОЩЬЮ  
МНОГОЩЕЛЕВОГО АНАЛИЗАТОРА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

А.Г. Алексеев\*, Н.Н. Бахарев, А.В. Воронин, В.К. Гусев, В.В. Забродский, 110

А.Д. Ибляминаова, Г.С. Курскиеv, В.Б. Минаев, А.И. Панов\*, М.И. Патров,  
Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков, Н.А. Хромов, П.Б. Щёголев (Физико-  
технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН; \* ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ)

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА  
ГЛОБУС-М

В.В. Буланин, В.И. Варфоломеев\*, В.К. Гусев\*, Г.С. Курскиеv\*, В.Б. Минаев\*, 111

М.И. Патров\*, А.В. Петров, Ю.В. Петров\*, Н.В. Сахаров\*, С.Ю. Толстяков\*,  
Н.А. Хромов\*, П.Б. Щёголев\*, А.Ю. Яшин (Санкт-Петербургский  
государственный политехнический университет; \* Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе РАН)

КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ  
МОДЫ НА СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

Ю.В. Хольнов (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН) 112

НАБЛЮДАЕМОЕ ЯВЛЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ ИЗОЛЯЦИИ И ОСОБЕННОСТИ  
ДИАМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М ПРИ РАБОТЕ  
В РЕЖИМАХ ECRH И ECRH+OH

А.В. Сушков, Н.А. Кирнева, К.В. Коробов, В.А. Крупин, А.В. Мельников, 113  
И.Н. Рой (НИЦ «Курчатовский институт»)

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС МОДЕРНИЗИРОВАННОГО ТОКАМАКА  
T-15

Tereshchenko M.A. (Prokhorov Institute of General Physics) 114

BEAM TRACING CALCULATIONS IN PLASMAS BEYOND THE EIKONAL  
REGIME

А.А. Васильева, Д.Г. Васильков, А.А. Аношин, А.И. Мещеряков, Ю.В. Хольнов, 115  
С.В. Щепетов (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН)

ТРАНСПОРТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М ПРИ РАЗЛИЧНЫХ  
УСЛОВИЯХ ECR-НАГРЕВА

Л.С. Данелян, \*В.В. Затекин, В.С. Койдан, С.Н. Корниенко, \*В.С. Куликаускас, 116

С.Т. Латушкин, А.М. Муксунов, А.И. Рязанов, Е.В. Семенов, В.Н. Унежев,  
Б.И. Хрипунов (НИЦ «Курчатовский институт»; \*Научно-исследовательский  
институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬФРАМА В ПОТОКЕ СТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЫ:  
РАДИАЦИОННЫЕ ПОВРЕЖДЕНИЯ, ЭРОЗИЯ, НАКОПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ

ВОДОРОДА

- С.А. Грашин, И.И. Архипов\*, В.П. Будаев, К.Ю. Вуколов, О.В. Ишевский 117  
(НИЦ «Курчатовский институт»; <sup>1</sup>Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН)  
ПЕРЕОСАЖДЕНИЕ УГЛЕРОДА В РАБОЧИХ И ТРЕНИРОВОЧНЫХ  
РАЗРЯДАХ ТОКАМАКА Т-10
- М. М. Цвентух<sup>1</sup>, Г. В. Крашевская<sup>2</sup>, А. С. Пришвицын<sup>2</sup> (<sup>1</sup> Физический институт 118  
имени П. Н. Лебедева РАН; <sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный  
университет МИФИ) УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ  
ЗНАКОПЕРЕМЕННОЙ КРИВИЗНЫ
- И.С.Данилкин (Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН) 119  
ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ТОРОИДАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ СКАЧКАХ  
ЭЦН И ИХ АНАЛОГИ В ОГРАНИЧЕННЫХ СРЕДАХ С ФИКСИРОВАННОЙ  
ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ
- Мустафин Н.А.<sup>1,2</sup>, Кислов Д.А.<sup>1</sup>, Кишнева Н.А.<sup>1,2</sup>, Мальцев С.Г.<sup>1</sup>, Павлов Ю.Д.<sup>1</sup>, 120  
Сушков А.В.<sup>1</sup>, Трухина Е.В.<sup>1</sup> (<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт»; <sup>2</sup>НИЯУ МИФИ)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СВЧ НАГРЕВА И ГЕНЕРАЦИИ ТОКА  
НА ПИЛООБРАЗНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКЕ Т-10
- С.А. Маслов<sup>1</sup>, Д.Г. Васильков<sup>2</sup>, Ю.В. Хольнов<sup>2</sup>, Н.Н. Скворцова<sup>2</sup> (<sup>1</sup>Московский 121  
государственный технический университет радиотехники, электроники и  
автоматики; <sup>2</sup>Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН;  
<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ)  
ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ФЛУКТУАЦИИ КРАЕВОЙ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М В УСЛОВИЯХ  
БЫСТРЫХ ТРАНСПОРТНЫХ ПЕРЕХОДОВ
- А.А. Дворнова, С.Н. Герасимов\*, Й. Хавличек\*\*\*\*, О. Хронова\*\*, Р. Панек\*\* 122  
(НИЯУ МИФИ; \*Калэмский научный центр, Абингдон, Англия; \*\*Институт  
физики плазмы, Прага, Чехия; \*\*\*Карлов университет, Прага, Чехия)  
АСИММЕТРИИ ТОКОВ ВО ВРЕМЯ СРЫВОВ НА ТОКАМАКЕ COMPASS
- В.Г.Капралов, \*М.М.Дремин, \*С.В.Крылов, В.Г.Скоков, В.В.Солоха, А.Е.Боровов, 123  
С.М.Егоров, В.В.Елагин, А.Ю.Кострюков, П.М.Третьяков (СПбПУ, Санкт-  
Петербург; НИЦ «Курчатовский институт»)  
ВЛИЯНИЕ РАСПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА МАССИВНОГО ГАЗОНАПУСКА  
НА ЭВОЛЮЦИЮ СРЫВА РАЗРЯДА В ТОКАМАКЕ Т-10
- Летунов А.А., Воронова Е.В., Гребенчиков С.Е., Логвиненко В.П. (Институт 124  
общей физики им. А. М. Прохорова РАН)  
ОТЛИЧИЯ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ  
СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М В СЛУЧАЕ ЦЕНТРАЛЬНОГО И НЕЦЕНТРАЛЬНОГО  
ЭЦР-НАГРЕВА ПРИ ВЫСОКИХ ВВОДИМЫХ МОЩНОСТЯХ
- А.А. Харчевский, Д.В. Малахов, \*В.А. Смирнов, Н.Н. Скворцова (Институт общей 125  
физики им. А.М. Прохорова РАН; \*Московский государственный технический  
университет радиотехники электроники и автоматики)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ДИАГНОСТИКИ

ДОПЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М В РЕЖИМАХ ЭЦР НАГРЕВА С ЭНЕРГОВКЛАДОМ ДО 4 МВТ/М<sup>3</sup>

Р.И. Голятина, \*Н.Х. Бастыкова, \*С.К. Коданова, \*Т.С. Рамазанов, С.А. Майоров 126  
(Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН; \*НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан)

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЗАРЯД ПЫЛИНОК В ПЛАЗМЕ ДИВЕРТОРА

Г.М. Батанов, В.Д. Борзосеков, Д.Г. Васильков, Е.М. Кончеков, Д.В. Малахов, 127  
В.Д. Степахин (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН)  
КОРОТКОВОЛНОВАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ – ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л2-М

Шестаков Е.А., Ермолаева А.И., Саврухин П.В., Сушков А.В. (НИЦ «Курчатовский институт») 128  
ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ Т-10 И Т-15

А.И. Мещеряков, И.Ю. Вафин, Ю.А. Бурдаков (Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН) 129  
ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ ПО ИЗЛУЧЕНИЮ В МЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ ПРИ НЕЦЕНТРАЛЬНОМ ЭЦР НАГРЕВЕ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

**ДОКЛАДЫ СЕКЦИИ «ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ» 133-193**

Н.В. Змитренко<sup>а</sup>, Г.А. Вергунова<sup>б</sup>, С.Ю. Гуськов<sup>б</sup>, Н.Н. Демченко<sup>б</sup>, И. Я. Доскоч<sup>б</sup>, 133  
П.А. Кучугов<sup>а,б</sup>, В.Б. Розанов<sup>б</sup>, Р.В. Степанов<sup>б</sup>, Р.А. Яхин<sup>б</sup> (АИИП РАН; <sup>а</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН; <sup>б</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН)  
ТЕРМОЯДЕРНЫЕ МИШЕНИ ПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ МЕГАДЖОУЛЬНОГО УРОВНЯ

\*С.Ю. Гуськов, \*\*Н.В. Змитренко, Д. В. Ильин, В.Е. Шерман (С.-Петербургский государственный политехнический университет; \*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; \*\*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН) 134  
БЫСТРОЕ ЦЕНТРАЛЬНОЕ ЗАЖИГАНИЕ МИШЕНЕЙ ИНЕРЦИАЛЬНОГО СИНТЕЗА ПУЧКОМ ИОНОВ

Г.А. Вергунова, В.Б. Розанов (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 135  
ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ НЕПРЯМОГО СЖАТИЯ МИШЕНЕЙ В УСЛОВИЯХ, БЛИЗКИХ К УСТАНОВКЕ NIF ПРИ ЭНЕРГИИ 1.5 МДЖ

В.Д. Зворыкин (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 136  
ФОРМИРОВАНИЕ УЗКОНАПРАВЛЕННОГО ПУЧКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 100-НС УФ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С МИШЕНЯМИ

Брантов А.В., Быченков В.Ю. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 137  
ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ПРОТОНОВ ИЗ НИЗКОПЛОТНЫХ МИШЕНЕЙ И НОВЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ

ПРИЛОЖЕНИЙ

- К.Ю. Вагин, С.А.Урюпин (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 138  
УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СЛОЕМ ПЛАЗМЫ С АНИЗОТРОПНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ
- В.Е. Гришков, С.А. Урюпин (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 139  
ГЕНЕРАЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ТОКОВ В ПЛАЗМЕ УЛЬТРАКОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
- Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Медовщиков С.Ф., Олейник Г.М., \*Рупасов А.А., Фролов И.Н. (ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", \*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 140  
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СЖАТИЯ МЕГААМПЕРНОГО Z -ПИНЧА С АВТОПРЕДЫОНИЗАЦИЕЙ НА УСТАНОВКЕ «АНГАРА-5-1»
- Е.В. Грабовский, В.В. Джангобегов, Г.М. Олейник, \*П.В. Сасоров, \*\*С.И. Ткаченко 141  
(ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»; \*ИПМ РАН; ; \*МФИ, Долгопрудный)  
ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ПРОНИКНОВЕНИЯ ИНДУЦИРОВАННОГО ТОКОМ ПОЛЯ ВНУТРЬ ТРУБЧАТОГО ЭЛЕКТРОДА ПРИ ЛИНЕЙНОЙ ПЛОТНОСТИ СУБМИКРОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ТОКА 1-3 МА/СМ
- В. М. Романова, Г. В. Иваненков, А. Р. Мингалеев, С. А. Пикуз, А. Е. Тер-Оганесян, Т. А. Шелковенко (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 142  
О МЕХАНИЗМЕ СТРАТООБРАЗОВАНИЯ ПРИ НАНОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРОВЗРЫВАХ ТОНКИХ ПРОВОДНИКОВ
- Т.А. Шелковенко, Н. Чи\*, Ф. ДеГруши\*, Д.А. Хаммер\*, С.А. Пикуз (Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН; \*Корнельский университет, Итака, США) 143  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПИНЧА С ГАЗОВЫМ НАПУСКОМ МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
- Г.А.Багдасаров, П.В.Сасоров, О.Г.Ольховская (Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН) 144  
ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ПРОЕКТА BELLA
- В.И. Крауз<sup>1</sup>, В.В. Мялгон<sup>1</sup>, В.П. Виноградов<sup>1</sup>, Е.П. Велихов<sup>1</sup>, С. С. Ананьев<sup>1</sup>, С.А. Данько<sup>1</sup>, Ю.Г. Калинин<sup>1</sup>, Ю.В. Виноградова<sup>1</sup>, А.М. Харрасов<sup>1</sup>, К.Н. Митрофанов<sup>2</sup>, В.М. Четчин<sup>1,3</sup>, К.Р. Сычугов<sup>1,3</sup>, Г.И. Астапенко<sup>4</sup>, Д.А. Войтенко<sup>4</sup>, И.Е. Гаркуша<sup>2</sup>, Д.Л. Греков<sup>3</sup>, В.А. Махлай<sup>5</sup>, Д.Г. Соляков<sup>5</sup> (¹НИЦ «Курчатовский институт»; ²ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»; ³ИПМ РАН; ⁴ГНПО СФТИ, Сухум, Абхазия; ⁵ИФП ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина) 145  
ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС КАК ЭФФЕКТИВНЫЙ ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ
- К.Н. Митрофанов<sup>1</sup>, В.И. Крауз<sup>2</sup>, В.В. Мялгон<sup>2</sup>, В.П. Виноградов<sup>2</sup>, Ю.В. Виноградова<sup>2</sup> (¹ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ"; ²НИЦ "Курчатовский институт") 146  
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАХВАЧЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ УСТАНОВКИ ПФ-3
- А.А. Акунец, И.В. Александрова, Л.А. Борисенко, Н.Г. Борисенко, А.И. Громов, 147

- \*В.А. Даванков, Е.И. Демихов, Е.Р. Корешева, Е.А. Костров, Ю.А. Меркульев, А.С. Орехов, \*\*И.Е. Осипов, \*А.В. Пастухов, С.М. Толоконников, А.А. Шапкин (Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН; \* Институт элементоорганических соединений РАН; \*\* ООО Центр Энергоэффективности ИНТЕР РАО ЕЭС, Москва)  
 ЛАЗЕРНЫЕ СФЕРИЧЕСКИЕ МИШЕНИ, РАЗРАБАТЫВАЕМЫЕ К ПРОЕКТАМ XXI ВЕКА
- А.И. Громов, И.В. Акимова, А.А. Акунец, Л.А. Борисенко, Ю.А. Меркульев, А.С. Орехов, А.А. Шапкин, Н.Г. Борисенко (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 148  
 ВОПРОСЫ МОНИТОРИНГА УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ МАЛОПЛОТНЫХ СЛОЁВ ДЛЯ МИШЕНЕЙ ИТС
- В.М. Изгородин, Е.Ю.Соломатина, А.П. Пепеляев, Е.И. Осетров, М.А. Кайгородова (Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров) 149  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМЫ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ЖИДКОЙ ФАЗЕ В СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛИСТИРОЛЬНОЙ ОБОЛОЧКЕ
- Н.В. Змитренко, П.А. Кучугов, \*В.Б. Розанов, \*Р.В. Степанов, \*Р.А. Яхин (Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН; \*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 150  
 ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ПЕРЕМЕШИВАНИЕ В ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЯХ ПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ ДЛЯ УСТАНОВОК МЕГАДЖОУЛЬНОГО ДИАПАЗОНА
- Г.В. Долголева<sup>1</sup>, А.И. Лебо<sup>2</sup>, И.Г. Лебо<sup>3</sup> (<sup>1</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН; <sup>2</sup>ИнтерЭВМ, Москва; <sup>3</sup>Московский институт радиотехники, электроники и автоматки) 151  
 МОДЕЛИРОВАНИЕ СЖАТИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ НА УРОВНЕ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРА ПОРЯДКА 1 МДЖ
- Юсупалиев У., Сысоев Н.Н., Шутеев С.А., Еленский В.Г. (Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова) 152  
 ЗАКОН СХОЖДЕНИЯ СИЛЬНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ И СФЕРИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН
- В.В. Кузенов<sup>1,2</sup>, С.В. Рыжков<sup>1</sup>, П.А. Фролко<sup>1</sup> (<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана; <sup>2</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН) 153  
 СХЕМЫ СТАНДАРТНОГО И КОМБИНИРОВАННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ В КОНЦЕПЦИИ МАГНИТНО-ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА
- В.В. Шумаев<sup>1</sup>, С.В. Рыжков, <sup>1,2</sup>В.В. Кузенов (<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана; <sup>2</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН) 154  
 ОПИСАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В ПРИБЛИЖЕНИИ САХА И ТОМАСА-ФЕРМИ
- И.Н. Косарев (ИПЛИТ РАН, Шатура) 155  
 КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ПО ИМПУЛЬСАМ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ
- И.Н. Косарев (ИПЛИТ РАН, Шатура) 156

УСКОРЕНИЕ ПРОТОНОВ В ТОНКОЙ СН ФОЛЬГЕ СВЕРХИНТЕНСИВНЫМ  
ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

- И. И. Метельский, В. Ю. Быченков, \*В.Ф. Ковалёв (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; \*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН) 157  
О СПЕКТРЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОКРЕСТНОСТИ РЕЗОНАНСА
- Е. А. Говрас, В. Ю. Быченков (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 158  
СПЕКТР ИОНОВ И ВОЛНЫ В РАЗЛЕТАЮЩЕМСЯ ГОРЯЧЕМ ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ
- С. Г. Бочкарев, В. Ю. Быченков (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) 159  
О ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЗАДНЕЙ ГРАНИЦЕ ФОЛЬГИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА
- \*О. Е. Вайс, С. Г. Бочкарев, В. Ю. Быченков (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; \*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова) 160  
О СПЕКТРАХ НЕЛИНЕЙНОГО ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ОСТРОСФОКУСИРОВАННОГО МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА
- Брантов А.В., Быченков В.Ю., Ксенофонтов П.А., \*Савельев-Трофимов А. Б, \*Цымбалов И.Н (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; \*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова) 161  
ОСОБЕННОСТИ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ КОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ИЗ МИШЕНЕЙ С ПЛОТНОСТЯМИ ПОРЯДКА КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ И НИЖЕ
- С.В. Кузнецов (Объединенный институт высоких температур РАН) 162  
САМОИНЖЕКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КИЛЬВАТЕРНУЮ ВОЛНУ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ ГРАНИЦЫ ПЛАЗМЫ
- Д.С. Носуленко, Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, М.В. Елисеев, А.В. Потапов, А.С. Тищенко, А.Л. Шамраев (Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский НИИ технической физики имени академика Е.И. Забабахина) 163  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В УЛЬТРАМЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ
- Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, М.В. Елисеев, Д.С. Носуленко, А.В. Потапов, К.В. Сафронов, П.А. Толстоухов (Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский НИИ технической физики имени академика Е.И. Забабахина) 164  
ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ
- П.А. Толстоухов, Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, А.Г. Какшин, Е.А. Лобода, А.В. Потапов, К.В. Сафронов (Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский НИИ технической физики имени академика Е.И. Забабахина) 165  
ИЗМЕРЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДА ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ АТОМНОГО НОМЕРА МАТЕРИАЛА МИШЕНИ НА СУБПИКОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКЕ
- О.Ф. Костенко (Объединенный институт высоких температур РАН) 166

- ГЕНЕРАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВАКУУМНОМ НАГРЕВЕ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ НАНОЦИЛИНДРОВ 167
- Д.Н. Габышев (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН)  
К ИНТЕГРИРУЕМОСТИ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ
- В.П. Милантьев, С.П. Степина (Российский университет дружбы народов, Москва) 168  
УСРЕДНЕННЫЕ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЗАРЯЖЕННУЮ ЧАСТИЦУ В ПОЛЕ ВОЛНЫ БИЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
- В.П. Милантьев, С.П. Карнилович, Я.Н. Шаар (Российский университет дружбы народов, Москва) 169  
ОБ ОПИСАНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПАРАКСИАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ
- Р.И. Голятина, \*М.К. Исанова, \*С.К. Коданова, \*Т.С. Рамазанов, С.А. Майоров (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН; \*Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан) 170  
РАСЧЕТ РЕЛАКСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУР В ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ ПОЗИТРОНИЯ, ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ
- В.В. Вихрев, В.Д. Королев (НИЦ «Курчатовский институт») 171  
СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ В Z-ПИНЧАХ
- В.В. Александров\*, Е. В.Грабовский\*, А.Н. Грицук\*, И.В. Волобуев\*\*, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, В.Д. Королев, Я.И. Лаухин\*, С.Ф. Медовщиков\*, К.Н. Митрофанов\*, Г.М. Олейник\*, Г.И. Устров, И.Н. Фролов\* (НИЦ «Курчатовский институт»; \* ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ", \*\*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН) 172  
ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ СЖАТИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО Z-ПИНЧА НА УСТАНОВКЕ «АНГАРА-5-1»
- В.В. Александров, Г.С. Волков, Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук, И.Г. Малютин, К.Н. Митрофанов, Г.М. Олейник, \*А.П. Шевелько (ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ"); \*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН) 173  
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Z-ПИНЧА ПРИ ИМПЛОЗИИ ВОЛОКОННЫХ СБОРОК НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1
- В. А. Гасилов, О. Г. Ольховская, Н. С. Смирнова (Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН) 174  
3D МГД МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СЖАТИЯ Z-ПИНЧЕЙ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1
- Б.Г. Репин, А.П. Орлов (РФЯЦ – ВНИИЭФ, Саров) 175  
ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПОЛУЧЕНИЮ СВЕРХСИЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ В КОНФИГУРАЦИИ МНОГОВОЛОЧНОГО Z- $\Theta$  ПИНЧА
- Е.О. Баронова, А.М. Степаненко (НИЦ «Курчатовский институт») 176

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАДИАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ИЗ ХОРДОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ: АЛГОРИТМ И ЧИСЛЕННЫЙ КОД

Е.О.Баронова, Е.Д. Вовченко\*, В.Я.Никулин\*\*, П.В.Силин\*\*, А.М.Степаненко, 177  
С.В.Суслин (НИЦ «Курчатовский институт»; \*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»; \*\* Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ НА УСТАНОВКЕ “ТЮЛЬПАН”

Д.А. Войтенко, Г.И. Астапенко, В.И. Крауз\*, К.Н. Митрофанов\*\*, В.В. Мялтон\*, 178  
С.С. Ананьев (ГНПО “Сухумский физико-технический институт”, Сухум, Абхазия; \*НИЦ «Курчатовский институт»; \*\*ФГУП “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ НА УСТАНОВКЕ КПФ-4 “ФЕНИКС” ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ НАПУСКА ГАЗА

В.И. Крауз, В.В. Мялтон, С.С. Ананьев, В.П. Виноградов, Ю.В. Виноградова, 179  
С.А. Данько, Ю.Г. Калинин, А.М. Харрасов (НИЦ «Курчатовский институт»)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ И ДИНАМИКИ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА В ПЛАЗМОФОКУСНОМ РАЗРЯДЕ

В.В. Вихрев, С.В. Суслин (НИЦ «Курчатовский Институт») 180  
ОБРАЗОВАНИЕ СТРУИ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

С.С. Ананьев, С.А. Данько, В.В. Мялтон, А.И. Жужунашвили, Ю.Г. Калинин, 181  
В.И. Крауз, М.С. Ладыгина \*, А.К. Марченко (НИЦ «Курчатовский институт»; \* ИФП ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина)  
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

В. Паркевич, И.Н. Тиликин, А.В. Агафонов, А.Р. Мингалеев, Т.А. Шелковенко, 182  
С.А. Пикуз (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗРЫВНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИГОЛЬЧАТОГО КАТОДА МЕТОДОМ ТОЧЕЧНОЙ ПРОЕКЦИОННОЙ РЕНТГЕНОГРАФИИ

И.Н. Тиликин, Т.А. Шелковенко, С.А. Чайковский\*, В.Б. Зорин, С.А. Пикуз, 183  
В.М. Романова, С.Н. Мишин, А.Р. Мингалеев (Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН; \*Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГИБРИДНЫХ Х-ПИНЧЕЙ НА ГЕНЕРАТОРЕ КИНГ

С.А. Пикуз, П.А. Гордан, Т.А. Шелковенко, И.Н. Тиликин, Д.Б. Гринли\*, Л.А. Атоян\*, Д.А. Хаммер\* (Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН; \*Корнельский университет, Итака, США)  
ЗАМАГНИЧЕННЫЙ Х-ПИНЧ

Г.В. Иваненков, В. Степановски (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; \*Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза (ИФПиЛМ), Варшава, Польша) 185  
МГД РАСЧЁТЫ ПРОЦЕССОВ ВЗРЫВА ГОРЯЧЕЙ ТОЧКИ Х-ПИНЧА

В.А. Гасилов, А.Ю. Круковский, В.Г. Новиков, \*И.В. Романов, И.П. Цыгвинцев 186  
(ИПМ РАН, \*ФИАН)  
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ Z-ПИНЧА В ВАКУУМНОМ

ДИОДЕ С ЛАЗЕРНЫМ ПОДЖИГОМ

С.С. Ананьев, С.А. Данько, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, \*А.А. Курило, 187  
 \*Т.А. Минеева, \*\*А.И. Потапенко, М.Г. Стрижаков (НИЦ «Курчатовский  
 институт»); \*Национальный исследовательский университет «МЭИ»; \*\*12  
 Центральный научно-исследовательский институт МО РФ, Сергиев Посад)  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДИОДНОЙ  
 ПЛАЗМЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЭП С ПОЛИМЕРНЫМИ  
 МАТЕРИАЛАМИ

М.В. Хилько, Г.С. Волков, И.Н. Фролов, А.Н. Грицук (ФГУП "ГНЦ РФ 188  
 ТРИНИТИ")  
 ИЗМЕРЕНИЕ РАЗМЕРОВ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ОБЛАСТИ СИЛЬНОТОЧНОГО Z-  
 ПИНЧА НА ФИНАЛЬНОЙ СТАДИИ ЕГО СЖАТИЯ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ  
 КВАНТОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Шишлов А.О. (ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ») 189  
 АЗИМУТАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЧАСТИ  
 ВАКУУМНОЙ ТРАНСПОРТИРУЮЩЕЙ ЛИНИИ УСТАНОВКИ АНГАРА-5-1

Ю.К. Куриленков, В.П. Тараканов и С.Ю. Гуськов<sup>1</sup> (ОИВТ РАН, <sup>1</sup>ФИ РАН) 190  
 PIS МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ ПРОТОН – БОР В  
 ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА НАНОСЕКУНДНОГО  
 ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА

Ю.К. Куриленков, В.П. Тараканов, С.Ю. Гуськов<sup>1</sup> и В.Т. Карпухин (ОИВТ РАН, 191  
<sup>1</sup>ФИ РАН)  
 ЛАБОРАТОРНАЯ АСТРОФИЗИКА НА ОСНОВЕ ЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ  
 В ГЛУБОКОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА  
 НАНОСЕКУНДНОГО ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА

В. Е. Аблесимов, Ю.Н Долин, А.Е. Калинычев, З. С.Цибиков (РФЯЦ-ВНИИЭФ) 192  
 КОРРЕЛЯЦИЯ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ ИЗ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА С  
 ИЗМЕНЕНИЕМ ЭНЕРГИИ МАГИТНОГО ПОЛЯ РАЗРЯДНОГО КОНТУРА

Аблесимов В.Е., Андрианов А.В., Базанов А.А., Глыбин А.М., Долин Ю.Н., 193  
 Дроздов И.Ю., Дроздов Ю.М., Дудай П.В., Зименков А.А., Иванов В.А.,  
 Ивановский А.В., Калинычев А.Е., Карпов Г.В., Краев А.И., Ломтев С.С.,  
 Нудиков В.Н., Пак С.В., Поздов Н.И., Полюшко С.М., Рыбаков А.Ф.,  
 Скобелев А.Н., Туров А.Н., Февралев А.Ю. (РФЯЦ-ВНИИЭФ)  
 РАЗРАБОТКА ТРАНСПОРТАБЕЛЬНОГО ПЛАЗМОФОКУСНОГО  
 НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА, ЗАПИТЫВАЕМОГО ОТ  
 ВЗРЫВОМАГИТНОГО ГЕНЕРАТОРА

**ДОКЛАДЫ СЕКЦИИ**

**«ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ» 197-302**

Е. М. Апфельбаум (Объединённый институт высоких температур РАН) 197  
 РАСЧЁТ ЭЛЕКТРОННЫХ ТРАНСПОРТНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ И  
 ДАВЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ НИКЕЛЯ

В.Я. Карпов, \*Г.В.Шпатаковская (ИНЭУМ, Москва, \*ИПМ РАН) 198

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВКЛАДА ОБОЛОЧЕЧНЫХ  
ЭФФЕКТОВ В ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ

- Хомкин А.Л., Шумихин А.С. (Объединённый институт высоких температур РАН) 199  
 ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ В ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ И  
 ОБЫЧНЫХ МЕТАЛЛОВ, ВОДОРОДЕ И ЭКСИТОНАХ
- Ю.В. Думин (МГУ, Москва; ИКИ РАН, Москва) 200  
 МОДЕЛЬ ИОНИЗАЦИОННО-РЕКОМБИНАЦИОННОГО БАЛАНСА  
 В СИЛЬНО-НЕИДЕАЛЬНОЙ РИДБЕРГОВСКОЙ ПЛАЗМЕ
- С.Ф. Гаранин<sup>1</sup>, С.Д. Кузнецов<sup>1</sup>, Р.Е. Рейновски<sup>2</sup> ( <sup>1</sup>ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 201  
 Нижегородская обл., <sup>2</sup>Лос-Аламосская Национальная Лаборатория, Лос-Аламос,  
 Нью Мексико, США)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ТЁПЛОГО ПЛОТНОГО  
 ВЕЩЕСТВА ПРИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЬГ С  
 ПОМОЩЬЮ МЕГААМПЕРНЫХ ТОКОВ
- Быстрый Р.Г., Морозов И.В. (Объединённый институт высоких температур РАН) 202  
 МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ  
 ЭЛЕКТРОНОВ В ИОНИЗОВАННЫХ ЛАЗЕРОМ КЛАСТЕРАХ
- В.М. Жданов, А.А. Степаненко (Национальный исследовательский ядерный 203  
 университет «МИФИ», Москва)  
 УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ДЛЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ХИМИЧЕСКИ  
 АКТИВНОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ
- Воробьев В. С.\*, Грушин А. С.\*\* , Новиков В. Г.\*\* (\*Объединённый институт 204  
 высоких температур РАН, \*\*Институт прикладной математики им. М. В.  
 Келдыша РАН) О ПЛАЗМЕННОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ В ЦЕЗИИ ПРИ  
 ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ
- Сатунин С.Н., \*Франк А.Г. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН) 205  
 ДИНАМИКА ТОКОВ ХОЛЛА И КОЛЕБАНИЯ ПЕРИФЕРИЙНЫХ ОБЛАСТЕЙ  
 ТОКОВОГО СЛОЯ
- Горкунов А.А.<sup>1</sup>, Горкунов М.А., Горшунов Н.М.<sup>1</sup>, Потанин Е.П.<sup>1,2</sup> ( <sup>1</sup>НИЦ 206  
 «Курчатовский институт», <sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный  
 университет «МИФИ»)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ, ВРАЩАЮЩЕЙСЯ  
 В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ
- \*Л.М. Василяк, \*\*Н.Н. Кудрявцев, В.А. Левченко, Д.А. Собур, \*\*\*П.В. 207  
 Старшинов, \*\*\*Е.П. Шаранов (ЗАО ПК «ЛИТ», Москва; \*ОИВТ РАН, \*\*МФТИ  
 (ГУ), Москва; \*\*\*НИУ «МЭИ»)  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ  
 РТУТНЫМ РАЗРЯДОМ ПРИ ДАВЛЕНИИ БУФЕРНОГО ГАЗА МЕНЕЕ 1 ТОРР
- А.В. Гавриков, Г.Д. Лизякин, Р.А. Усманов, А.А. Самохин, В.П. Смирнов (ОИВТ 208  
 РАН)  
 ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ПОТЕНЦИАЛА ОТ ВЕЛИЧИНЫ  
 ДАВЛЕНИЯ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОТРАЖАТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ

БОЛЬШОГО РАЗМЕРА

- Г.М. Григорьян, \*Н.А. Дятко, \*И.В. Кочетов (СПбГУ, С.-Петербург; \*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк) 209  
 ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ  
 МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ  $Ag(1s_5)$  И  $Ag(1s_3)$  В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В  
 АРГОНЕ ОТ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА И МАТЕРИАЛА ПОВЕРХНОСТИ СТЕНКИ  
 ТРУБКИ
- Агафонов А.В., Богаченков В.А., Огинов А.В., Русецкий А.С., Рябов В.А.,  
 Чубенко А.П., Шпаков КВ. (Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН) 210  
 ТЕМНАЯ СТАДИЯ АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА: ОТ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ  
 ДО НЕЙТРОНОВ
- \*И.Ш. Абдуллин, \*\*И.Б. Бадриев, \*\*\* В.С. Желтухин, \*\*\*\*В.Ю. Чебакова  
 (\*ФГБОУ ВПО "КНИТУ", Казань; \*\*ФГАОУ ВПО К(П)ФУ, Казань; \*\*\*ФГБОУ  
 ВПО "КНИТУ", Казань; \*\*\*\*ФГАОУ ВПО К(П)ФУ, Казань) 211  
 ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО  
 РАЗРЯДА Пониженного Давления
- Г.П. Кузьмин, И.М. Минаев, А.А. Рухадзе, О.В.Тихоневич (Институт общей  
 физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук) 212  
 СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЕННЫХ АНТЕНН  
 (АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ)
- Е.С. Дзлиева, М.А. Ермоленко, В.Ю. Карасев, С.И. Павлов, Л.А. Новиков, \*С.А.  
 Майоров (Санкт-Петербургский государственный университет; \*Институт общей  
 физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук) 213  
 ДИНАМИКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В СМЕСИ ГАЗОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ
- В.А.Титов (Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново) 214  
 НЕКОТОРЫЕ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ РАЗРЯДОВ С  
 ЖИДКИМИ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ
- А.В. Костров (ИПФ РАН, г. Нижний Новгород) 215  
 РОЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И РЕКОМБИНАЦИИ В ФОРМИРОВАНИИ  
 АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА
- В.В. Вихрев (НИЦ «Журчатовский институт») 216  
 ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РЕКОМБИНАЦИИ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ
- С.А. Двинин, \*В.А. Довженко, \*\*О.А. Синкевич (Московский Государственный  
 университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет; \*Институт физики  
 атмосферы имени А.М.Обухова РАН; \*\* Национальный исследовательский  
 университет Московский энергетический институт) 217  
 ИОНИЗАЦИОННО-ПОЛЕВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВЧ РАЗРЯДА  
 ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ
- Р.Х. Амиров, Н.А. Ворона, А.В. Гавриков, Г.Д. Лизякин, В.П. Полищук,  
 И.С. Самойлов, В.П. Смирнов, \*Р.А. Усманов, И.М. Ярцев (ОИВТ РАН;  
 \*МФТИ, Долгопрудный) 218  
 ИССЛЕДОВАНИЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ С ДИФFUЗНОЙ КАТОДНОЙ

ПРИВЯЗКОЙ, КАК ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ ДЛЯ ЗАДАЧ ПЛАЗМЕННОЙ СЕПАРАЦИИ ОЯТ	
А. Э. Медведев (Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск)	219
ФОРМИРОВАНИЕ ТОКОВОГО ШНУРА РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ	
<u>Ахатов М.Ф.</u> , *Шамсемухаметова Г.Ф., Каюмов Р.Р., Гайсин Аз.Ф. (Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ, г. Казань; *МБОУ «Сикертанская основная общеобразовательная школа им. Г. Камала», г. Арск, РТ)	220
ПЛОТНОСТЬ ТОКА НА ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОМ КАТОДЕ	
Хомкин А.Л., <u>Шумихин А.С.</u> (Объединённый институт высоких температур РАН)	221
КЛАСТЕРНАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ ПАРОВ РТУТИ НА ЛИНИИ НАСЫЩЕНИЯ	
<sup>1</sup> <u>Сторожев Д.А.</u> , <sup>2</sup> Суржиков С.Т., <sup>3</sup> Куратов С.Е. ( <sup>1</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет), <sup>2</sup> Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, <sup>3</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт автоматизации им. Н. Л. Духова, Москва)	222
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ПЕННИНГОВСКОГО РАЗРЯДА В МОЛЕКУЛЯРНОМ ВОДОРОДЕ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ 0.1-5 ТОРР	
Д.А. Сторожев (Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва; Институт проблем механики РАН; Всероссийский научно-исследовательский институт автоматизации им. Н. Л. Духова, Москва)	223
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ ИОНИЗАЦИИ И ДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА В ПЕННИНГОВСКОМ РАЗРЯДЕ	
Лебедев Ю.А., <u>Татаринев А.В.</u> , Эпштейн И.Л., Титов А. Ю. (ИНХС РАН)	224
О ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА АКТИНОМЕТРИИ В НЕОДНОРОДНОЙ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ	
<u>В.В. Андреев</u> , Л.А. Васильева, Ю.П. Пичугин (Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова, Чебоксары)	225
ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЯЧЕЙКИ ПОВЕРХНОСТНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКУЮ ЦЕНУ СИНТЕЗА ОЗОНА	
А.В. Гордеев (НИЦ «Курчатовский институт»)	226
ДИНАМИКА РАЗЛЁТА ВСЕЛЕННОЙ ПРИ НЕОГРАНИЧЕННОЙ ЭНЕРГИИ ПЛАНКОВСКОГО ВАКУУМА	
А.В. Гордеев (НИЦ «Курчатовский институт»)	227
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЁМНОЙ ЭНЕРГИИ И УСКОРЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ	
М.Е. Гушин, С.В. Коробков, <u>А.В. Костров</u> , С.Э. Привер, Д.А. Одзерихо, А.В. Стриковский (ИПФ РАН, г. Нижний Новгород)	228
РАЗРЯДНЫЕ ПРОЦЕССЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ДВИГАТЕЛЬНОЙ	

ЭЛЕКТРИЗАЦИЕЙ ВЕРТОЛЕТОВ В ПОЛЕТЕ

- М.Ю. Кузьмичева, Т.В. Лосева, А.Н. Ляхов (Институт динамики геосфер РАН) 229  
 ИОНОСФЕРНЫЙ ЭФФЕКТ, ВЫЗВАННЫЙ ПАДЕНИЕМ ЧЕЛЯБИНСКОГО  
 МЕТЕОРИТА
- А.Н. Веселовзоров, А.А. Погорелов, Э.Б. Свирский, В.А. Смирнов 230  
 (НИЦ “Курчатовский институт”)  
 МЕХАНИЗМ ДИФФУЗИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КАНАЛЕ СПД
- Айдакина Н.А., Гущин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров А.В. (ИПФ  
 РАН, Нижний Новгород) 231  
 МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВИСТОВЫХ ВОЛН  
 В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ В ПРИСУТСТВИИ  
 МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ
- И. С. Абрамов, Е. Д. Господчиков, А. Г. Шалашов (Институт прикладной физики  
 РАН, Нижний Новгород; Нижегородский государственный университет им. Н. И.  
 Лобачевского) 232  
 О ФОРМИРОВАНИИ ПЛАЗМЫ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В  
 НАПРАВЛЕННОМ ПОТОКЕ ГАЗА
- С.И. Копнин, С.И. Попель (Институт космических исследований РАН) 233  
 К ВОПРОСУ О ЗАРЯДКЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ, НАХОДЯЩИХСЯ ПОД  
 ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ
- С.И. Копнин, С.И. Попель, Т.И. Морозова (Институт космических исследований  
 РАН) 234  
 К ВОПРОСУ О ЗАРЯДКЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ НА ТЁМНОЙ СТОРОНЕ ЛУНЫ
- Курбанисмалов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Хачалов М.Б. (Дагестанский  
 государственный университет, Махачкала) 235  
 ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛАБОИОНИЗИРОВАННОЙ ФОТОПЛАЗМЫ
- Курбанисмалов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Хачалов М.Б., Арсланбеков  
 М.А., Абакарова Х.М. (Дагестанский государственный университет, Махачкала) 236  
 ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ НА ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ
- А.В. Огинов, А.А. Родионов, К.В. Шпаков (Физический институт им.  
 П.Н. Лебедева РАН) 237  
 РОЛЬ ТОКОВЫХ ФИЛАМЕНТОВ В ДЛИННОЙ ИСКРЕ В ВОЗДУХЕ
- А.В. Огинов, А.А. Родионов, К.В. Шпаков (Физический институт им.  
 П.Н. Лебедева РАН) 238  
 3D РЕКОНСТРУКЦИЯ КАНАЛА ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА НА  
 ОСНОВЕ МНОГОРАКУРСНОЙ СЪЕМКИ
- А.А. Родионов<sup>1,2</sup>, А.В. Огинов<sup>1</sup>, К.В. Шпаков<sup>1</sup> (<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н.  
 Лебедева РАН; <sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный  
 университет)) 239  
 МНОГОКАНАЛЬНАЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА ИЗЛУЧЕНИЙ  
 ПРЕДЫМПУЛЬСНОЙ СТАДИИ ПРОТЯЖЕННОГО АТМОСФЕРНОГО

РАЗРЯДА УСТАНОВКИ ЭРГ

- Е.С. Бобкова, А.И. Шишкина, А.А. Борзова, Р.А. Неведомый, Е.С. Иванова 240  
(Ивановский государственный химико-технологический университет)  
ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДЕСТРУКЦИИ МУРАВЬИНОЙ КИСЛОТЫ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА  
АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В СРЕДЕ КИСЛОРОДА
- Е.С. Бобкова, А.И. Шишкина, А.А. Борзова, Смирнова К.А. (Ивановский 241  
государственный химико-технологический университет)  
ОКСИЛИТЕЛЬНАЯ ДЕСТРУКЦИЯ СУЛЬФОНОЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В ПЛАЗМЕ КИСЛОРОДА
- Бобкова Е.С., Сунгурова А.В., Кобелева Н.А., Борзова А.А., Смирнова Д.Э. 242  
(Ивановский государственный химико-технологический университет; Институт  
термодинамики и кинетики химических процессов)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА УДАЛЕНИЯ ХРОМА ИЗ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ  
В РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА С ЭЛЕКТРОЛИТНЫМ КАТОДОМ
- А.А. Степаненко, В.М. Жданов (Национальный исследовательский ядерный 243  
университет «МИФИ», Москва)  
О ВЛИЯНИИ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ ЧАСТИЦ НА ПРОЦЕССЫ  
ПЕРЕНОСА В ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ  
ПЛАЗМЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ
- Ю.Н. Андриянова, А.В.Ефимов, А.С.Пасина, В.Ф.Чиннов (Объединенный 244  
институт высоких температур РАН)  
ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ  
ИМПУЛЬСНОГО КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА
- О.А. Омаров, Ш.Ш. Эльдаров, Эльдаров М.Ш. (Даггосуниверситет, Махачкала) 245  
УЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ
- Бекасов В.С., Елисеев С.И., Кирсанов Г.В., Кудрявцев А.А., Степанова О.М. 246  
(Санкт-Петербургский государственный университет)  
ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МИКРОРАЗРЯДА В  
ВОЗДУХЕ
- А.С. Мустафаев, А.Ю. Грабовский, \*В.С. Сухомлинов (Национальный 247  
минерально-сырьевой университет «Горный», Санкт-Петербург; \*Санкт-  
Петербургский государственный университет)  
РАСЧЕТ И ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ ПО  
СКОРОСТЯМ ПРИ БОЛЬШИХ ПОЛЯХ В ПЛАЗМЕ
- К.Д. Капустин<sup>2</sup>, М.В. Красильников<sup>1</sup>, А.А. Кудрявцев<sup>1</sup> (1С. Петербургский 248  
госуниверситет; 2С. Петербургский университет ИТМО)  
РОЛЬ АМБИПОЛЯРНОГО ПОЛЯ В ФОРМИРОВАНИИ ФРЭ И  
ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ В  
ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ
- Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Васильков Д.Г., Воронова Е.В. (Институт 249  
общей физики им. А.М. Прохорова РАН)  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ИОНОВ АРГОНА И ГЕЛИЯ ПО ШИРИНЕ

ТОКОВЫХ СЛОЕВ, СФОРМИРОВАННЫХ В 2D И 3D МАГНИТНЫХ  
КОНФИГУРАЦИЯХ

- Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Кавыршин Д.И., Саргсян М.А., Агеев А.Г. (ОИВТ РАН) 250  
АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ СИЛЬНОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ ГЕЛИЯ.
- А.В. Огинов, А.А. Родионов, К.В. Шпаков (ФИАН, Москва) 251  
ДИНАМИКА БЛИЗНЕГО УФ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ОБЛАСТИ НА ПРЕДПРОБНОЙ СТАДИИ ДЛИННОЙ ИСКРЫ
- Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Шилов А.О., Якимов М.Ю. (Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН) 252  
НЕПРЕРЫВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ БЛИЗНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА
- Юсупалиев У. (Физический факультет МГУ, Москва) 253  
БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ИНВАРИАНТЫ ПОДОБИЯ И ИНВАРИАНТЫ, ОБЩИЕ ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ, УДАРНЫХ ВОЛН И ТОРОИДАЛЬНЫХ ВИХРЕЙ
- И.А. Мартынова, И.Л. Иосилевский (Объединенный институт высоких температур РАН) 254  
О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ В АССИМЕТРИЧНОЙ КУЛОНОВСКОЙ СИСТЕМЕ МАКРОЗАРЯДОВ
- Векленко Б.А. (ОИВТ РАН; НИУ(МЭИ)) 255  
ПРОБЛЕМА СИВУХИНА И ЛЕВЫЕ СРЕДЫ
- А.С. Мустафаев, А.Ю. Грабовский, М.А. Аинов, А.А. Страхова (Национальный минерально-сырьевой университет «Горный», Санкт-Петербург) 256  
3D ДИАГНОСТИКА АНИЗОТРОПНЫХ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ В ПЛАЗМЕ
- Б.М. Смирнов, В.П. Афанасьев\*, Д.А. Жиляев (Объединенный институт высоких температур РАН; \*НИУ Московский энергетический институт) 257  
КИНЕТИКА ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ
- \*Рудой И.Г., Соловьев Н.Г., \*\*Сорока А.М., Шилов А.О., Якимов М.Ю. (Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН; \*ООО "МагАлТек", Москва; \*\*ИПК "Беседы", Москва) 258  
КВАЗИНЕПРЕРЫВНОЕ ПОДДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В КСЕНОНЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ
- В.С. Бекасов, Г.В. Кирсанов, А.А. Кудрявцев, С.И. Елисеев, О.М. Степанова (Санкт-Петербургский государственный университет) 259  
РАСЧЕТ КОМПОНЕНТНОГО СОСТАВА ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ МИКРОРАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ
- А.Н. Власов, М.В. Дубков, М.А. Буробин, А.Б. Манюшкин (Рязанский государственный радиотехнический университет) 260

- ПОЛУЧЕНИЕ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ТОРОИДАЛЬНО УСТАНОВЛЕННЫХ МЕДНЫХ СПИРАЛЕЙ И СОЗДАНИЕ СУБМИЛЛИСЕКУНДНОГО ГЕНЕРАТОРА С ПИКОВЫМ ТОКОМ ДО 400 КА
- \*\*\*Н.Н. Антонов, \*\*\*Н.А. Ворона, А.В. \*\*\*Гавриков, \*\*\*С.Н. Жабин, 261  
\*А.А. Самохин, \*В.П. Смирнов (\*ОИВТ РАН, Москва; \*\*МФТИ, Долгопрудный)  
ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК ДЛЯ ОТРАБОТКИ МЕТОДА ПЛАЗМЕННОЙ СЕПАРАЦИИ НА МОДЕЛЬНОМ ВЕЩЕСТВЕ
- А.А. Балмашнов, А.В. Калашников, В.В. Калашников, С.П. Степина, А.М. Умнов 262  
(РУДН, Москва)  
ГЕНЕРАЦИЯ РЕНГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В CERA-RX(C) ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ
- А.А. Балмашнов, А.В. Калашников, В.В. Калашников, С.П. Степина, А.М. Умнов 263  
(РУДН, Москва)  
ВЛИЯНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ С ЧАСТОТОЙ 12,5 МГЦ НА ЭЦР НАГРЕВ В CERA-RX(C)
- А.А. Балмашнов, В.А.Г. Буангуйас(республика Габон ), Н.Б.Бутко, С.П. Степина, 264  
А.М. Умнов (РУДН, Москва)  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ В КООКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ СО СПИРАЛЬНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРОЙ
- А.А. Балмашнов, Н.Б.Бутко, С.П. Степина, А.М. Умнов, М.Х. Хименес (Коста- 265  
Рика), А.В. Чапурин (Украина) (РУДН, Москва)  
ПАРАМЕТРЫ ЭЦР ПЛАЗМЫ, ФОРМИРУЕМОЙ В КООКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ ПЛАЗМЕННОГО ИНЖЕКТОРА CERA-RI-2 (ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ)
- Боброва Н.А., \*Сасоров П.В., \* \*\*Фомин И.В. (Институт теоретической и 266  
экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Москва; \*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук; \*\*Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный)  
ОПИСАНИЕ СОВМЕСТНОЙ ДИФфуЗИИ РАЗРЕЖЕННЫХ ТЯЖЕЛЫХ ПРИМЕСЕЙ В ПЛАЗМЕ
- Гавриков М.Б., Савельев В.В. (Институт прикладной математики им. 267  
М.В.Келдыша РАН )  
УСКОРЕНИЕ ПЛАЗМЫ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ В ДВУХЖИДКОСТНОЙ МГД
- А.В. Герасимов, А.П. Кирпичников, Л.А. Рачевский (Казанский национальный 268  
исследовательский технологический университет)  
ОЦЕНКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА ВНУТРИ КАНАЛА ПЛАЗМОТРОНА ПО ЗНАЧЕНИЯМ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ
- В.О. Герман, А.П. Глинов, А.П. Головин, П.В. Козлов (НИИ механики МГУ, 269  
Москва)  
О ДИНАМИКЕ АНОДНЫХ ПЯТЕН И МАКРОЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОДУГОВОМ РАЗРЯДЕ НА ГРАФИТОВЫХ ЭЛЕКТРОДАХ
- Мещанов А.В., Коршунов А.Н., Ионих Ю.З., Сушенцев Д.М., \*Дятко Н.А., 270

- (СПбГУ, С.-Петербург; \*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк)  
 «ЭФФЕКТ ПАМЯТИ» РАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА В СМЕСИ АРГОН-АЗОТ
- С.И. Павлов, Е.С. Дзлиева, М.А. Ермоленко, В.Ю. Карасев, Л.А. Новиков, 271  
 \*С.А. Майоров, (Санкт-Петербургский государственный университет; \*Институт  
 общей физики имени А.М. Прохорова РАН)  
 СПОСОБ УПРАВЛЕНИЯ ИОННЫМ УВЛЕЧЕНИЕМ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ
- Андреев В.В., Новицкий А.А., Нлонг Д. (РУДН, кафедра экспериментальной 272  
 физики) ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ПУЧКА ИНЖЕКТОРА В  
 МАГНИТНУЮ ЛОВУШКУ ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ
- Н.Л. Александров, Е.М. Анохин, М.А. Попов, С.В. Киндышева (Московский 273  
 физико-технический институт, Долгопрудный)  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
 РЕКОМБИНАЦИОННОЙ ДИНАМИКИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ В  
 СМЕСЯХ С КИСЛОРОДОМ
- Ю.Н. Извекова<sup>1,2</sup>, С.И. Попель<sup>1,2</sup>, Л. Стенфло<sup>3</sup> (<sup>1</sup>ИКИ РАН; <sup>2</sup>МФТИ, 274  
 Долгопрудный; <sup>3</sup>Университет Линкёпинга, Линкёпинг, Швеция)  
 НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ГЕНЕРАЦИЯ ПЫЛЕВЫХ ПОТОКОВ В  
 ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ
- В.М. Градов, С.В. Гавриш\*, И.А. Желаяев, А.В. Сурдо\* (МГТУ; \*ЗАО «СКБ 275  
 «ЗЕНИТ», г. Зеленоград)  
 РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ  
 ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ, РТУТИ И ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ
- Д.В. Кадников, С.А. Смирнов (Ивановский государственный химико- 276  
 технологический университет)  
 ВЛИЯНИЕ ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ ПЛАЗМООКСИДЛИТЕЛЬНОЙ  
 ДЕСТРУКЦИИ ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЁНКИ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ  
 ВОЗДУХА
- В.Г. Марков, И.А. Каньшин, Д.Е. Прохорович, А.Г. Садилкин (ФГУП «ВНИИА», 277  
 Москва)  
 ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТРАНСПОРТИРОВКИ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ  
 ЧАСТИЦ В ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ НЕЙТРОННОЙ ТРУБКИ
- А.А. Овцын, С.А. Смирнов (ФГБОУ ВПО Ивановский государственный химико- 278  
 технологический университет)  
 КИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТРАВЛЕНИЯ ПОЛИКАРБОНАТА  
 В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ КИСЛОРОДА
- \*С.Ю. Петряков, Аз.Ф. Гайсин, М.И. Шегай, Ф.М. Гайсин (\*Казанский 279  
 национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ)  
 МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД МЕЖДУ АЛЮМИНИЕВЫМ  
 ЭЛЕКТРОДОМ И ЭЛЕКТРОЛИТОМ
- А.Н. Долгов, Д.Е. Прохорович (ФГУП «ВНИИА», Москва) 280  
 ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ БЫСТРОГО Z-ПИНЧА, ОБНАРУЖЕННЫЕ  
 ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ И ТОРМОЗНОГО КОНТИНУУМА

- \*Садриев Р.Ш., Гайсин Ф.М., Багаутдинова Л.Н. (\*Набережночелнинский институт (филиал) КФУ, Набережные Челны; Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева) СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД С ЖИДКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ 281
- А.С. Шашков (ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Москва) ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В РАЗРЯДЕ ХОЛЛОВСКОГО ДВИГАТЕЛЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРАХ ЕГО РАБОТЫ С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННОЙ ОДНОМЕРНОЙ ГИБРИДНОЙ МОДЕЛИ 282
- С.А. Шибаев, Д.В. Кадников, С.А. Смирнов (Ивановский государственный химико-технологический университет) КИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТРАВЛЕНИЯ ПОЛИПРОПИЛЕНОВОЙ ПЛЁНКИ В ПЛАЗМЕ АРГОНА 283
- Н.Е. Строев, И.Л. Иосилевский (Объединенный институт высоких температур РАН) ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ НЕКОНГРУЭНТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В КУЛОНОВСКИХ СИСТЕМАХ НА БАЗЕ МОДЕЛИ БИНАРНОЙ ИОННОЙ СМЕСИ 284
- Х.К. Тазмеев, \*Г.Х. Тазмеев (Набережночелнинский институт (филиал) Казанского (Приволжского) федерального университета, Набережные Челны; \*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева) ОСОБЕННОСТИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА С ЖИДКИМ ЭЛЕКТРОЛИТНЫМ КАТОДОМ В ЗАТРУДНЕННЫХ УСЛОВИЯХ ГОРЕНИЯ 285
- \*Лебедев Ю.А., \*Татаринов А.В., \*Эпштейн И.Л., \*\*Мухамадиева А. Р. (\*ФГБУН ИНХС РАН; \*\*МФТИ (государственный университет), Долгопрудный) ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬЕЙ В ЖИДКОМ *n*-ГЕПТАНЕ ПРИ СОЗДАНИИ СВЧ РАЗРЯДА В ОБЪЕМЕ ЖИДКОСТИ 286
- \*И.И. Галимзянов, Ал.Ф. Гайсин (\*Зеленодольский институт машиностроения и информационных технологий (филиал) КНИТУ-КАИ; Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ) МНОГОКАНАЛЬНЫЕ РАЗРЯДЫ МЕЖДУ ПОРИСТЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ 287
- \*В.С. Желтухин, Ал.Ф. Гайсин, \*И.Ш. Абдуллин, \*\*В.Ю. Чебакова (Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ; \*Казанский национальный исследовательский технологический университет; \*\*Казанский (Приволжский) федеральный университет) МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЧЕ РАЗРЯДА С ЖИДКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ 288
- Ал.Ф. Гайсин, \*И.Ш. Абдуллин (Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ; \*Казанский национальный исследовательский технологический университет) ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ЕМКОСТНОЙ РАЗРЯД С ЖИДКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ 289
- Гайсин Ал.Ф., Басыров Р.Ш. (Казанский национальный исследовательский 290

- технический университет им. А.Н. Туполева)  
 РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И  
 КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДЕ С ЖИДКИМ АНОДОМ
- <sup>1,2</sup>Г.В. Крашевская, <sup>1</sup>Ю.А. Лебедев, <sup>1</sup>М. А. Гоголева (<sup>1</sup>ФГБУ Н Институт 291  
 нефтехимического синтеза им. А.В.Топчиева РАН (ИНХС РАН); <sup>2</sup>Национальный  
 исследовательский ядерный университет «МИФИ»)  
 ЗОНДОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НЕОДНОРОДНОГО СВЧ  
 РАЗРЯДА В АЗОТЕ
- Ю. В. Медведев (ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН) 292  
 РАСШИРЕНИЕ ПЛАЗМЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ В ВАКУУМ
- Ю. В. Медведев (ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН) 293  
 ТЕЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ С  
 ЭЛЕКТРОН-ИОННОЙ ПЛАЗМОЙ
- Н.А. Айдакина, М.Е. Гушин, И.Ю. Зудин, С.В. Коробков, А.В. Костров, А.В. 294  
 Стриковский (ИПФ РАН, г. Нижний Новгород)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ  
 РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВ СВИСТОВОГО  
 ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ
- Амиров Р.Х.<sup>1</sup>, Баренгольц С.А.<sup>2,3</sup>, Коростылев Е.В.<sup>4</sup>, Пестовский Н.В.<sup>3,4</sup>, 295  
Петров А.А.<sup>3,4</sup>, Савинов С.Ю.<sup>3,4</sup>, Самойлов И.С.<sup>1</sup> (<sup>1</sup>Объединенный институт  
 высоких температур РАН; <sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН;  
<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; <sup>4</sup>Московский физико-технический  
 институт (государственный университет))  
 САМООРГАНИЗАЦИЯ ДИНАМИКИ РАЗРЯДНОГО ФАКЕЛА И ТОПОГРАФИИ  
 ЭРОЗИОННОЙ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ КОРОННОМ  
 РАЗРЯДЕ
- Хомкин А.Л., Шумихин А.С. (Объединённый институт высоких температур РАН) 296  
 КРИТИЧЕСКИЕ ТОЧКИ ПЕРЕХОДА ПАР-ЖИДКОСТЬ В  
 ПОЛУПРОВОДНИКАХ
- Р.И. Голятина, С.А. Майоров (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН) 297  
 ХАРАКТЕРИСТИКИ ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНОВ ГЕЛИЙ-КСЕНОНОВОЙ СМЕСИ
- С.А. Майоров (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН) 298  
 О МОДЕЛИРОВАНИИ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ  
 МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ
- А.С. Ларкин (Объединённый институт высоких температур РАН) 299  
 ДИНАМИКА И ТЕРМОДИНАМИКА ЧАСТИЦЫ НЬЮТОНА-ВИГНЕРА  
 ВО ВНЕШНЕМ ПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОЛЕ
- К.В. Артемьев, А.М. Давыдов, И.А. Косый, М.А. Мисакян, Н.М. Тарасова, 300  
 (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН)  
 ДИАГНОСТИКА ТЕРМОНЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ,  
 СОПРОВОЖДАЮЩЕЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ МЕТАН-КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ,  
 С ПОМОЩЬЮ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЧАСТОТОЙ 2,45 ГТЦ  
 К.В. Артемьев, Г.М. Батанов, Н.К. Бережечкая, А.М. Давыдов, Е.М. Конечков, 301

- И.А. Косый, К.А. Сарксян, В.Д. Степахин, Н.К. Харчев, (Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва)  
**ГЕНЕРАЦИЯ ПРОТЯЖЁННОГО МИКРОВОЛНОВОГО ФАКЕЛА В СИЛЬНО ПОДПОРОГОВЫХ ПОЛЯХ В ВОЗДУШНОЙ АТМОСФЕРЕ**
- М.М. Цвентух<sup>1</sup>, Г.А. Месяц<sup>1</sup>, С.А. Баренгольц<sup>2</sup> (<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН; <sup>2</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН)  
**ВЗРЫВОЭМИССИОННЫЕ ЯЧЕЙКИ КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА** 302
- ДОКЛАДЫ СЕКЦИИ** 305-370
- «ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННЫХ И ЛУЧЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ»**
- <sup>2</sup>Н.Н. Богачев, <sup>2,3</sup>И.Л. Богданкевич, <sup>2,3</sup>Н.Г. Гусейн-заде (<sup>1</sup>МГТУ МИРЭА; <sup>2</sup>ИОФ РАН; <sup>3</sup>ГБОУ ВПО РНИМУ Минздрава России, Москва) 305  
**ПРОЯВЛЕНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ПЛАЗМЕННОЙ АНТЕННЫ**
- А.В. Аржанников<sup>1,2</sup>, В.Т. Астрелин<sup>1,2</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>, В.С. Бурмасов<sup>1,2</sup>, Л.Н. Вячеславов<sup>1,2</sup>, И.А. Иванов<sup>1,2</sup>, М.А. Макаров<sup>1</sup>, К.И. Меклер<sup>1</sup>, С.С. Попов<sup>1</sup>, В.В. Поступаев<sup>1,2</sup>, А.Ф. Ровенских<sup>1</sup>, С.Л. Синицкий<sup>1,2</sup>, В.Д. Степанов<sup>1,2</sup>, В.Ф. Складов<sup>1,2</sup> (<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН; <sup>2</sup>Новосибирский государственный университет; <sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет) 306  
**ГЕНЕРАТОР ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**
- Н.А. Попов, С.М. Стариковская\*, А.Ю. Стариковский\*\*, С.А. Степанян (НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского госуниверситета им. М.В. Ломоносова; <sup>1</sup>LPP Ecole Polytechnique, University Paris-Sud, Paris, France; \*\*Mechanical and Aerospace Engineering Department, Princeton University, USA) 307  
**КОНТРАКЦИЯ НАНОСЕКУНДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ P = 1 - 6 АТМ**
- <sup>1,2</sup>Ю.С. Акишев, <sup>1</sup>В.Б. Каральник, <sup>3</sup>М.А.Медведев, <sup>1</sup>А.В. Петряков, <sup>1</sup>Н.И. Трушкин, <sup>3</sup>А.Г. Шафиков (ГНЦ РФ ТРИНИТИ; <sup>2</sup>НИЯУ «МИФИ»; <sup>3</sup>МФТИ, Москва) 308  
**ФОРМИРОВАНИЕ ДЛИННЫХ СТРИМЕРОВ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ**
- \*Бардаков В.М., Иванов С.Д., Казанцев А.В., Строкин Н.А. (Национальный исследовательский Иркутский государственный технический университет; \*Иркутский государственный университет путей сообщения)  
**РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗДЕЛЕНИЯ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ СМЕСЕЙ ИОНОВ В ПРОЦЕССЕ ПЛАЗМООПТИЧЕСКОЙ МАСС-СЕПАРАЦИИ** 309
- Дикалюк А.С., Суржиков С.Т., Куратов С.Е. (Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва; Институт проблем механики РАН им. А.Ю. Ишлинского; Московский физико-технический институт (государственный университет)) 310  
**ВЕРИФИКАЦИЯ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ**
- Э.Х. Исакаев, В.Ф. Чиннов, А.С. Тюфтяев, М.Х. Гаджиев, М.А. Саргсян, 311

- П.В. Коновалов (ОИВТ РАН)  
СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДУШНОГО ПЛАЗМОТРОНА  
МОЩНОСТЬЮ ДО 1 МВТ
- Е.Г. Шустин, Н.В. Исаев, И.М. Котелянский, В.А. Лузанов, Е.Н. Миргородская, 312  
М.П. Темиряева (Институт радиотехники и электроники РАН им. В.А.  
Котельникова, Фрязинский филиал)  
ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНОВ НА ПРОЦЕСС ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО  
СИНТЕЗА ГРАФЕНА
- В.С. Желтухин, И.А. Бородаев (Казанский национальный исследовательский 313  
технологический университет)  
МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННОЙ  
ОБРАБОТКИ В ВЧ-ПЛАЗМЕ Пониженного Давления  
ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫХ МАТЕРИАЛОВ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ  
СТРУКТУРЫ (НА ПРИМЕРЕ ПОЛИЭТИЛЕНА)
- Р.Х. Амиров, Э.Х. Исакаев, М.Б. Шавелкина, \*Т.Б. Шаталова (Объединенный 314  
институт высоких температур РАН; \*Московский государственный университет)  
ИССЛЕДОВАНИЕ СИНТЕЗА ГРАФЕНОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ПИРОЛИЗЕ  
УГЛЕВОДОРОДОВ В ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ
- И.Ш. Абдуллин, А.А. Хубатхузин, В.И. Христолюбова (Казанский национальный 315  
исследовательский технологический университет)  
ФОРМИРОВАНИЕ ИЗНОСОСТОЙКИХ НАНОДИФфузионных СЛОЕВ НА  
ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ И АНАЛИЗ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ  
СВОЙСТВ МЕТАЛЛОРЕЖУЩЕГО И ОБРАБАТЫВАЮЩЕГО ИНСТРУМЕНТА  
ПРИ ОБРАБОТКЕ ВЧ ПЛАЗМОЙ Пониженного Давления
- Е.А. Филимонова, А.Н. Бочаров, Битюрин В.А. (Объединённый институт высоких 316  
температур РАН)  
ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В НЕПЕРЕМЕШАННОЙ  
ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ В СЛУЧАЕ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ АКТИВАЦИИ  
ОКИСЛИТЕЛЯ. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
- Г.И. Змиевская, А.Л. Бондарева (Институт прикладной математики им. М.В. 317  
Келдыша РАН)  
КИНЕТИКА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПОРИСТОСТИ И ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ  
МАТЕРИАЛОВ В ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ
- Ю.М. Гришин, Н.П. Козлов, А.С. Скрябин (ФГБОУ ВПО «Московский 318  
государственный технический университет им. Н.Э. Баумана»)  
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ПЕРЕРАБОТКЕ ЧАСТИЦ КВАРЦА В  
ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ КРЕМНИЙ В ДИСПЕРСНЫХ  
ГАЗОПЛАЗМЕННЫХ ВОДОРОДОСОДЕРЖАЩИХ ПОТОКАХ
- И.Н. Карташов, М.В. Кузевел (Физический факультет МГУ, Москва) 319  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ КВАЗИ-ТЕМ ТИПА В ПЛАЗМЕННЫХ  
ВОЛНОВОДАХ С НЕОДНОСВЯЗНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ В  
КОНЕЧНОМ ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ
- В.В. Андреев, И. Василеска, М.А. Корнеева (Российский университет дружбы 320

- народов, Москва)  
СПЕКТРОСКОПИЯ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНО-  
ПЕРИОДИЧЕСКОГО МИКРОВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСНОГО РАЗРЯДА
- А.И. Корыгин, А.Н. Степанов, Е.Л. Бубис, Ю.А. Мальков, А.А. Мурзанов, 321  
Д.А. Яшунин (Институт прикладной физики РАН)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПРОЗРАЧНЫХ СТРУКТУР  
С ПОМОЩЬЮ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ
- Е.Л. Бубис, С.А. Гусев, В.В. Ложкарев, А.Н. Степанов (Институт прикладной физики 322  
РАН, Институт физики микроструктур РАН)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА НЕЛИНЕЙНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ  
СТРУКТУРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ЛАЗЕРНЫМ  
ИЗЛУЧЕНИЕМ
- С.А. Урюпин, \*А.А. Фролов (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; 323  
\*Объединенный институт высоких температур РАН)  
ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОВЕРХНОСТНЫХ  
ВОЛН ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ПРОВОДНИК СФОКУСИРОВАННОГО  
ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА
- Смолянов Н.А., Неверов В.А., Мишкин В.П., Панькин Н.А. (Мордовский 324  
государственный университет имени Н.П. Огарева, г. Саранск)  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В  
ВАКУУМНОМ ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ ПРИ КАТОДНОМ РАСПЫЛЕНИИ  
ТИТАНА
- В.П. Тараканов \*, Е.Г. Шустин (Институт радиотехники и электроники им. РАН 325  
им. В.А. Котельникова, Фрязинский филиал; \* Объединенный институт высоких  
температур РАН)  
ЭФФЕКТЫ ЗАРЯДКИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ НА СТРУКТУРЫ  
«МИКРОПРОВОДНИК НА ИЗОЛЯТОРЕ» В ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ  
ТЕХНОЛОГИЯХ
- Суржиков С.Т., \*Куратов С.Е. (Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского 326  
РАН; \*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им.  
Н.Л. Духова)  
МОДИФИЦИРОВАННАЯ ДИФфуЗИОННО-ДРЕЙФОВАЯ МОДЕЛЬ  
ПЕННИНГОВСКОГО РАЗРЯДА ПРИ ДАВЛЕНИИ 1.0 мТОРР
- А. Э. Медведев, Г. Н. Грачёв (Институт лазерной физики СО РАН) 327  
СОЗДАНИЕ ПОТОКА ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО  
ДАВЛЕНИЯ В СВЧ ПОЛЕ
- А.А. Кудрявцев, А.И. Сайфутдинов, С.С. Сысоев, В.Ю. Беляев, Н.А. Хромов 328  
(Санкт-Петербургский государственный университет)  
АНАЛИЗ ПРИМЕСЕЙ ПО СПЕКТРАМ ЭНЕРГИЙ ПЕННИНГОВСКИХ  
ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ С ПОМОЩЬЮ СТЕНОЧНОГО ЗОНДА
- Д.К. Солихов, \*С.А. Двинин (Таджикский Национальный университет, Душанбе, 329  
Таджикистан; \*Московский Государственный университет  
имени М.В. Ломоносова)  
ВРМБ В ПОЛЕ ДВУМЕРНО ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ НАКАЧКИ ДЛЯ

ВСТРЕЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВОЛН

- В.В. Андреев, Ю.П. Пичугин (Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова, Чебоксары) 330  
ИМПУЛЬСНАЯ БЕЗБАРЬЕРНАЯ РАЗРЯДНАЯ ЯЧЕЙКА
- Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В. (РУДН, Москва) 331  
ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА,  
ПОЛУЧЕННОГО ПРИ ГИРОМАГНИТНОМ РЕЗОНАНСЕ В ПРОБОЧНОЙ  
МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ
- \*Н.В. Арделян, В.Л. Бычков, \*К.В. Космачевский, Д.С. Максимов (Московский радиотехнический институт РАН; \*Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова) 332  
ИОНИЗАЦИЯ БОЛЬШИХ ОБЛАСТЕЙ ВОЗДУХА
- В.Л. Бычков, Д.С. Максимов, \*Н.П. Савенкова, \*А.В. Шобухов (Московский радиотехнический институт РАН; \*Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова) 333  
ПОДЪЕМ ИОНОВ, СОЗДАНЫХ ИСТОЧНИКОМ В СУХОМ ВОЗДУХЕ, В  
ТРОПОСФЕРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ
- В.Л. Бычков, А.С. Осокин, А.И. Степанов, И.Г. Степанов, В.А. Черников 334  
(Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова;  
Московский радиотехнический институт РАН)  
ДОЛГОЖИВУЩИЕ СВЕТАЩИЕСЯ ОБРАЗОВАНИЯ, СОЗДАНЫЕ ПРИ  
ПОМОЩИ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА
- В.Л. Бычков (Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова; 335  
Московский радиотехнический институт РАН)  
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ АНАЛОГИИ В ЭЛЕКТРОНИКЕ И ПЛАЗМЕ
- Перепёлкина А.Ю., Левченко В.Д., Горячев И.А. (ИПМ РАН) 336  
РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА МАКРОЧАСТИЦ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ НА  
ГРАФИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ
- Перепёлкина А.Ю., Левченко В.Д., Горячев И.А. (ИПМ РАН) 337  
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОМАСШТАБНЫХ  
НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ
- И.П. Иваненко, О.А. Стрелецкий, М.Б. Гусева (Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова) ТУННЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ 338  
ГЕТЕРОСТРУКТУР МЕТАЛЛ-НАНОУГЛЕРОД
- О.А. Стрелецкий, Д.В. Никитин, К.Д. Кушкина (Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова) 339  
АВТОЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ  
УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧАЕМЫХ CVD МЕТОДОМ
- Г.М. Батанов, В.Д. Борзосеков, Л.В. Колик, Е.М. Кончечков, А.А. Летунов, 340  
Д.В. Малахов, А.Е. Петров, И.Г. Рябикина\*, К.А. Сарксян, Н.Н. Скворцова,  
В.Д. Степахин, Н.К. Харчев (ИОФ РАН; \*МГТУ МИРЭА)  
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРОВОЛНОВЫХ РАЗРЯДОВ В ПОРОШКАХ

- В.А. Титов, \*Д.И. Никитин, Л.А. Кузьмичева, \*Т. Г. Шикова, \*К.В. Смирнова 341  
(Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново; \*Ивановский государственный химико-технологический университет)  
СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ МОДИФИЦИРОВАНИЯ ПОЛИПРОПИЛЕНА В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ РАЗРЯДОВ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ И ЖИДКИМ ЭЛЕКТРОЛИТНЫМ КАТОДАМИ
- Ю.В.Титова, В.Г. Стокозенко, В.А. Титов, Л.А. Кузьмичева (Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново) 342  
МОДИФИЦИРОВАНИЕ НАТУРАЛЬНЫХ ЦЕЛЛЮЛОЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЛАЗМЫ В ОБЪЕМЕ РАСТВОРОВ ЭЛЕКТРОЛИТОВ
- И.Н. Косарев, С.В. Киндышева, А.Ю. Стариковский\* и Н.Л. Александров (МФТИ; \*Принстонский университет, Принстон, США) 343  
СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО И ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСЕЙ  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$ ,  $C_2H_6$  И  $C_2H_5OH$  С КИСЛОРОДОМ
- <sup>1,2,3</sup>В.В. Кузенов, <sup>1</sup>С.В. Рыжков (<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана; <sup>2</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН; <sup>3</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н. Л. Духова» предприятие госкорпорации «РОСАТОМ») 344  
ОТДЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГЕЛИКОННОГО РАЗРЯДА
- Л.Н. Багаутдинова, Ф.М. Гайсин, Ш.Ч. Мастоков (Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ) 345  
ПЛАЗМЕННО-ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ
- Камруков А.С.<sup>1</sup>, Козлов Н.П.<sup>1</sup>, Лагунова Ю.О.<sup>2</sup>, Малков К.Н.<sup>1</sup>, Новиков Д.О.<sup>1</sup>, Селиверстов А.Ф.<sup>2</sup>, Шашковский С.Г.<sup>1</sup> (<sup>1</sup>МГТУ; <sup>2</sup>ИФХЭ РАН) 346  
КОМБИНИРОВАННЫЙ ПЛАЗМЕННО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД РАЗРУШЕНИЯ КОМПЛЕКСОНОВ, СОДЕРЖАЩИХСЯ В ЖРО
- М.Н. Казеев, В.Ф. Козлов, В.С. Койдан, Ю.С. Толстов (НИЦ “Курчатовский институт”) 347  
ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ ВОЛЬФРАМА ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО АБЛЯЦИОННОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА
- Г.Ю. Григорьев, М.Н. Казеев, В.Ф. Козлов, В.С. Койдан, С.А. Сенченков, Ю.С. Толстов (НИЦ “Курчатовский институт”) 348  
ИМПУЛЬСНОЕ МАГНИТНО - ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ ПОВЫШЕННОЙ ПРОЧНОСТИ
- Курбанисмалов В.С., Рагимханов Г.Б., Хачалов М.Б., Али Рафид Аббас Али 349  
(Дагестанский государственный университет, Махачкала)  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОПЛАЗМЫ В ВОЗДУХЕ С УДАРНОЙ ВОЛНОЙ
- В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, А.А. Дорофеев, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова\*, В.Г. Лаптева\*, И.А. Хренникова\* (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН; \*Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН) 350  
ФОРМИРОВАНИЕ ПРОЧНОГО МИКРОРЕЛЬЕФА НА ОБРАЗЦАХ ИЗ СТАЛИ

45 С ПОМОЩЬЮ МИКРОПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ

- Мавлюдов Т.Б., Шахатов В.А.\* , Верещагин К.А.\*\* (Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН; \*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН; \*\*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН) 351  
ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРЯДОВ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ МЕТОДАМИ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
- В.М. Шибков, Л.В. Шибкова, П.В. Копыл, О.С. Сурконт (Физический ф-т Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова) 352  
СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ТОПЛИВА В ГЛАДКОМ РАСШИРЯЮЩЕМСЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ
- Л.В.Шибкова, В.М.Шибков, П.В.Копыл, О.С.Сурконт, А.А.Андриенко, А.Ю.Бауров, Е.А.Гаврилов, Р.А.Морозов, В.И.Сухоруков (Физический ф-т Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова) 353  
ПАРАМЕТРЫ ПЛАМЕНИ, ИНИЦИИРУЕМОГО НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМОЙ В УСЛОВИЯХ СВЕРХЗВУКОВОГО ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ПОТОКА
- Л.В. Шибкова, В.М. Шибков, П.В. Копыл, О.С. Сурконт, А.А. Андриенко, Е.А. Гаврилов, Р.А. Морозов, В.И. Сухоруков (Физический ф-т Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова) 354  
ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА В УСЛОВИЯХ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ЭНЕРГОПОДВОДА ВНУТРИ КАНАЛА ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ
- Г.С. Лукьянчиков, Т.Р. Хазиев (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН) 355  
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ЗАРЯЖЕННЫХ МИКРОКАПЕЛЕК ПРИ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В КИНЕТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В СРАВНЕНИИ С ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДЛЯ ЭТОЙ ЦЕЛИ ИОНОВ
- С.А. Двинин, Н.И. Буслеев (Московский государственный университет имени М.В Ломоносова) 356  
ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛОСКОЙ ИНДУКТИВНОЙ АНТЕННЫ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВЧ РАЗРЯДА
- Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Исаев А.Р., Черников В.А. (Московский государственный университет имени М.В Ломоносова) 357  
ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНОЙ СМЕСИ ПЛАЗМОЙ МАЛОМОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМАТРОНА
- Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Черников В.А. (Московский государственный университет имени М.В Ломоносова) 358  
ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕР ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНОЙ СМЕСИ
- Белевцев А.А., Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф. (ОИВТ РАН) 359  
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕСУРСА ТЕРМОЭМИССИОННЫХ КАТОДОВ ГЕНЕРАТОРОВ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ
- А.Ф. Александров, К.В. Вавилин, Г.П. Козлов, Е.А. Кралькина, П.А. Неклюдова, 360

- В.Б. Павлов (Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова)  
ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ НА РАДИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ  
ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ Ar И СМЕСИ Ar/O<sub>2</sub> В ВЧ ИНДУКТИВНОМ  
ИСТОЧНИКЕ ПЛАЗМЫ ДИАМЕТРОМ 46 СМ
- К.В. Вавилин, Е.А. Кралькина, А.М. Никонов, В.Б. Павлов, А.К. Петров 361  
(Московской государственный университет им. М.В.Ломоносова)  
РЕЗОНАНСНЫЙ ХАРАКТЕР ИНДУКТИВНОГО ВЧ РАЗРЯДА,  
ПОМЕЩЕННОГО ВО ВНЕШНЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ.
- Великодный В.Ю., Дыренков А.В., Сон Э.Е. (Объединенный институт высоких 362  
температур РАН)  
ЭФФЕКТЫ ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ В УДАРНЫХ  
ВОЛНАХ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕДАХ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К  
МИКРОПУЗЫРЬКОВЫМ ТЕХНОЛОГИЯМ
- Битюрин В. А., Великодный В.Ю., Дыренков А.В. (Объединенный институт 363  
высоких температур РАН)  
НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ФАКЕЛА И  
СТРУИ ПРИ ПОДЖИГЕ ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ
- Богданкевич И.Л.<sup>1</sup>, Литвин В.О.<sup>2</sup>, Лоза О.Т.<sup>2</sup> (<sup>1</sup>Институт общей физики 364  
им. А.М. Прохорова РАН; <sup>2</sup>Российский университет дружбы народов)  
ПЛАЗМЕННЫЙ СВЧ-ГЕНЕРАТОР С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ
- С.Е. Андреев, Богданкевич И.Л., С.Е. Ернылева, Иванов И.Е., Стрелков П.С., 365  
Ульянов Д.К. (Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН)  
ИСТОЧНИКИ МОЩНОГО СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭЛЕКТРОННОЙ  
ПЕРЕСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ
- П.С. Стрелков, В.П. Тараканов\* \*\*, И.Е. Иванов, Д.В. Шумейко (Институт общей 366  
физики им. А.М.Прохорова РАН; \*Объединенный институт высоких температур  
РАН; \*\*Национальный исследовательский университет “МИФИ”)  
ДИНАМИКА ПАРАМЕТРОВ СИЛЬНОТОЧНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
- Виноградов В.А., \*Есаков И.И., Комратов Д.В., Макаров А.Ю. (ФГУП «ЦИАМ 367  
Москва; \*ФНПЦ ОАО «МРТИ РАН», Москва)  
АКТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ТЕЧЕНИЕМ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ОБЛАСТИ  
ДОЗВУКОВЫХ ДИФFUЗОРОВ ИНИЦИИРОВАННЫМИ СВЧ-РАЗРЯДАМИ
- А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, Ю.Н. Козлов, И.А. Косский, М.И. Тактакишвили, 368  
С.М. Темчин (Институт общей физики им А.М. Прохорова РАН; \*Институт  
химической физики им Н.Н. Семёнова РАН)  
ГЕНЕРАЦИЯ NO<sub>x</sub> И H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ  
СКОЛЬЗЯЩИМ РАЗРЯДОМ ВДОЛЬ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ВОДА-ГАЗ
- А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, \*А.В. Двоенко, И.А. Косский, М.А. Мисакян, 369  
И.В. Моряков, М.И. Тактакишвили, \*Р.Р. Хабеев (Институт общей физики  
им А.М. Прохорова РАН; \*ООО «Плазма-СК», Саратов)  
МНОГОЭЛЕКТРОДНЫЙ ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ИМПУЛЬСНЫЙ  
РАЗРЯД ДЛЯ ОБРАБОТКИ ВОДЫ  
Иванов В.А., Коныжев М.Е., Камолова Т.И., Летунов А.А., \*Зимин А.М., 370

\*Тройнов В.И. (Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, \*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана)  
**ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ МИКРОПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЗЦОВ ИЗ СТАЛИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ТОКЕ АМПЛИТУДОЙ 700А**

**ДОКЛАДЫ СЕКЦИИ**

**373-420**

**«ПРОЕКТ ИТЭР: ШАГ В ЭНЕРГЕТИКУ БУДУЩЕГО»**

С.А. Лелехов (Частное учреждение ГК Росатом «Проектный центр ИТЭР», Москва) 373

**РАЗРАБОТКА МАГНИТНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ДЕМОНСТРАЦИОННЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ**

И.В. Александров\*, М.В. Гордиенко, А.Н. Лабусов, Г.В. Маринин\*, А.Н. Маханьков, И.А. Миронов, В.Н. Танчук (ОАО «НИИЭФА»); ООО «Русские технологии» Санкт-Петербург) 374

**РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА (ЦСД) ИТЭР, РАБОТОСПОСОБНОЙ НА НЕЙТРОННОЙ ФАЗЕ РАБОТЫ РЕАКТОРА**

В.Е. Кузнецов, А.О. Комаров, А.В. Володин, В.М. Давыдов, А.В. Ерёмкин, А.И. Козоулин, И.Б. Овчинников, В.В. Пряников, А.И. Рогов, Р.В. Рулёв, Н.Б. Степанов (ОАО «НИИЭФА», Санкт-Петербург) 375

**ИСПЫТАНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ПОТОКАМИ ЭЛЕМЕНТОВ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ВНЕШНЕЙ И ВНУТРЕННЕЙ ВЕРТИКАЛЬНЫХ МИШЕНЕЙ И ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА ИТЭР НА УСТАНОВКЕ IDTF**

М.В. Иванцовский<sup>1,3</sup>, Е.В. Александров<sup>2</sup>, В.А. Бернс<sup>4</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>, А.И. Вилькин<sup>1</sup>, В.А. Воронковский<sup>3</sup>, Г.Е. Гавриленко<sup>1</sup>, А.И. Горбовский<sup>1</sup>, В.Л. Егоров<sup>1</sup>, Е.К. Зайцев<sup>1</sup>, Н.А. Золотухина<sup>1</sup>, Н.Г. Иванциска<sup>2</sup>, М.В. Клименко<sup>1,3</sup>, А.А. Листопад<sup>1,3</sup>, Б.В. Люблин<sup>2</sup>, В.С. Модестов<sup>5</sup>, С.Н. Пешехонов<sup>1</sup>, К.В. Пищинский<sup>1,3</sup>, С.В. Полосаткин<sup>1,3</sup>, А.Г. Шешов<sup>1</sup>, Ю.С. Суляев<sup>1,6</sup>, П.В. Усов<sup>1</sup>, С.В. Шиянков<sup>1</sup>, А.А. Шошин<sup>1,6</sup> (1Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 2Частное учреждение ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», 3Новосибирский государственный технический университет, 4Сибирский научно-исследовательский институт авиации им. С.А. Чаплыгина, Новосибирск, 5Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 6Новосибирский государственный университет) РАБОТЫ ПО ПРОЕКТУ ИТЭР В ИЯФ СО РАН 376

<sup>4</sup>Воробьев В.А., <sup>2</sup>Гин Д.Б., <sup>3</sup>Драпико Е.А., <sup>4</sup>Кулаков Д.М., <sup>1</sup>Марусов Н.Л., <sup>1</sup>Миронова Е.Ю., <sup>2</sup>Миронов М.И., <sup>1</sup>Портоне С.С., <sup>2</sup>Самсонов Д.С., <sup>1</sup>Семенов И.Б., <sup>4</sup>Скопинцев Д.А., <sup>5</sup>Хильченко А.Д., <sup>3</sup>Шелухин Д.А. (1«Проектный центр ИТЭР»; 2ФТИ РАН; 3НИЦ «Курчатовский институт»; 4ГНЦ РФ ТРИНИТИ; 5ИЯФ СО РАН) ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМ СБОРА ДАННЫХ И УПРАВЛЕНИЯ ДИАГНОСТИЧЕСКИМИ ПОДСИСТЕМАМИ, ПОСТАВЛЯЕМЫМИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИЕЙ ДЛЯ ПРОЕКТА ИТЭР 377

С.Ю.Толстяков, Е.Е.Мухин, Г.С.Курские, В.В.Семенов, А.Г.Раздобарин, М.М.Кочергин, А.Е.Литвинов, А.Н.Коваль, Д.С.Самсонов, С.В.Масюкевич, А.Н.Баженов, И.М.Букреев, П.В.Чернаков, А.П.Чернаков (\*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН; \*\*ЗАО «Спектрал-Тех», С.Петербург) 378

СТАТУС ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ДИВЕРТОРА ИТЭР

В.А. Вершков, Д.А. Шелухин, Д.В. Сарычев, В.В. Лукьянов, Г.Ф. Субботин (НИЦ «Курчатовский Институт») 379  
 NFS РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ИТЭР: СТАТУС РАБОТ

Неверов В.С.<sup>1</sup>, Кукушкин А.Б.<sup>1,2</sup>, Алексеев А.Г. <sup>1</sup> (<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт; <sup>2</sup>НИЯУ «МИФИ») 380  
 ПРОВЕРКА МЕТОДА ИНТЕРПРЕТАЦИИ БАЛЬМЕР-АЛЬФА СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА С УЧЕТОМ РАССЕЯННОГО ДИВЕРТОРНОГО СВЕТА НА ДАННЫХ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ИТЭР

Е.А. Алексеенко, Ю.А. Жук, Н.В. Литуновский, А.Н. Маханьков (ОАО «НИИЭФА», Санкт-Петербург) 381  
 РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИЙ ОБЛИЦОВКИ КОМПОНЕНТОВ, ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ, ВОЛЬФРАМОМ

С.М. Акимов\*, А.В. Лапин, С.Н. Мазаев, Г.В. Маринин\*, А.Н. Маханьков, В.А. Миргородский (ОАО «НИИЭФА»; \*ООО «Русские технологии», Санкт-Петербург) 382  
 РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОПОРНОЙ СТРУКТУРЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА (ЦСД) ИТЭР

О.В. Трапезникова, С.Н. Томилов, М.Н. Свириденко, А.В. Размеров, А.Ю. Лешуков (АО "НИКИЭТ", Москва) 383  
 РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ МОДУЛЯ БЛАНКЕТА №14 ТИПА NDL

Муртазина Д.Р., Сысоев А.Г., Свириденко М. Н., Лешуков А. Ю. (АО "НИКИЭТ", Москва) 384  
 СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СИСТЕМ ГЕЛИЕВОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МОДУЛЕЙ ПРОЕКТОВ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ И РЕСПУБЛИКИ ИНДИЯ

Томилов С.Н., Свириденко М. Н., Размеров А. В., Лешуков А. Ю. (АО "НИКИЭТ", Москва) 385  
 СОПРЯЖЕННЫЙ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ МОДУЛЯ БЛАНКЕТА ИТЭР

Л.Б. Беграмбеков, А.А. Айрапетов, \*Э.А. Азизов, \*О.И. Бужинский, А.А. Гордеев, А.В. Грунин, А.М. Захаров, В.А. Курнаев, \*\*И.В. Мазуль, Я.А. Садовский (Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»; <sup>†</sup>ТРИНИТИ; \*\*ОАО «НИИЭФА») 386  
 ЗАЩИТНОЕ В<sub>4</sub>С ПОКРЫТИЕ ДЛЯ ДИВЕРТОРНЫХ ТАЙЛОВ ИТЭР. НАПЫЛЕНИЕ, ИСПОЛЬЗОВАНИЕ, УДАЛЕНИЕ ПРОДУКТОВ ЭРОЗИИ

В.П. Будаев, Ю.В. Маргынченко, С.А. Грашин, А.В. Карпов, Л.Н. Химченко<sup>1</sup>, И.В. Мазуль<sup>2</sup>, Р.Н. Гиниятулин<sup>2</sup>, А.М. Житлухин<sup>3</sup>, Л.Б. Беграмбеков<sup>4</sup> (НИЦ «Курчатовский институт; <sup>1</sup>Частное учреждение «ИТЭР-Центр»; <sup>2</sup>ФГУП НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург; <sup>3</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ; <sup>4</sup>НИЯУ МИФИ) 387  
 ПРОГРАММА ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ТОКАМАКЕ Т-10 В ПОДДЕРЖКУ ВОЛЬФРАМОВОГО ДИВЕРТОРА ИТЭР

<sup>1</sup>Н.И. Архипов, <sup>1</sup>С.В. Карелов, И.М. Позняк, <sup>1,2</sup>В.М. Сафронов, <sup>1</sup>Д.А. Топорков 388

- (ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ"; <sup>2</sup>Проектный центр ИТЭР)  
 ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ МИШЕННОЙ ПЛАЗМЫ  
 ВОЛЬФРАМА В УСЛОВИЯХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ  
 ПРОЦЕССОВ ИТЭР 389
- Д.В. Коваленко, В.Л. Подковыров, Н.С. Климов, А.Д. Музыченко,  
 \*В.М. Сафронов, \*\*И.Б. Куприянов, \*\*Н.П. Порезанов, \*\*Г.Н. Николаев (ТРИНИТИ,  
 \*Проектный центр ИТЭР, \*\*ОАО «Высокотехнологический научно-  
 исследовательский институт неорганических материалов им. А. А. Бочвара», Москва)  
 ЭРОЗИЯ БЕРИЛЛИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ,  
 ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ОСЛАБЛЕННОГО СРЫВА В ИТЭР
- <sup>1</sup>И.М. Позняк, <sup>1,2</sup>В.М. Сафронов, <sup>1,3</sup>В.Ю. Цыбенко (<sup>1</sup>ТРИНИТИ; <sup>2</sup>Проектный центр 390  
 ИТЭР; <sup>3</sup>Московский физико-технический институт, г.Долгопрудный)  
 ДВИЖЕНИЕ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СЛОЯ В УСЛОВИЯХ,  
 ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ИТЭР
- Кузьменков В.Д. (ОАО «НИИЭФА», Санкт-Петербург) 391  
 РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ,  
 ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОЙ  
 КОММУТАЦИОННОЙ АППАРАТУРЫ ДЛЯ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ ИТЭР
- Леонтьева А.Б. (ОАО «НИИЭФА», Санкт-Петербург) 392  
 РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ УСТРОЙСТВАМИ ОПЕРАТИВНОЙ  
 КОММУТАЦИИ ТОКА В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ОБМОТКАХ ТОКАМАКА ИТЭР
- Шестаков Е.А.<sup>1</sup>, Ермолаева А.И.<sup>1</sup>, Кутеев Б.В.<sup>1</sup>, Саврухин П.В.<sup>1,2</sup> (<sup>1</sup>НИИ 393  
 «Курчатовский институт», <sup>2</sup>Проектный центр ИТЭР)  
 АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИМИ  
 СИСТЕМАМИ ТОКАМАКА Т-10 НА БАЗЕ ПРОГРАММИРУЕМЫХ  
 ЛОГИЧЕСКИХ КОНТРОЛЛЕРОВ S7
- Миронова Е.Ю., Портоне С.С., Марусов Н.Л., Семенов И.Б. (ИТЭР Центр) 394  
 РАЗВИТИЕ АСУ РОССИЙСКИХ ПОДСИСТЕМ ИТЭР В 2014 ГОДУ
- С.С. Попов, М.Г. Атлуханов, А.В. Бурдаков, А.А. Иванов, И.А. Котельников,  
 Листопад А.А. (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН) 395  
 НЕРЕЗОНАНСНЫЙ ФОТОННЫЙ НЕЙТРАЛИЗАТОР МОЩНЫХ ПУЧКОВ  
 ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИТЭР
- М.Г. Атлуханов, А.А. Касатов, С.С. Попов, \*М.Ю. Ушкова (ИЯФ СО РАН; 396  
 \*Новосибирский государственный университет)  
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ФОТОННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО  
 НЕЙТРАЛИЗАТОРА ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ
- Г.Ф. Абдрашитов, Ю.И. Бельченко, А.А. Иванов, А.А. Кондаков, А.Л. Санин,  
 П.А. Селиванов, О.З. Сотников, М.А. Тиунов, И.В. Шиховцев (ИЯФ СО РАН) 397  
 МОЩНЫЙ ВЧ ИСТОЧНИК ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА ДЛЯ  
 ИНЖЕКТОРА НЕЙТРАЛОВ УТС
- А.А. Панасенков, В.А. Смирнов (НИИ «Курчатовский институт») 398  
 СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ СТАЦИОНАРНОГО НЕЙТРАЛЬНОГО  
 ПУЧКА В МОЩНЫХ ИНЖЕКТОРАХ

- М.В. Иванцовский<sup>1,3</sup>, Е.В. Александров<sup>2</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>, А.И. Горбовский<sup>1</sup>, 399  
 Н.А. Золотухина<sup>1</sup>, Б.В. Люблин<sup>2</sup>, К.В. Пищинский<sup>1,3</sup>, Ю.С. Суляев<sup>1,4</sup>,  
 С.В. Шиянков<sup>1</sup> (<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН, <sup>2</sup>Проектный центр ИТЭР, <sup>3</sup>Новосибирский  
 государственный технический университет, <sup>4</sup>Новосибирский государственный  
 университет)  
 ПРОЕКТНЫЕ РАБОТЫ ПО ИНТЕГРАЦИИ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ПОРТА №11
- \*Е.В. Александров, А.В. Бурдаков, \*\*И.В. Буслаков, А.И. Вилькин, 400  
 А.И. Горбовский, Е.К. Зайцев, Н.А. Золотухина, М.В. Иванцовский,  
А.А. Листопад, \*\*В.С. Модестов, \*\*А.В. Пивков, С.В. Шиянков, А.А. Шошин  
 (ИЯФ СО РАН; \*Проектный центр ИТЭР; \*\*СПбГПУ)  
 ПРОЕКТНЫЕ РАБОТЫ ПО ИНТЕГРАЦИИ ВЕРХНИХ ПОРТОВ №02 и №08
- \*Е.В. Александров, И.В., Буслаков, \*\*А.А. Листопад, Д.С. Михалюк, 401  
В.С. Модестов, А.В. Пивков, С.А. Шиманский (СПбГПУ; \*Проектный центр  
 ИТЭР; \*\* ИЯФ СО РАН)  
 ПРОЧНОСТНЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ МОДЕРНИЗАЦИИ КОНСТРУКЦИИ  
 ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ЗАЩИТНОГО МОДУЛЯ DSM (DIAGNOSTIC SHIELD  
 MODULE) ВЕРХНИХ ПОРТОВ ИТЭР
- Романников А.Н., Красильников А.В., Левеси Б.<sup>2</sup>, Серисьер Т.<sup>2</sup>, 402  
 Митрофанова Е.Г.<sup>1</sup>, Минаков В.С.<sup>1</sup>, Румянцев Ю.Н.<sup>1</sup>, Росалес Н.Н.<sup>1</sup> (Проектный  
 центр ИТЭР; <sup>1</sup>ОАО «Криогенмаш»; <sup>2</sup>ITER Organization, France)  
 ФИНАЛЬНАЯ СТАДИЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ СТЕНДОВ ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ  
 ПОРТ ПЛАГОВ ТОКАМАКА ИТЭР
- В.М. Тимохин<sup>1</sup>, В.Ю. Сергеев<sup>1</sup>, О.А. Бахарева<sup>1</sup>, В.И. Афанасьев<sup>2</sup>, 403  
 М.И. Миронов<sup>2</sup>, В.Г. Несеневич<sup>2</sup>, М.П. Петров<sup>2</sup>, С.Я. Петров<sup>2</sup> (<sup>1</sup>ФГАОУ ВО  
 «СПбПУ»; <sup>2</sup>ФТИ РАН)  
 ИЗМЕРЕНИЯ Д/Т ОТНОШЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ИТЕРА ПО ДАННЫМ АТОМНЫХ  
 АНАЛИЗАТОРОВ С УЧЕТОМ РАДИАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ  
 ТОПЛИВНЫХ ИОНОВ
- П.Р. Гончаров<sup>1</sup>, В.И. Афанасьев<sup>2</sup>, М.И. Миронов<sup>2</sup>, В.Г. Несеневич<sup>2</sup>, 404  
 М.П. Петров<sup>2</sup>, В.Ю. Сергеев<sup>1</sup>, В.В. Толмачева<sup>1</sup>, С.Я. Петров<sup>2</sup> (<sup>1</sup>ФГАОУ ВО  
 «СПбПУ»; <sup>2</sup>ФТИ РАН)  
 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ АТОМОВ  
 ПЕРЕЗАРЯДКИ ДЛЯ АНАЛИЗАТОРОВ НА ИТЕР С УЧЕТОМ ИНЖЕКЦИИ  
 НЕЙТРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ
- <sup>1</sup>А.В. Горбунов, <sup>2</sup>Г.С. Курскиев, <sup>1</sup>К.Ю. Вуколов, <sup>2</sup>С.Ю. Толстяков, 405  
<sup>2</sup>Ан.П. Чернаков, <sup>2</sup>Е.Е. Мухин, <sup>3</sup>Е.Б. Берик (<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт»;  
<sup>2</sup>ФТИ РАН; <sup>3</sup>ESTL Ltd, Тарту, Эстония)  
 ПРОЕКТ ЛИФ-ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М
- Саврухин П.В., Шестаков Е.А., Ермолаева А.И., (НИЦ «Курчатовский институт») 406  
 ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАДТЕПЛОВЫХ  
 ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАЗВИТИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СРЫВА В ТОКАМАКЕ
- <sup>1</sup>П.В. Минашин, <sup>1,2</sup>А.Б. Кукушкин (<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», 407  
<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»)  
 СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РОЛИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ НА

ЭЛЕКТРОННОЕ ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ТОКАМАКАХ ИГНИТОР И ИТЭР

- П.А. Сдвиженский, <sup>1,2</sup>А.Б. Кукушкин, <sup>3</sup>Г.С. Курскиев, <sup>3</sup>Е.Е. Мухин, <sup>4</sup>М. Бассан 408  
(НИЦ «Курчатовский институт»; <sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МИФИ»; <sup>3</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН; <sup>4</sup>ITER Organization, Route de Vinon sur Verdon, St Paul Lez Durance, France)  
МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТОЧНОСТИ ТОМСОНОВСКОЙ ДИАГНОСТИКИ НЕМАКСВЕЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ-РЕАКТОРАХ
- И.А. Бориев (ФИНЭПХФ РАН, Черноголовка) 409  
О ПРОБЛЕМЕ РЕАЛИЗАЦИИ ИТЭР. АНОМАЛЬНО БЫСТРЫЙ ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНОВ: ОБЪЯСНЕНИЕ ЕГО ПРИЧИНЫ И МЕТОДА ЕГО ПОДАВЛЕНИЯ
- Л.И. Огнев, <sup>1,2</sup>В.С. Лисица (<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт»; <sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ») 410  
ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ЛИНИЙ SOL НА ФОНЕ СИЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИВЕРТОРА
- Е. Андреевко, В. Неверов (НИЦ «Курчатовский институт») 411  
РАСЧЁТ ИЗМЕНЕНИЯ СПЕКТРА РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЛИНИИ H-ALPHA В РЕЗУЛЬТАТЕ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК В ИТЭР
- Е.М. Хилькевич, А.Е. Шевелев, И.Н. Чугунов, Д.Б. Гин, Д.Б. Дойников, В.О. Найденов, И.А. Полуновский, Н.С. Нерсесян (ФТИ РАН) 412  
КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ГАММА-КАМЕРЫ ИТЭР
- С.В. Серов, С.Н. Тугаринов, Л.А. Ключников<sup>1</sup>, В.А. Крупин<sup>1</sup>, М. von Hellermann<sup>2</sup> 413  
(ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ; <sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт»; <sup>2</sup>FOM Institute for Plasma Physics Rijnhuizen, Association EURATOM-FOM)  
МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ УСТАНОВКИ T-10
- В.Г. Петров, Д.А. Скопинцев, \*Д.А. Шелухин, А.А. Петров, \*В.А. Вершков (ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ"; \*НИЦ «Курчатовский институт») 414  
РАСШИРЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ HFS-РЕФЛЕКТОМЕТРА ИТЭР ИЗМЕРЕНИЯМИ В РЕЖИМЕ РЕФРАКТОМЕТРА
- А.А. Петров, В.Г. Петров, \*В.А. Вершков, \*Д.А. Шелухин, \*Д.В. Сарычев (ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ"; \*НИЦ "Курчатовский институт") 415  
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ  $\langle N^*L \rangle$  ПРИ РАСШИРЕНИИ HFS-РЕФЛЕКТОМЕТРА ИТЭР
- Рогов А.В., Капустин Ю.В. (НИЦ «Курчатовский институт»; Координационный центр «Управляемый термоядерный синтез – международные проекты», Москва) 416  
СИСТЕМА ОЧИСТКИ ЗЕРКАЛ, ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ МАГНИТНОМУ ПОЛЮ, НА ОСНОВЕ DC РАЗРЯДА С МАГНИТОИЗОЛИРОВАННЫМ АНОДОМ
- Алексеев А.Г., Панов А.И., Тобенгауз А.М. (УТС-Центр) 417  
ГАЗОВЫЙ МЕТОД ЗАЩИТЫ ЗЕРКАЛ: ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ
- Д.Е. Гавриленко<sup>1</sup>, Г.Ф. Абдрашитов<sup>1</sup>, В.А. Ананьин<sup>1</sup>, А.Н. Барсук<sup>1</sup>, 418

- А.В. Батюшин<sup>2</sup>, В.А. Бернс<sup>3,4</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>, А.И. Горбовский<sup>1</sup>,  
А.Н. Драничников<sup>1</sup>, В.Л. Егоров<sup>1</sup>, А.В. Звонков<sup>2</sup>, М.В. Иванцовский<sup>1,3</sup>,  
Ю.А. Кашук<sup>2</sup>, С.Ю. Обудовский<sup>2</sup>, С.Н. Пешехонов<sup>1</sup>, А.Г. Стешов<sup>1</sup>, С.В. Шиянков<sup>1</sup>,  
А.А. Шошин<sup>1</sup> (<sup>1</sup>ИЯФ СО РАН; <sup>2</sup>Проектный центр ИТЭР; <sup>3</sup>Новосибирский  
государственный технический университет; <sup>4</sup>Сибирский научно-  
исследовательский институт авиации им. С.А. Чаплыгина, Новосибирск)  
РАБОТЫ ПО ПРОИЗВОДСТВУ И ИСПЫТАНИЯМ МОДЕЛИ ДМНП
- А.А. Борисов<sup>2</sup>, Ю.А. Кашук<sup>1</sup>, С.Ю. Обудовский<sup>1</sup>, Д.В. Портнов<sup>1</sup> (1 ФГУП «ГНЦ 419  
РФ ТРИНИТИ»; 2 НИЦ «Курчатовский институт»)  
АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА ДИВЕРТОРНОГО МОНИТОРА НЕЙТРОННЫХ  
ПОТОКОВ ИТЭР
- Д.А.Власов, И.В.Данилов, А.В.Жмакин, В.Ю.Колганов, Е.В.Паршутин, 420  
И.И. Поддубный, С.Э. Хомяков, А.А. Чернова (АО «НИКИЭТ»)  
СОЕДИНИТЕЛИ МОДУЛЕЙ БЛАНКЕТА ИТЭР. РАСЧЁТНОЕ И  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ РЕШЕНИЙ
- СПИСОК АВТОРОВ 421-433

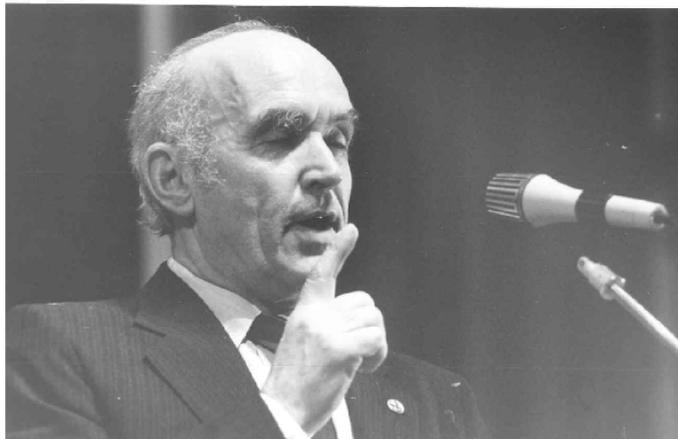
# **ОБЗОРНЫЕ ДОКЛАДЫ**

# **REVIEWS**



## ВД И УГШ. МОМЕНТЫ БИОГРАФИИ И НАУЧНОГО НАСЛЕДИЯ АКАДЕМИКА ШАФРАНОВА В. И. ИЛЬГИСОНИС

НИЦ «Курчатовский институт», РУДН, Москва, РФ, e-mail: [ilgisonis\\_vi@nrcki.ru](mailto:ilgisonis_vi@nrcki.ru)



Виталий Дмитриевич Шафранов (01.12.1929 – 09.06.2014) олицетворял собой целую эпоху в теории высокотемпературной плазмы. Придя на работу в Курчатовский институт в 1951 г., он сразу был вовлечен в создание основ новой области науки – физики магнитного удержания плазмы, которой посвятил, фактически, всю жизнь. Полученные им результаты во многом определили мировое развитие этой области, а возглавляемый им коллектив теоретиков, основу которого составил сектор Леонтовича, получил статус ведущей научной школы Российской Федерации.

В докладе представлены некоторые факты из биографии В.Д. Шафранова, которые он сам считал существенными [1], этапы его научной деятельности и ретроспектива научных достижений, отражающая, разумеется, определенный субъективизм автора. Основное внимание уделено великому уравнению, получившему название «Уравнение Грэда-Шафранова» (УГШ), – его истории, известным методам решения, различным модификациям и обобщениям, в том числе на случай анизотропной и движущейся плазмы, релятивистским эффектам, существенным для астрофизических объектов. Подробно рассмотрено нетривиальное распространение техники УГШ на уравнения холловской магнитной гидродинамики (ХМГД). Обоснована корректная процедура перехода от ХМГД-равновесия к равновесию, получаемого решением классического УГШ [2]. Показано, что проблема расходимости, возникающей при таком формальном переходе, аналогична спонтанному нарушению симметрии в квантовой электродинамике и также аналогично решается методом перенормировки.

### Литература

- [1]. В.Д. Шафранов, Ненаучные труды. М.: РИЦ «Курчатовский институт», 2009 – 264 с.
- [2]. V. Ilgisonis, Equilibrium of flowing plasma in tokamak in frame of Hall magnetohydrodynamics. Plasma Phys. and Controlled Fusion, 2001, v.43, p.1255-1271

**ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИИ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА В ЕВРОПЕ**

Дж. Онгена

*Лаборатория физики плазмы, Брюссель, Бельгия*

В предыдущих экспериментах на JETе с ИТЭРоподобной основными были эксперименты по удержанию плазмы и распылению материала стенки. В недавних кампаниях на JETе в экспериментах обрабатывались интегрированные сценарии разрядов в плазме с током, доходящим до 4 МА, с магнитными полями до 3,7 Т и с мощностями дополнительного нагрева вплоть до  $P_{\text{NBI}} \sim 27$  МВт,  $P_{\text{HICD}} \sim 7$  МВт,  $P_{\text{LHCD}} \sim 3$  МВт.

Целью экспериментов было (i) получение низких тепловых нагрузок на компоненты стенки обращенные к плазме и (ii) избежание накопления вольфрама с целью получения плазмы с высокими характеристиками. Роль магнитной геометрии, положения сепаратрисы по отношению к диверторной пластине и откачки дивертора в достижении хорошего удержания в H-моде при приемлемом уровне накопления вольфрама были исследованы в условиях центрального ИЦР нагрева при наличии напуска газа. Существенная роль была уделена сценариям с большим пристеночным излучением, которые важны для ИТЭРА.

H-мода и гибридные сценарии плазмы были реализованы с фактором удержания энергии (H98) в интервале от 0,9–1,2, если сравнивать со скейлингом IPB98 (y, 2). Ранее удавалось получить стационарные режимы с H-модой в камере с ИТЭРоподобной стенкой без аккумуляции примесей вольфрама благодаря иницированию ELMов высокой частоты с помощью напуска газа. При этом удержание ухудшалось, по всей видимости, из-за охлаждения пьедестала при напуске газа. В течение последних двух лет были получены стационарные H-режимы с удержанием, соответствующим предсказанному для ИТЭРА (H98 = 1). Положения пересечения сепаратрисы с пластиной подбирались таким образом, чтобы максимизировать откачку. Таким образом, были получены стационарные режимы в H-мод с большой длительностью импульса (~9 секунд) и с малым значением  $Z_{\text{эф}}$ .

По запросу ИТЭРА на JETе был проведен эксперимент по проверке прогнозов о быстром оплавлении поверхности вольфрама под воздействием ELMов. Горизонтальная пластина дивертора JET сделана из цельного вольфрама окруженного четырьмя сборками из пластин для минимизации электромагнитных нагрузок при срывах. Повторяющиеся ELMы на JETе могут достигать энергий достаточных для плавления вольфрама (~300 кДж на ELM). В разрядах при положении точки пересечения сепаратрисы на внешнем обводе было получено некоторое поверхностное оплавление вольфрама на одной из выступающих наружу пластин, которая была специально сконструирована и установлена на диверторном модуле на внутреннем обводе. Была проведена серия из семи идентичных разрядов с током в 3 МА и мощностью нагрева 23 МВт. Результаты проведенного эксперимента согласуются с результатами расчетов по плавлению вольфрама и движению расплава. Это вселяет уверенность, что быстрое поверхностное оплавление элементов конструкции из-за ELMов является сравнительно безобидным по сравнению с объемным плавлением вольфрама.

Работы на стеллараторе Wendelstein 7-X (W7-X) (со средними значениями малого и большого радиуса  $a = 0,55$  м и  $R_0 = 5,5$  м, соответственно, объёмом плазмы около  $30 \text{ м}^3$ ) с мая 2014 года перешли в фазу ввода установки в эксплуатацию. Магнитное поле ( $B=2,5$  Т) с пятизаконной симметрией создаётся с помощью 50 сверхпроводящих модульных катушек, что позволяет существенно менять магнитную конфигурацию. Установлены также и дополнительные катушки (меняющие положение плазмы), чтобы непосредственно влиять на плазму SOL. Магнитные острова на резонансных поверхностях 5/4, 5/5 и 5/6 используются для дивертора. На W7-X для нагрева плазмы планируется использовать ЭЦР и ИЦР нагрев, а также инжекцию нейтральных пучков. Система нагрева будет модернизироваться по ходу выполнения работ. Планируется, что ЭЦРН будет стационарным источником нагрева большой мощности (~10 МВт при 140 ГГц;  $X_2$ ,  $O_2$  нагреве). Первая плазма планируется на конец 2015 года.

Одной из главных задач W7-X является демонстрация хорошего удержания быстрых ионов в условиях соответствующих термоядерным условиям, когда  $\beta$  около 4%. Для имитации поведения  $\alpha$ -частиц в будущем стеллараторе-реакторе необходим источник достаточно энергичных ионов с энергиями в пределах 50–100 кэВ. В качестве источника предполагается установление системы ИЦР нагрева для создания таких ионов. Планируется реализовать также и новейший сценарий нагрева, основанный на трехионной плазме для эффективного генерирования быстрых частиц высоких энергий, даже в условиях самых высоких плотностей, прогнозируемых для W7-X ( $> 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ).

## СВЧ РАЗРЯДЫ ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ И ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю.А. Лебедев

*ФГБУН Институт Нефтехимического Синтеза им. А.В.Топчиева РАН (ИНХС РАН), Москва, Россия: e-mail lebedev@ips.ac.ru*

СВЧ разряды широко используются для генерации неравновесной плазмы низкого давления для различных применений. В докладе рассматриваются методы генерации СВЧ плазмы и общие свойства микроволновой плазмы (волноводных и резонаторных генераторов плазмы, генераторы с поверхностными волнами и замедляющими структурами, генераторы с распределенным вводом энергии, инициированные СВЧ разряды, разряды в волновых пучках, ЭЦР разряды). Анализируется химическая активность плазмы неравновесных СВЧ разрядов. Неоднородность является неотъемлемым свойством большинства электрических разрядов и СВЧ разряд не являются исключением. Анализируются причины неравномерности СВЧ разрядов. Особенности физико-химических процессов в сильно неоднородных СВЧ разрядах демонстрируются влиянием малых добавок газа на параметры плазмы. Эта проблема прямо связана с возможностью применение метода актинометрии.

### Литература

- [1]. The Applications of Plasmas to Chemical Processing 1967 ed R. F. Baddour and R. S. Timmins, Cambridge, Mass.: MIT Press
- [2]. Lebedev Yu A Chemistry of Nonequilibrium Microwave Plasma 1998 Plasma Chemistry ed L S Polak and Yu A Lebedev Cambridge: Cambridge Interscience Publishing.
- [3]. Lebedev Yu A 2010 J. of Phys.: Conf. Series **257** 012016
- [4]. Microwave Excited Plasmas 1992 ed M Moisan and J Pelletier, Amsterdam: Elsevier.
- [5]. Moisan M and Pelletier J 2012 Physics of Collisional Plasma. Introduction to High-Frequency Discharges, Springer.
- [6]. "Strong Microwaves in Plasma", (1996, 1999, 2002, 2005) ed A. G. Litvak (Nizhny Novgorod: Institute of Applied Physics RAS)
- [7]. "Strong Microwaves: Sources and Applications", (2008) ed A. G. Litvak (Nizhny Novgorod: Institute of Applied Physics RAS)
- [8]. Strong microwaves and terahertz waves: sources and applications", (2011, 2014) ed A. G. Litvak (Nizhny Novgorod: Institute of Applied Physics RAS)
- [9]. Microwave Discharges: Fundamentals and Applications Proc. NATO ARW (Vimeiro, Portugal, 11-14 May 1992) (NATO ASI, Series B: Physics 1993 vol 302) ed C. Ferreira and M. Moisan (Ney York and London: Plenum)
- [10]. Microwave Plasma and its Applications 1994 Proc. Int Workshop (Zvenigorod, Russia, 5-8 September, 1994) ed Yu. A. Lebedev (Moscow: the Moscow Phys Soc)
- [11]. Microwave Discharges: Fundamentals and Applications 1997 Proc.3 Int Workshop (Fontevraud, France, 20-25 April 1997) ed C Boisse-Laporte and J. Marec (J de Phys IV 1998 vol 8 Pr7)
- [12]. Microwave Discharges: Fundamentals and Applications Proc. 4 Int Workshop (Zvenigorod, Russia, 18-22 September, 2000) ed Yu. A. Lebedev (2001 Moscow: Yanus-K)
- [13]. Microwave Discharges: Fundamentals and Applications Proc. 5 Int Workshop (Greifswald, Germany, 8-12 July, 2003) ed A. Ohl (Greifswald: INP)
- [14]. Microwave Plasma and its Applications Proc. 6 Int Workshop (Zvenigorod, Russia, 11-15 September, 2006) ed Yu. A. Lebedev (2006 Moscow: Yanus-K)
- [15]. Microwave Discharges: Fundamentals and Applications Proc. 7 Int Workshop (Hamamatsu, Japan, 22-27 September, 2009) ed M. Kando and M. Nagatsu.
- [16]. Microwave Plasma and its Applications Proc. 8 Int Workshop (Zvenigorod, Russia, 11-15 September, 2012) ed Yu. A. Lebedev (2012 Moscow: Yanus-K).

## РАЗВИТИЕ ПРОЕКТА ИТЭР

А.В. Красильников, Д.Н. Химченко

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

Проект ИТЭР – единственный в мире проект объекта энергетики будущего глобального характера, который реализуют основные промышленно развитые страны. В основу проекта положено условие создания отдельных систем ИТЭР каждой из сторон проекта, с целью развития своей промышленности. К сегодняшнему этапу сооружения ИТЭР получены не только успехи, но и накопились проблемы, которые не были очевидны в начале пути.

В докладе приводятся основные достижения в создании термоядерного реактора ИТЭР, в общем, и изготовлении систем, за которые отвечает Россия, в частности. Показано, что полным ходом идет сооружение инфраструктуры токамака – реактора на площадке ИТЭР. Изготовление систем ИТЭР в странах-участниках проекта вступило в производственную фазу. Развивается и детализируется проект сборки ИТЭР. Уточняются вопросы безопасной эксплуатации токамака-реактора. Учитываются последние достижения физики высокотемпературной плазмы. Развиваются диагностические методы и алгоритмы управления реактора.

В докладе также обсуждаются накопившиеся проблемы – сдвиги графиков работ, требования ядерной безопасности, технологические проблемы создания систем, финансовые, кадровые проблемы и способы их решения.

**ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ.  
И. ЛЕНГМЮР, Л.Д. ЛАНДАУ, А.А ВЛАСОВ, Н.Н. БОГОЛЮБОВ, Г.В. ГОРДЕЕВ,  
Б.Б. КАДОМЦЕВ, В.П. СИЛИН**

А.А. Рухадзе

*Институт общей физики им. А.М Прохорова РАН, e-mail: rukh@fpl.gpi.ru*

Дан краткий исторический обзор развития теории физики плазмы, в котором основные вехи были определены перечисленными в заглавии физиками.

1. И. Ленгмюр - первым экспериментально исследовал свойства плазмы, нашел основную характеристику плазмы и определил условия реализации плазменного состояния.

2. Л.Д. Ландау - первым понял причину неприменимости газового приближения для описания плазмы, но пренебрег самосогласованным полем и не достиг цели.

3. А.А. Власов – первым показал важную роль самосогласованного поля и первым получил правильное уравнение, описывающее плазму, а также теоретический обосновал эксперименты И. Ленгмюра по наблюдению плазменных волн и их дисперсию.

4. Н.Н. Боголюбов развил общий метод вывода динамических уравнений для плазмы и показал, что в первом приближении по параметру Ландау справедливо уравнение Власова, а второе приближение приводит к поправке Ландау к уравнению Власова.

4. Г.В. Гордеев - первым показал, что звуковая ветвь колебаний отличается от звука в газах, звук в плазме изотермический, и существует также и в неизотермической плазме.

5. Б.Б. Кадомцев и В.П. Силин - показали, что в плазме существуют незатухающие моды ионно-звуковых колебаний и впервые построили теорию турбулентности плазмы на незатухающих модах Власова.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЛАНЫ ИССЛЕДОВАНИЙ, ПРОВОДИМЫХ НА СФЕРИЧЕСКИХ ТОКАМАКАХ ГЛОБУС–М И ГЛОБУС–М2

М.И. Патров, В.К. Гусев, В.В. Дьяченко, В.Б. Минаев, Н.В. Сахаров, Ю.В. Петров, Н.Н. Бахарев, В.И. Варфоломеев, А.Д. Ибляминова, В.А. Корнев, Г.С. Курский, С.А. Лепихов, А.Н. Новохацкий, Ф.В. Чернышев, П.Б. Щеголев, О.Н. Щербинин, \*Э.Н. Бондарчук, \*А.Н. Лабузов, \*В.Н. Танчук, \*\*В.В. Буланин, \*\*А.В. Петров, \*\*А.Ю. Яшин, \*\*В.А. Рожанский, \*\*И.Ю. Сениченков, \*\*П.Р. Гончаров

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

*\*ОАО "НИИЭФА им. Д.В. Ефремова", Санкт-Петербург, Россия*

*\*\*ФГАОУ ВО "СПбПУ", Санкт-Петербург, Россия*

Эксперименты, проведенные на сферическом токамаке Глобус-М [1] подтвердили достижение основных параметров плазмы, определенных еще на стадии проектирования и продемонстрировали основные преимущества сферических токамаков.

В докладе обсуждаются результаты экспериментов и расчетов по разработке методов безындукционной генерации тока, исследованиям диверторной области плазмы и взаимодействия плазма стенка [2, 3]. Также приводятся результаты расчетов по двумерному интегральному моделированию параметров плазмы в пограничной области. Представлены данные по влиянию изотопного состава плазмы на удержание энергии, обсуждаются особенности развития неустойчивостей Альфвеновского диапазона частот и геодезической акустической моды [4, 5].

При невысоком отношении тороидального магнитного поля к большому радиусу плазмы ( $Vt/R \approx 1$  Тл/м), в компактном сферическом токамаке наблюдаются значительные быстрых ионов, образующихся при инжекции пучка высокоэнергичных атомов в плазму [6]. В докладе приводятся данные экспериментов по удержанию быстрых ионов, на действующей установке Глобус-М, подтверждающие результаты расчетов. Кроме ухудшения удержания быстрых ионов небольшая величина магнитного поля снижает эффективность методов ВЧ нагрева плазмы и поддержания тока, особенно в режимах с высокой плотностью. Эти обстоятельства подтолкнули к разработке сферических токамаков следующего поколения, в том числе и Глобус-М2 [1], в котором отношение  $Vt/R$  будет достигать величины 2,5 Тл/м и более. Приводятся результаты численных расчетов для новой установки, полученные в рамках моделей, разработанных для условий увеличенного отношения  $Vt/R$ .

В докладе также описывается состояние работ по сооружению установки Глобус-М2. Обсуждаются перспективы применения имеющихся систем дополнительного нагрева и генерации тока увлечения, таких как инжектор нейтральных атомов, ВЧ комплексы нагрева на частотах ИЦР и безындукционного старта и поддержания тока с помощью нижнегибридных волн. Обсуждается развитие диагностического комплекса.

Работа выполняется в рамках финансирования по программам РАН и при поддержке РФФИ (гранты 13-08-00370, 14-02-31152-мол\_а, 14-02-00171).

### Литература

- [1]. V.K. Gusev, E.A. Azizov, A.V. Alekseev, et al., Nucl. Fusion, **53** (2013) 9, #093013
- [2]. В.В. Дьяченко, В.К. Гусев, М.М. Ларионов и др. Физика плазмы, **39**, № 3, (2013), с. 219-228.
- [3]. A.N. Novokhatsky, V.K. Gusev, V.Ya. Ber, et al., Proc. of 41st EPS conference on Plasma Phys., 23 - 27 June 2014, Berlin, Germany, ECA Vol. 38F, P4.036.
- [4]. Ю.В. Петров, Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев и др. Письма в ЖТФ, (2014), 40, вып. 24, с. 99-106,
- [5]. A.Yu. Yashin, V.V. Bulanin, V.K. Gusev et al. Nucl. Fusion, **54** (2014), #114015.
- [6]. Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, А.Д. Ибляминова и др. ПЖТФ, **39**, вып. 24, (2013) с. 22-30.

## ТЕРМОЯДЕРНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ОСЕССИММЕТРИЧНОГО ПРОБКОТРОНА: КЛЮЧЕВЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ И ПУТИ ИХ РЕШЕНИЯ

П.А. Багрянский, А.В. Аникеев, А.Д. Беклемишев, \*Е.Д. Господчиков, К.В. Зайцев,  
А.А. Иванов, Ю.В. Коваленко, Е.Ю. Колесников, \*\*О.А. Коробейникова,  
А.А. Лизунов, В.В. Максимов, С.В. Мурахтин, Е.И. Пинженин, В.В. Приходько,  
В.Я. Савкин, Е.И. Солдаткина, А.Л. Соломахин, \*А.Г. Шалашов, Д.В. Юров,  
\*\*Д.В. Яковлев

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия,  
e-mail: P.A.Bagryansky@inp.nsk.su*

*\*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

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

Полученные недавно на установке ГДЛ [1] в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера экспериментальные результаты продемонстрировали значительный прогресс в области удержания и нагрева плазмы с высоким относительным давлением. Эти результаты поднимают на новый уровень доказательную базу относительно перспектив реализации реакторов ядерного синтеза на основе ловушек открытого типа для магнитного удержания плазмы (пробкотронов), обладающих наиболее привлекательной с инженерно-физической точки зрения осесимметричной конфигурацией магнитной системы. Рекордной для таких ловушек величины относительного давления плазмы ( $\beta = 0,6$ ) [2] удалось достичь благодаря развитию исследовательским коллективом ГДЛ методу вихревого удержания [3], а рекордное для квазистационарных систем открытого типа значение электронной температуры ( $T_e > 0,9$  кэВ) было получено при использовании передовых отечественных технологий генерации, транспортировки и инжекции в плазму микроволнового излучения [4].

В докладе представлен обзор результатов работ, направленных на экспериментальное обоснование проекта мощного генератора нейтронов D–T реакции на основе осесимметричного пробкотрона, который развивается в настоящее время в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера совместно с рядом отечественных и зарубежных организаций. Рассмотрены вопросы продольного удержания и способы подавления поперечных потерь при развитии МГД неустойчивостей в системах с аксиально-симметричной конфигурацией магнитного поля. Обсуждаются также способы улучшения продольного удержания, использование которых ведет к увеличению эффективности проектируемого источника нейтронов. Рассматриваются проблемы, связанные с развитием микронеустойчивостей, вызываемых анизотропным распределением горячих ионов в пространстве скоростей. Особое внимание уделено описанию новейшей серии экспериментов с дополнительным ЭЦР нагревом, где получены рекордные значения электронной температуры, которая является ключевым параметром, определяющим время удержания горячих ионов.

### Литература

- [1]. Ivanov A. A. and Prikhodko V. V., (2013) Plasma Phys. Control. Fusion, v. 55, p. 063001;
- [2]. Simonen T C, Anikeev A, Bagryansky P, **et al.**, (2010) Journal of Fusion Energy v. 29, p.558;
- [3]. Beklemishev A D, Bagryansky P A, Chaschin M S and Soldatkina E I, (2010) Fusion Science and Technology, v. 57, p. 351;
- [4]. A. G. Shalashov, E. D. Gospodchikov, O. B. Smolyakova, P. A. Bagryansky, V. I. Malygin, and M. Thumm, (2012) Physics of Plasmas, v. 19, p. 052503.

## ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА. 60 ЛЕТ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЧТО ДАЛЬШЕ?

В.С. Стрелков

*НИЦ «Курчатовский институт»*

60 лет тому назад (1955 г.) в Институте атомной энергии были начаты эксперименты на тороидальной установке с сильным магнитным полем (ТМП), построенной на основе идей изложенных в работах И.Е. Тамма и А.Д. Сахарова. Три основные идеи составляли содержание этих работ: 1) термоядерные реакции синтеза в плазме, 2) магнитная термоизоляция горячей плазмы магнитным полем 3) нагрев плазмы током и создание магнитной конфигурации с вращательным преобразованием. За первые 15 лет исследований на нескольких установках токамак было установлено, что: аномально большие потери тепла из плазмы обусловлены радиационными потерями; плазменный шнур устойчив при  $q > 1$ ; термоизоляция плазмы растет с ростом температуры; в опытах на дейтерии на токамаке Т-3а были зарегистрированы первые термоядерные нейтроны. К началу 70-х годов стало ясно, что в токамаке экспериментально получена наибольшая степень термоизоляции плазмы. Исследования на токамаках стали основным направлением программ во всех странах термоядерного сообщества, которое на основании анализа результатов многочисленных экспериментов постепенно стало склоняться к выводу, что: в токамаке можно получить термоядерную энергию превышающую энергию затраченную на поддержание высокой температуры D – T плазмы. А в дальнейшем получить и зажигание.

Анализ экспериментов по удержанию энергии в плазме в разных токамаках позволяет найти эмпирический закон (скейлинг) зависимости времени удержания от параметров установок. Экстраполяция этого скейлинга на необходимые ИТЕРу 4–6 секунд времени удержания позволяет определить параметры установки ИТЕР.

В 1992 году соглашение по инженерному проектированию ИТЕРа было подписано. ИТЕР должен продемонстрировать достижение величины  $Q$  в пределах 5–10.  $Q$  – это отношение ядерной мощности ( $P_{\text{nucl}}$ ) к мощности вводимой в плазму извне ( $P_{\text{heat}} + P_{\text{cur. drive}}$ ). При зажигании  $Q$  стремится к бесконечности. Сегодняшний опыт проектирования и сооружения ИТЕР, а также результаты последних экспериментов не дают основания для сомнений в том, что, заявленная программная цель ИТЕРа достижение  $Q = 5–10$  будет выполнена. Если не касаться вопросов экономической рентабельности термоядерной энергетики, то после демонстрации на ИТЕРе достижения  $Q = 5–10$ , остаётся не решенной со стороны плазмы только одна, по существу инженерно технологическая проблема, стационарной (т.е. не прерывной в течение месяцев) работы реактора. Без развития методов создания постоянного тока в плазме длительностью в 3–10 тысяч часов и надежной работы первой стенки в течение этого или большего времени, говорить о создании термоядерного реактора на базе токамака бессмысленно.

Итак, актуальными задачами исследований параллельных работе ИТЕРа являются: 1) Разработка методов эффективной генерации тока в течение тысяч часов. 2) Проблема первой стенки. Решение следует искать не столько в выборе подходящего материала, сколько в создании такого режима работы токамака, когда достигается максимальное усреднение во времени и пространстве потоков энергии из плазмы. В среднем в термоядерном реакторе потоки тепла на первую стенку не велики. 3) Вопрос о нагреве плазмы торможением альфа частиц совершенно не изучен экспериментально. Эти данные могут появиться лишь на стадии тритиевого эксперимента на ИТЕР.

## НЕРАВНОВЕСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В АТМОСФЕРАХ ЗЕМЛИ, МАРСА И ТИТАНА

С.Т. Суржиков

*Институт проблем механики им. А.Ю.Иилинского РАН, Москва, Россия  
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

Дан обзор современного состояния экспериментальных и расчетно-теоретических исследований неравновесного спектрального излучения сильных ударных волн в смеси газов  $N_2 - O_2$ ,  $CO_2 - N_2$ ,  $CH_4 - N_2$  соответствующих условиям, реализованным в недавно выполненных экспериментах на ударных трубах.

Задача о неравновесном излучении сильных ударных волн решается в двух постановках. В классической одномерной постановке изучается неравновесное спектральное излучение одномерной ударной волны в эйлеровой постановке. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными, полученными на ударных трубах. Для примера, на рисунках показано распределение поступательных, колебательных и электронной температур за фронтом ударной волны (слева) и спектральный состав излучения от релаксационной зоны за головным скачком. Исходные данные: скорость ударной волны  $V = 5,15$  км/с, давление до ударной волны  $p = 0,1$  Торр, смесь  $CH_4$  (2,0%) –  $N_2$  (98,0%) В расчетах учитывается большое многообразие элементарных плазменных процессов в неравновесной постановке.

Вторая постановка задачи основана на решении задачи обтекания космического аппарата вязким теплопроводным газом при скорости  $V > 5$  км/с. Обсуждается соответствие расчетных данных, полученных в рамках двух постановках.

Расчеты спектрального неравновесного излучения выполнены с помощью двух методов определения заселенностей возбужденных электронных состояний, основанных на гибридной радиационно-столкновительной модели и на использовании распределения Больцмана с различными эффективными температурами, вводимых в рассмотрение на основе многотемпературных моделей неравновесной диссоциации [1].

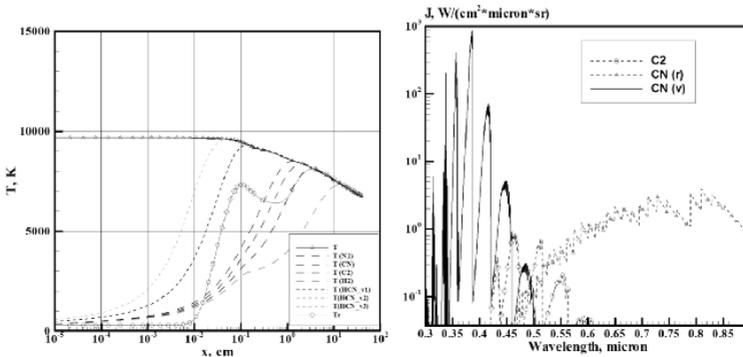


Рис. 1

### Литература

- [1]. Суржиков С.Т. Радиационная газовая динамика спускаемых космических аппаратов. Многотемпературные модели. М.: ИПМех РАН. 2013. 706 с.

## НЕКОНГРУЭНТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПЛАЗМЕ ЗЕМНЫХ И КОСМИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

И.Л. Иосилевский

*Объединенный Институт Высоких Температур РАН,  
Московский физико-технический институт (ГУ), Москва, Россия, [ilios@orc.ru](mailto:ilios@orc.ru)*

Обсуждаются неконгруэнтные фазовые переходы (НКФП), как наиболее общий тип фазовых превращений в плазме смесей и продуктов высокотемпературного разложения химических соединений (компаундов). Подчеркивается ключевая роль условий фазового равновесия в многокомпонентной смеси в форме условий Гиббса - Гугенхейма равенства обобщенных электрохимических потенциалов всех компонент плазмы в сосуществующих фазах. Анализируется важная роль (априори неравных) средних электростатических потенциалов в обеих фазах и связанного с ними скачка потенциала на межфазной границе (т.н. потенциала Гальвани) и его взаимосвязь с параметрами неконгруэнтности в плазменных системах. Рассмотрено несколько примеров реализации неконгруэнтного сценария фазового перехода в кулоновских системах. Базой для сравнения взят изученный ранее пример неконгруэнтного испарения в химически активной плазме продуктов высокотемпературного (экстремального) нагрева важного компаунда ядерной энергетики – диоксида урана [1–3]. Как прототип неконгруэнтного испарения в сплавах металлов рассмотрен переход типа газ-жидкость с верхней критической точкой в безассоциативной модифицированной кулоновской модели бинарной ионной смеси на однородно-сжимаемом фоне электронного газа /BIM(~/) [4] (BIM – binary ionic mixture). Также обсуждается неконгруэнтность гипотетических “плазменного” (PPT [5, 6] и др.) и “диссоциативного” (DPT [7, 8]) фазовых переходов в гелий-водородной плазме недр Юпитера, Сатурна и коричневых карликов. Другим примером является неконгруэнтное испарение в высокотемпературном диоксиде кремния – химически активной плазменной системе, важной для земных и космических приложений [9]. Как пример взаимосвязи с электростатикой межфазных границ обсуждается гипотетическая неконгруэнтность фазовых переходов в пылевой и коллоидной плазме [10]. Наконец, как одни из наиболее экзотических среди множества реализаций НКФП обсуждаются неконгруэнтные фазовые переходы в сверхплотной ядерной плазме ультравысоких плотностей энергии – переход газ-жидкость в плазме протонов, нейтронов и ядер, и т.н. кварк-адронный переход из адронного вещества в кварк-глюонную плазму [11, 12].

### Литература

- [1]. Иосилевский И.Л., Грязнов В.К. и др. *Известия РАН. "Энергетика"*, 2011, N 5, 115.
- [2]. Iosilevskiy I., Gryaznov V., et al., *Contributions in Plasma Physics*, 2003, **43**, N 5-6, 316.
- [3]. Ronchi C., Iosilevskiy I., Yakub E., *Eq. of State of Uranium Dioxide* / Springer, Berlin, 2004.
- [4]. Иосилевский И.Л. *Эффекты неидеальности в низкотемпературной плазме*, Энциклопедия низкотемпературной плазмы, Том III-1 / Ред. А.Н. Старостин и И.Л. Иосилевский / М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, сс.349-428.
- [5]. Норман Г.Э., Старостин А.Н., *TBT*, 1968, **6**, 410.
- [6]. Schlanges M., Bonitz M, Tschetschjan A. *Contrib. Plasma Phys.* 1995, **35** 109.
- [7]. Morales M.A., Pierleoni C. et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 2010, **107**, 12799.
- [8]. Gryaznov V., Iosilevskiy I. // *J. Phys. A: Math. Theor.* 2009, **42**, 214007.
- [9]. Iosilevskiy I., Gryaznov V., Solov'ev A., *High Temp.-High Pressure*, 2014, **43**, 227.
- [10]. Иосилевский И.Л., Мартынова И.А., *Известия Института Инж. Физики*, 2014, N3, 39.
- [11]. Iosilevskiy I. // *Acta Physica Polonica B (Proc. Suppl.)* 2010, **3** 589.
- [12]. Hempel M., Dexheimer V., Schramm S., Iosilevskiy I., *Phys. Rev. C*, 2013, **88**, 014906.

## ФИЗИЧЕСКИЕ И ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ХОЛОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЯХ

Г.В. Найдис

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, [gnaidis@mail.ru](mailto:gnaidis@mail.ru)*

В последнее десятилетие значительное внимание уделяется развитию методов получения сильно неравновесной (холодной) плазмы атмосферного давления и исследованию характеристик такой плазмы в связи с ее использованием в биомедицинских приложениях [1]. Один из наиболее перспективных генераторов холодной плазмы представляет собой импульсно-периодический барьерный или коронный разряд в тонкой диэлектрической трубке, через которую прокачивается плазмообразующий инертный газ (чистый или с молекулярными добавками). Генерируемая плазменная струя, инжектируемая в окружающий воздух, содержит значительное количество химически активных частиц: электронов, ионов, радикалов, возбужденных атомов и молекул. При этом газ в струе практически не нагревается, что позволяет использовать плазменные струи, в частности, для обработки кожных покровов человека.

Подробные исследования плазменных струй выявили интересные физические явления [2]. Скоростная фотосъемка установила быстрое, со скоростями  $10^6 - 10^8$  см/сек, движение вдоль струи светящихся плазменных сгустков, аналогичное распространению волн ионизации - стримеров, наблюдаемому в верхней атмосфере, а также сопровождающему предпробойные процессы в плотных газах и жидкостях. При этом в отличие от стримеров в однородных средах, распространяющихся стохастическим образом и часто ветвящихся, движение стримеров в плазменных струях по заданному пути, вдоль оси струи, имеет регулярный характер. Это свойство значительно облегчает измерения параметров стримерной плазмы, позволяет провести эксперименты по управлению характеристиками стримеров с помощью внешних полей, дает возможность организовать столкновение стримеров.

Большой интерес для приложений представляет исследование химического состава плазмы струи. Особенностью плазменных струй является то, что активные частицы нарабатываются не только в области разряда, внутри трубки, но вдоль всей струи, в области сильного электрического поля во фронте движущегося стримера. Это свойство дает возможность доставить к обрабатываемой поверхности короткоживущие активные частицы (например, атомы кислорода), генерируемые непосредственно вблизи поверхности.

В докладе дается обзор физических и химических явлений, наблюдаемых в плазменных струях. Обсуждаются результаты численного моделирования динамики и структуры плазменных струй, проводится их сопоставление с данными экспериментов. Рассматриваются экспериментальные и расчетные данные по наработке стримерами химически активных частиц. Приводятся примеры использования плазменных струй в биологии и медицине.

### Литература

- [1]. Graves D.B., Phys. Plasmas, 2014, **21**, 080901.
- [2]. Lu X., Naidis G.V., Laroussi M., Ostrikov K., Phys. Reports, 2014, **540**, 123.

**КВАНТОВО-СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА  
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ**

В.Г. Новиков

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия,  
novikov@kiam.ru*

В докладе дано краткое описание некоторых хорошо зарекомендовавших себя на практике квантово-статистических моделей самосогласованного поля для вещества с заданной температурой и плотностью и основанных на этих моделях методов расчета термодинамических и оптических свойств плотной плазмы в области высоких температур.

В основном, речь пойдет о двух моделях (квазизонной модели и модели Либермана), применимых в широком диапазоне температур и плотностей в условиях локального термодинамического равновесия. В этих моделях самосогласованный внутриатомный потенциал и волновые функции электронов рассчитываются в сферической ячейке Вигнера-Зейтца в приближении среднего атома с существенно различными граничными условиями. В квазизонной модели ставятся «усредненные» периодические условия Блоховского типа, а в модели Либермана ячейка Вигнера-Зейтца погружается в однородный фон из ионов и электронов.

Проводится критический анализ рассматриваемых подходов и анализируется их область применимости на основе многочисленных примеров, иллюстрирующих работоспособность моделей в различных приложениях.

## МАКСВЕЛЛОВСКАЯ ПЛАЗМА И КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ

Б.А. Векленко

*ОИВТ, Москва, Россия; НИУ (МЭИ), Россия. [VeklenkoBA@yandex.ru](mailto:VeklenkoBA@yandex.ru)*

Традиционно теория высокотемпературной классической электрон–ионной плазмы в состоянии близком к термодинамическому равновесию опирается на уравнение А.А. Власова [1, 2], предписывающее ей плазменные колебания с частотой  $\Omega_e = \sqrt{e^2 n_e / m_e}$ , независимой от длины волны. Учитывая квантовые свойства электромагнитного поля, квантовая электродинамика привносит в теорию квантовый безразмерный параметр [3]

$$Z = \frac{1}{2\pi^2} \frac{e^2 T}{\hbar v_e \hbar \Omega_e},$$

и кардинальные коррективы, связанные с наличием квантовой постоянной  $\hbar$ . Здесь  $v_e = \sqrt{T/m}$ . Теоретически максвелловская плазма может находиться в разных состояниях, отвечающих как  $Z \ll 1$  (отсутствие квантовых флуктуаций электромагнитного поля), так и  $Z \gg 1$  (наличие квантовых флуктуаций электромагнитного поля). Теория Власова отвечает состоянию  $Z = 0$ . Поправки к теории Власова линейные по  $Z$  обратно пропорциональны  $\hbar^2$ , что исключает предельный переход  $\hbar \rightarrow 0$  и существование теории Власова как таковой. Обратное агрессивное воздействие термически возбужденных ленгмюровских волн на электроны и ионы плазмы, описываемое параметром  $Z$ , существенно изменяет дисперсионные уравнения. В реальных ситуациях всегда  $Z \gg 1$ . При этом свойства плазмы существенно отличаются от предписываемых уравнением Власова. На смену ленгмюровской частоте  $\Omega_e$  приходит другая характерная квантовая частота

$$\varpi = \Omega_e \sqrt{2Z} = (1/\hbar\pi) \sqrt{Te^2/r_D}, \quad Z \gg 1.$$

Появляются две ветви электронных колебаний плазмы, одна из которых описывает электронный звук, распространяющийся со скоростью  $V_e = v_e \sqrt{\hbar\varpi/2T\hbar(\hbar\varpi/T)}$ . Ионы плазмы, наряду со звуковой ветвью спектра, обладают другой квантовой ветвью, остающейся конечной при малых волновых числах [4]. Свойства поперечной и продольной диэлектрических проницаемостей принципиально отличаются друг от друга особенно при малых волновых числах.

### Литература

- [1]. Власов А.А. ЖЭТФ, 1938, Т.8, С.291.
- [2]. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика М.: Физматлит 2002 г.
- [3]. Veklenko В.А. International Journal of Optics V.2012 (2012), Article ID 648741.
- [4]. Векленко Б.А. Инженерная физика. №4, 2013, С.48.

## HIGH ENERGY DENSITY PHYSICS WITH PETAWATT CLASS LASER AT GSI-DARMSTADT

O.N. Rosmej<sup>1,2</sup>, N. Suslov<sup>3</sup>, D. Martsovenko<sup>3</sup>, G. Vergunova<sup>4</sup>, N. Borisenko<sup>9</sup>, N. Orlov<sup>5</sup>,  
T. Rienecker<sup>2</sup>, D. Klir<sup>6,7</sup>, K. Rezac<sup>6,7</sup>, A. Orekhov<sup>4</sup>, L. Borisenko<sup>4</sup>, E. Krousky<sup>8</sup>, M.  
Pfeifer<sup>8</sup>, R. Dudzak<sup>8</sup>, R. Maeder<sup>2</sup>, M. Schaechinger<sup>2</sup>, A. Schoenlein<sup>2</sup>, S. Zaehner<sup>2</sup>, J.  
Jacoby<sup>2</sup>, J. Limpouch<sup>6</sup>, J. Ullschmied<sup>8</sup>, N. Zhidkov<sup>3</sup>, V. Vatulina<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Plasma Physics Department, Helmholtz Zentrum für Schwerionenforschung GSI-Darmstadt; Goethe University of Frankfurt, Germany*

<sup>2</sup>*Goethe-University Frankfurt, Institute of Applied Physics, 60438 Frankfurt am Main, Germany*

<sup>3</sup>*Russian Federal Nuclear Centre, All Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics Sarov, Nizhnii Novgorod region, Russia*

<sup>4</sup>*Lebedev Physical Institute, 119991 Moscow, Russia*

<sup>5</sup>*Joint Institute for High Temperatures, 125412 Moscow, Russia*

<sup>6</sup>*Czech Tech. University in Prague, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Prague, Czech Republic*

<sup>7</sup>*Institute of Plasma Physics AS CR, 115 19 Prague 1, Czech Republic*

<sup>8</sup>*PALS Research Centre, 18221 Prague 8, Czech Republic*

<sup>9</sup>*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

The Helmholtzzentrum for Heavy Ion Research GSI in Darmstadt, Germany operates a worldwide unique large-scale accelerator facility for heavy ions. The best-known results are the discovery of six new chemical elements and the development of a new type of tumor therapy using ion beams. Together with Nuclear physics, Atomic physics, Biophysics and Material research, Plasma physics with intense heavy ion and laser beams is one of the important research pillars. The future Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR), one of the largest research projects worldwide, will provide an unprecedented variety of experimental possibilities for all research directions including High Energy Density Physics.

Nowadays, high energy density plasma physics at GSI is strongly profiting from the unique combination of the Petawatt class laser and heavy ion beams, which can be delivered well synchronized to the target area. The Petawatt High-Energy Laser System for Ion beam eXperiments – “PHELIX”, flash lamp-pumped Nd:glass system, is constructed in close cooperation with Lawrence Livermore National Laboratory and the Commissariat à l’Energie Atomique to explore various fields of science mostly related to plasma physics and atomic physics.

In the talk, most important investigations, employing nanosecond and femtosecond frontends of PHELIX-laser system will be reported.

Experiments with fs-laser pulse duration providing relativistic laser intensities are aimed on creation and investigation of warm dense matter states, obtained via isochoric heating of solid targets by laser generated electron beams and optimization of novel laser based sources of energetic photons and particles for further diagnostic applications at FAIR.

The worldwide unique combination of the PHELIX laser beam and heavy ion beam from the UNILAC accelerator allow investigating crucial for ICF problem of the ion energy loss in dense plasmas. Both ion stopping range shortening and its increase compared to non-ionized cold matter are possible depending on plasma parameters.

**SOURCE DEVELOPMENT AND NOVEL APPLICATIONS OF COHERENT X-RAYS  
AND ENERGETIC PARTICLE BEAMS USING HIGH PEAK POWER LASERS  
IN JAPAN ATOMIC ENERGY AGENCY**

T. Kawachi<sup>1</sup>, M. Nishikino<sup>1</sup>, A.Ya. Faenov<sup>2,3</sup>, T.A. Pikuz<sup>2,3</sup>, M. Ishino<sup>1</sup>,  
N. Hasegawa<sup>1</sup>, S.A. Magnitskii<sup>4</sup>, A.S. Pirozhkov<sup>1</sup>, T.Zh. Esirkepov<sup>1</sup>, M. Nishiuchi<sup>1</sup>,  
M. Maruyama<sup>1</sup>, Y. Fukuda<sup>1</sup>, N.A. Inogamov<sup>5</sup>, E.A. Oks<sup>6</sup>, H. Kiriyama<sup>1</sup>, M. Kando<sup>1</sup>,  
M. Yamagiwa<sup>1</sup>, S.V. Bulanov<sup>1</sup>, K. Kondo<sup>1</sup>, R. Kodama<sup>3</sup>, Y. Kato<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Quantum Beam Science Center, Japan Atomic Energy Agency, Kizugawa-city, Kyoto, Japan  
e-mail: Tetsuya.Kawachi@jaea.go.jp*

<sup>2</sup>*Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Institute for Academic Initiatives, Osaka University, Osaka, Japan*

<sup>4</sup>*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

<sup>5</sup>*Landau Institute for Theoretical Physics of RAS, Chernogolovka (Moscow reg.), Russia*

<sup>6</sup>*Physics Department, 205 Allison Laboratory, Auburn University, Auburn (AL), USA*

Laser-driven particle and radiation sources, which are generated from laser-plasma interaction, have unique and attractive characteristics such as ultra-short duration, high peak brilliance and potentials of downsizing of the source etc. Recent advent of high peak power lasers toward petawatt (PW) level makes it possible for us to realize these particle and radiation sources with higher energy region, and now we are on the stage to investigate the mechanisms in detail and to start the applications of these novel sources in material science, life-science, medical treatment, innovative drug development, and non-destructive assay etc.

In this presentation, first of all, recent research activities in major high peak power laser facilities in Japan will be introduced, and then we will present research highlights in the last few years on the source development and the applications using high peak power lasers in Japan Atomic Energy Agency (JAEA) based upon Japan-Russia collaborations: in the source development, the higher-order harmonics generation in several 100 eV region using a relativistic plasma, the first observation of X-ray mirage [1] in the soft X-ray laser gain medium plasma, and the energetic proton beam generation with the energy of 40 MeV are presented. In the application study, we will show the coherent soft X-ray probe of nano-scale surface dynamics in femto-second laser ablation and the demonstration of laser acceleration of highly charged heavy ions to explore new regime of nuclear physics. Finally we will mention our future plan: now we are upgrading the ultra-intense Ti:sapphire laser, "J-KAREN", toward PW level to explore the possibility of laser-driven particle and radiation sources and open up their new applications.

**References**

- [1]. Magnitskiy S., Nagorskiy N., Faenov A., Pikuz T., Tanaka M., Ishino M., Nishikino M., Fukuda Yu., Kando M., Kawachi T., Kato Y. "Observation and theory of X-ray mirages". Nature Communications, 2013, **4**, 1936.

## ОБЗОР ПРОШЕДШИХ ЛАЗЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С МАЛОПЛОТНЫМИ МИШНЯМИ ФИАН

Н.Г. Борисенко, Ю.А. Меркульев, А.С. Орехов

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*  
*e-mail: ngbor@sci.lebedev.ru*

Работы по малоплотным мишеням в ФИАН имеют почти тридцатилетнюю историю. За это время придуманы, реализованы в изделиях и частично применены в экспериментах с лазерными и ионными пучками мишени из разнообразных веществ. Эти вещества и мишени во многом существенно расширили возможности изучения различных явлений в плазме. Они продолжают интересовать исследователей, давая возможности постановки новых и новых экспериментальных серий на уже существующих лазерах и в будущих проектах, таких как ELI, FAIR, УФЛ-2М, HiPER и др.

От идеи к поиску технологии, затем к постановке проверочных экспериментов с драйверами и далее к новым улучшенным мишеням – таков полный цикл мишенной разработки в Нейтронно-физическом отделе ФИАН [1-4]. На этом пути сотрудники лаборатории термоядерных мишеней принимали личное участие в экспериментах на установках в нашей стране (часто приоритетных) и за рубежом на мощнейших драйверах с новейшими диагностическими комплексами. О полученных результатах, драматизме соревнований с другими экспериментальными группами, взаимных проверках получаемых данных на "чужих" и на "наших" мишенях, эволюции мишеней и интерпретации данных пойдет речь в настоящем докладе. Для этого проведен анализ выстрелов на лазерных установках "Мишень", "Искра-5", "Канал", PALS, LIL, LULI, GEKKO-12, FELIX, OMEGA EP и других, избранных авторами для демонстрации происходящих процессов в плазме, рождающейся из малоплотной мишени, сравнений и выводов, почему эти работы продолжают занимать умы исследователей и формировать запросы на будущие эксперименты с такими мишенями [5-8].

### Литература

- [1]. Borisenko N.G., Merkul'ev Yu.A. and Gromov A.I. "Microheterogeneous targets a new challenge in technology, plasma physics, and laser interaction with matter". Journal of the Moscow Physical Society, 1994, **4**(3), 247.
- [2]. Borisenko N.G., et al. "Laser-radiation volume absorber and X-ray converter based on low-density beryllium". Proceedings of SPIE, 2001, **4424**, 137.
- [3]. Borisenko N.G., Chaurasia S., Dhreshwar L.J., et al. "Laser study into and explanation of the direct-indirect target concept". EPJ Web of Conferences, 2013, **59**, 03014.
- [4]. Борисенко Н.Г. и Меркульев Ю.А. "Сравнение процессов переноса энергии в плазме с плотностью ниже четверти критической по результатам экспериментов на лазерах LULI и LIL (Франция) и PALS (Чехия)". Труды X Международной конференции "Харитоновские научные чтения", Саров, 2008, 117.
- [5]. Borisenko N.G., Merkuliev Yu.A. "Preheating of a target by laser radiation through plasma and polymer aerogel". Journal of Russian Laser Research, 2010, **31**(3), 256.
- [6]. Depierreux S., Labaune C., Michel D.T., et al. "Laser Smoothing and Imprint Reduction with a Foam Layer in the Multikilojoule Regime". Physical Review Letters, 2009, **102**, 195005.
- [7]. Borisenko N.G., Bugrov A.E., Burdonskiy I.N., et al. "Physical processes in laser interaction with porous low-density materials". Laser and Particle Beams, 2008, **26**(4), 537.
- [8]. Depierreux S., Yahia V., Goyon C., et al. "Laser light triggers increased Raman amplification in the regime of nonlinear Landau damping". Nature Communications, 2014, **5**, 4158.

**ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИЯХ ГЕНЕРАЦИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ  
С ГИГАБАРНЫМ УРОВНЕМ ДАВЛЕНИЯ В ЛАБОРАТОРНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ**

С.Ю. Гуськов

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия**Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия**e-mail: guskov@sci.lebedev.ru*

Переход в исследованиях уравнения состояния (УРС) вещества к гигабарному уровню давления имеет принципиальное значение для понимания и адекватного описания гидродинамических и термодинамических процессов в астрофизических объектах и мишенях инерциального термоядерного синтеза. Перспективные методы достижения рекордных давлений в лабораторном эксперименте, направленном на генерацию плоской ударной волны, так или иначе, связаны с воздействием на вещество мощного импульса лазерного излучения. В основе такого подхода лежит тот факт, что на сегодняшний день именно использование лазерного излучения дает возможность обеспечить максимальную плотность потока энергии на поверхности мишени. В современных экспериментах традиционно используются два метода генерации мощной ударной волны. Один из них состоит в создании абляционного давления на поверхности мишени за счет нагрева вещества непосредственно лазерным излучением. Предельное давление ударной волны составляет в этом случае около 100 Мбар. Второй метод состоит в генерации ударной волны в результате столкновения макрочастиц, ускоренных под действием лазерного импульса. В этом случае предельное значение давления близко к 500 Мбар. Возможность достижения предельных давлений для обоих способов генерации ударной волны подтверждена в экспериментах. Тем не менее, современные эксперименты по исследованию УРС вещества на лазерных установках с энергиями до 10 кДж проводятся на более низком уровне давления, составляющим несколько десятков Мбар. Это связано с тем, что требования к условиям проведения УРС-экспериментов, которые состоят в том, что волна должна оставаться плоской и квазистационарной в течение всего периода проведения измерений, накладывают ограничения на минимальные значения длительности импульса и радиуса лазерного пучка.

В данном обзоре основное внимание уделяется еще одному подходу к проблеме генерации мощной ударной волны, в основе которого лежит нагрев вещества потоком быстрых электронов, образующихся при воздействии на мишень лазерного излучения высокой интенсивности. Исследования в этой области активно проводятся в различных лабораториях в последние 2 – 3 года. Такой подход может обеспечить генерацию ударной волны с давлением за фронтом в несколько Гбар и переход в перспективе к исследованию УРС вещества на гигабарном уровне давления. Обсуждаются результаты экспериментов, выполненных на различных лазерных установках, по исследованию преобразования энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов, нагрева вещества потоком быстрых электронов, формирования абляционного давления и генерации ударной волны при переносе энергии этими частицами. Представлены теоретические модели и результаты численных расчетов генерации плоской ударной волны с гигабарным уровнем давления за фронтом при нагреве вещества потоками быстрыми электронами с различным спектром частиц. Результаты расчетно-теоретических исследований показывают возможность обеспечить требования к условиям УРС-экспериментов на уровне давления 1 – 2 Гбар при нагреве вещества потоком быстрых электронов, образующихся при воздействии на мишень лазерного импульса с интенсивностью 10 – 100 ПВт/см<sup>2</sup> и энергией 10 – 30 кДж.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-02-00010.

## КОНЦЕПЦИЯ ФАБРИКИ КРИОГЕННЫХ МИШЕНЕЙ ДЛЯ ИТС

И.В. Александрова<sup>1</sup>, Е.Р. Корешева<sup>1,2</sup>, И.Е. Осипов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, [koreshe@sci.lebedev.ru](mailto:koreshe@sci.lebedev.ru)

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

<sup>3</sup>ООО Центр Энергоэффективности ИНТЕР РАО ЕЭС, Москва

Высокочастотная подача топлива является необходимым этапом проведения современных экспериментов по инерциальному термоядерному синтезу (ИТС) для перехода к реакторным технологиям производства криогенных топливных мишеней. Формирование и доставка таких мишеней с высокой частотой (1–10 Гц) есть непременное условие построения фабрики мишеней (ФМ) для обеспечения топливом работы реактора ИТС.

В течение 25 лет под руководством ФИАН в России создана научная, инженерная и технологическая база для построения демонстрационной установки непрерывного формирования криогенных мишеней реакторного масштаба. В частности, в ФИАН разработан метод FST (Free-Standing Targets), в основу которого положен принцип работы с движущимися бесподвесными мишенями. Это позволяет формировать криогенные мишени в непрерывном режиме или с необходимой частотой.

В настоящем докладе представлены следующие ключевые результаты, полученные в ФИАН:

### 1. Массовое производство криогенных мишеней.

- Разработан метод FST, который работает одновременно с массивом бесподвесных движущихся сферических мишеней.

- Метод FST позволяет получать ультрадисперсные криогенные слои топлива, обладающие повышенной устойчивостью к действию внешних механических и тепловых нагрузок. Применение ультрадисперсных слоев минимизирует риск нарушения качества топливной мишени при ее доставке в лазерный фокус.

- Малое время формирования (< 15 сек) позволяет минимизировать запасы трития в мишени системе, что является необходимым условием для построения ФМ.

### 2. Доставка криогенных мишеней.

- *Гравитационная* → продемонстрирована при криогенных температурах, включая сборку пары “мишень + сабот”. Разработан дизайн соответствующего устройства.

- *Электромагнитная* → продемонстрирована при криогенных температурах, включая сборку пары “мишень + сабот”. Разработан дизайн соответствующего устройства.

- *Магнитная левитация* → впервые экспериментально продемонстрирована возможность транспорта мишеней на основе эффекта квантовой левитации высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) при  $T = 6 \div 80$  К. Полученные результаты служат основой для создания нового типа систем транспорта для ИТС, включая ускорители мишеней.

### 3. Система on-line контроля.

Фурье голография предложена и продемонстрирована в компьютерных экспериментах для on-line характеристики мишени и отслеживания ее траектории при полете в реакторной камере.

На основе полученных результатов предложена концепция фабрики топливных мишеней, работающая в режиме непрерывного производства и доставки мишеней в лазерный фокус реактора ИТС с частотой 1-10 Гц.

**СЕКЦИЯ  
«МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ  
ПЛАЗМЫ»**

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



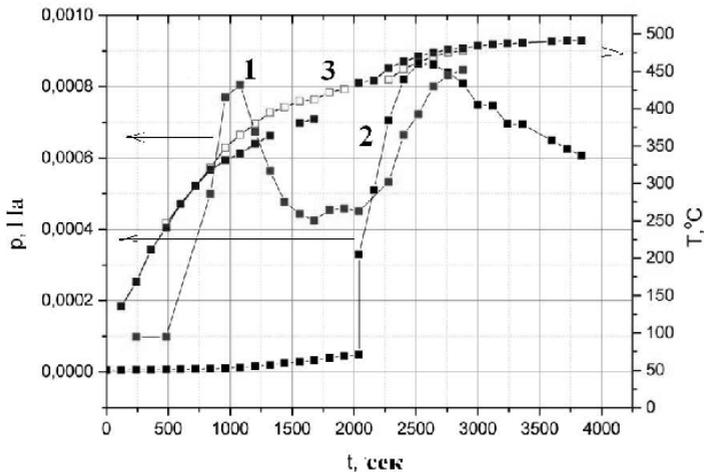
## ЭВОЛЮЦИЯ КОНЦЕПЦИИ СТАЦИОНАРНОГО ТОКАМАКА

С.В. Мирнов

ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Россия, 142190, г. Москва, г. Троицк, ул. Пушиковых, 12, e-mail: [mirnov@triniti.ru](mailto:mirnov@triniti.ru)

Концепция стационарного токамака предполагает одновременное решение трех задач: создание стационарного магнитного поля, решение проблемы поддержания плазменного тока и осуществление непрерывной циркуляции DT-горючего. Работа содержит краткий обзор современного состояния проблемы создания стационарного токамака-реактора с учетом последних результатов, представленных на последнюю 25 Конференцию по энергии синтеза (Санкт-Петербург, октябрь 2014 г). Основное внимание уделено решению задачи организации непрерывной циркуляции DT-горючего. Наиболее реалистичным представляется использование в качестве рабочего тела циркуляционного контура - лития, обеспечивающего захват и транспортировку «лишнего» горючего с последующим их разделением и возвращением каждого в свою систему инжекции. Основная техническая проблема, возникающая при создании такого стационарного контура – выделение из лития растворенных в нем изотопов водорода – D и T. На рисунке (1, 2 справа) представлена динамика выделения водорода из нагреваемого (3 – T(t), слева) лития, предварительно экспонированного в квазистационарной водородной плазме тлеющего разряда T-11M (1 час  $\sim 10^{-4}$  Па H<sub>2</sub>) при двух различных режимах экспонирования: 1-230-240°C и 2-430-450°C.

Учитывая, что скорость откачки водорода в обоих случаях оставалась примерно постоянной, следует заключить, что водород, захваченный литием в «низкотемпературной» (200 – 350°C) области, десорбируется уже при нагреве до 450°C, а водород, захваченный литием в более высокотемпературной области, мог бы быть в значительной мере удален при прогреве уже до 500 – 550°C. Таким образом, осуществление стационарной циркуляции DT-топлива – ключевого элемента создания стационарного токамака – в случае использования для этого лития не требует каких-либо чрезмерных усилий и развития новой техники.



## МОДЕРНИЗАЦИЯ ТОКАМАКА T-15: СТАТУС И ПЛАНЫ

Э.А. Азизов, Д.Е. Алфимов, И.О. Анашкин, \*В.А. Беляков, \*Э.Н. Бондарчук,  
\*В.А. Крылов, А.В. Мельников, \*А.Б. Минеев, М.М. Соколов, А.В. Сушков,  
\*О.Г. Филатов, П.П. Хвостенко

*НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, РФ*

*\*ОАО «НИИЭФА им. Д.В.Ефремова», Санкт-Петербург, РФ*

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт», в рамках реализации ФЦП «Ядерные энерготехнологии нового поколения на 2010-2015 годы и на перспективу до 2020 г.», проводится техническое перевооружение экспериментальной термоядерной установки токамак T-15. Установка будет иметь вытянутую диверторную конфигурацию плазменного шнура с аспектным отношением 2,2, током плазмы 2 МА в магнитном поле 2 Т и мощные квазистационарные системы дополнительного нагрева [1, 2].

В 2012 – 2014 гг. были изготовлены элементы электромагнитной системы и вакуумной камеры: все шесть обмоток управления, 8 из 16 тороидальных катушек, оболочка вакуумной камеры, обмотка индуктора, механическая структура. Было приобретено и испытано оборудование высоковакуумной откачки, водяного охлаждения, информационно-управляющей системы; частично, оборудование силового электропитания и физических диагностик. Были сооружены Центр управления комплексом, диагностические и технологические помещения.

Наши планы следующие: 2015 г. – демонтаж электромагнитной системы T-15, окончание изготовления элементов модернизированной установки T-15, контрольная сборка тороидальной магнитной системы и вакуумные испытания камеры на заводах-изготовителях, поставка и сборка инженерного оборудования (окончание в 2016); 2016 г. – сборка модернизированного T-15 и наладка технологического оборудования. Физический пуск установки намечен на 2016 год.

Первые эксперименты с плазмой, в течение 2017 года, будут проводиться в омическом режиме. Далее, по мере ввода систем дополнительного нагрева плазмы: системы инъекции нейтральных атомов (2017 г.), систем СВЧ (2018 г.) и ВЧ – нагрева (2019 г.), системы нижнегибридного нагрева и поддержания тока (2020 г.) с суммарной мощностью до 20 МВт будут проводиться эксперименты как в поддержку проекта ИТЭР, так развития реакторных технологий. Одной из важнейшей составляющей проекта является накопление базы данных, необходимой для создания термоядерного источника нейтронов (ТИН) как основы гибридного реактора. Как водородный прототип ТИН модернизированный токамак T-15 будет использоваться как стенд, на котором будут отрабатываться такие системы как стационарные инжекторы нейтральных частиц, системы нагрева плазмы ИЦР, ЭЦР и НГ, испытываться материалы и технологии первой стенки и дивертора.

Модernизированная установка токамак T-15 позволит обеспечить развитие программы по инновационной энергетике на ближайшие десятилетия.

### Литература

- [1]. Azizov E.A., Belyakov V.A., Filatov O.G., Velikhov E.P. and T-15MD Team. 23rd IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2010), Daejeon, Korea Rep. of 11-16 October 2010, FTP/P6-01.
- [2]. Azizov E., Khvostenko P., Anashkin I., Belyakov V., Bondarchuk E., Filatov O., Krylov V., Melnikov A., Mineev A., Sokolov M., Sushkov A. 25th IAEA Fusion Energy Conference, St. Petersburg, Russian Federation, October 13–18, 2014, Book of Abstracts, FIP/ 3-2, p.515.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ НА УСТАНОВКЕ Т-10

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

НИЦ “Курчатовский Институт”, Москва, Россия, e-mail: [Dnestrovskiy\\_YN@nrcki.ru](mailto:Dnestrovskiy_YN@nrcki.ru)

В настоящей работе проводится анализ поведения профиля плотности плазмы и ее моделирование для импульса #55259 установки токамак Т-10 в омическом режиме. Для этого импульса ток плазмы  $I = 0,2$  МА, магнитное поле  $B = 2,5$  Т, режим нестационарен и хордовая плотность плазмы  $n$  изменяется в диапазоне  $\bar{n} = 2,5 - 4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Поведение хордовой плотности плазмы на выбранном отрезке времени показано на рис. 1 пунктиром. Видно, что эволюция плотности разбивается на 4 стадии. На стадиях А и D происходит свободный распад плотности. На стадии В происходит напуск газа, на стадии С – перестройка профилей плотности с возможной слабой подкачкой газа. Очевидно, что на стадиях А и D удержание частиц плохое, а на стадии С – хорошее. Переход от плохого к хорошему удержанию происходит где-то на стадии В. На рис. 2 проведено сравнение безразмерных градиентов  $-Rn'/n$  экспериментальных профилей плотности на разных стадиях с таким же градиентом  $-Rn_c'/n_c$  канонического профиля плотности. Видно, что на стадиях с плохим удержанием (А и D) экспериментальные кривые лежат выше канонической кривой, а на стадиях с хорошим удержанием экспериментальные кривые пересекаются с канонической кривой. Эта картина позволяет получить критерий перехода от плохого к хорошему удержанию и обратно.

В транспортную модель канонических профилей для плотности плазмы [1] были введены описанные изменения. В качестве исходных экспериментальных данных использовались абелизированные профили плотности, полученные с помощью обработки интерферометрических измерений. Результаты проведенных расчетов приведены на рис. 1. Здесь сплошная верхняя кривая описывает эволюцию хордовой плотности, полученной с помощью интегрирования расчетных профилей плотности. Сплошная нижняя кривая описывает RMS отклонения расчетных профилей плотности от экспериментальных профилей. Видно, что отклонение не превосходит 10%.

Работа поддержана Росатомом, госконтракт Н.4х.44.90.13.1101, и РФФИ, гранты 14-07-00483 и 14-07-0912.

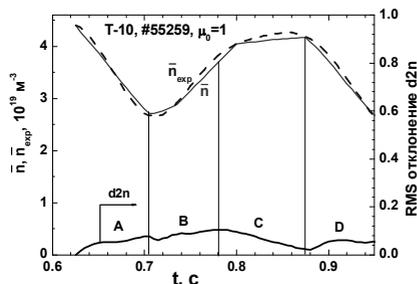


Рис. 1. Изменение средней плотности при отключении (А и D) и напуске (В и С) газа; расчет - сплошная линия, эксперимент –пунктир; d2n – RMS отклонение расчета от эксперимента.

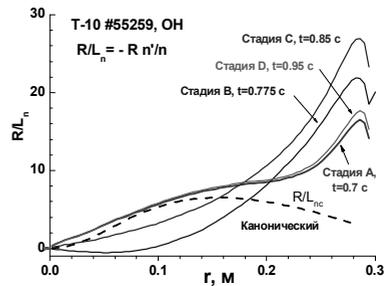


Рис. 2. Безразмерные градиенты плотности на разных стадиях разряда и канонический градиент.

### Литература

- [1]. Днестровский Ю.Н., Самоорганизация горячей плазмы. НИЦ Курчатовский Институт, 2013, 173 стр.. (Dnestrovskij Yu.N., Self-organization of hot plasma, Springer, 2014).

## ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ КАК ВНУТРЕННИЙ МЕХАНИЗМ СОХРАНЕНИЯ САМОСОГЛАСОВАННОГО ПРОФИЛЯ ДАВЛЕНИЯ

В. А. Вершков, Д. А. Шелухин, Г. Ф. Субботин, Ю. Н. Днестровский, А. В. Данилов, Е. П. Горбунов, С. Г. Мальцев, Д. С. Сергеев, С. В. Крылов, Т. Б. Мяслон, Д. В. Рыжаков, В. М. Трухин, В. В. Чистяков, С. В. Черкасов

НИЦ «Курчатовский институт» (НИЦ «КИ»), г. Москва, Россия,  
 V.Vershkov@fc.iterru.ru

Традиционно предполагается, что амплитуда флуктуаций плотности является мерой уровня турбулентности и, что она должна коррелировать с удержанием энергии. Некоторые эксперименты, действительно, демонстрируют эту связь. Однако недавние эксперименты на DIII-D показали, что не существует прямого соотношения между флуктуациями плотности и временами сохранения энергии. Так уровень флуктуаций плотности не выросал при ЭЦ нагреве [1]. Также характерной особенностью ЭЦ нагрева является “pump out”. В работе [2] исследовалась динамика электронной компоненты и ее связь с флуктуациями плотности. В данном докладе представлены новая интерпретация старых и приведены новые данные экспериментов на токамаке T-10.

Эксперименты с центральным ЭЦ нагревом показали, что уровень флуктуаций плотности уменьшается, несмотря на сильную деградацию удержания энергии. Уменьшение флуктуаций также подтверждается данными НВР. Анализ экспериментов показал, что относительная величина флуктуаций плотности связана не с удержанием энергии, а с формой профиля плотности, как  $dn/n(r)=0.2q_a r/L_n$ , где  $L_n=(\partial \ln n_e/\partial \ln r)^{-1}$

Оценки показывают, что уровень турбулентности достаточен для генерации пинчевых потоков, необходимых для поддержания колоколообразного профиля плотности. Таким образом, в стационарных условиях, уровень флуктуаций плотности необходимы и достаточны для формирования пикированной плотности.

Изучение разрядов с сильной вариацией плотности из-за отключения или включения газонапуска в омическом режиме или “pump out” в ЭЦН показало, турбулентность увеличивается относительно минимального значения в стационаре как на росте плотности, так и на ее распаде. Экспериментальные данные показывают, что прирост уровня флуктуаций пропорционален величине потока частиц на этом же радиусе. Причем этот прирост одинаков как при росте плотности, когда поток частиц направлен внутрь, так и при распаде при потоке наружу. Таким образом, можно предположить, что минимальный уровень турбулентности формирует стационарный профиль плотности, и уровень турбулентности и потоки вырастают, если профиль отклоняется от стационарного.

Исследование динамики изменения плотности выявило существование режима с низкими коэффициентами переноса и повышенными. Первые реализуются в стационарных омических режимах, а вторые наблюдаются в режимах с быстрым распадом плотности при выключении газонапуска в омическом режиме и при “pump out” в ЭЦН. Анализ результатов позволил выдвинуть гипотезу о том, что ухудшение удержания частиц связано с приближением профиля давления электронов к некоторому предельному профилю. Причем этот профиль одинаков как при распадах плотности в омическом режиме, так и при “pump out” в ЭЦН. Расчеты по модели канонических профилей [3] показали, что предельный профиль давления совпадает с каноническим в центральной области шнура.

Работа выполнена в рамках контракта с "Росатом" 13.05.2013 № Н.4х.44.90.13.1101

### Литература

- [1]. J. C. Hillesheim, et al, *Physics of Plasmas* 20, 056115 (2013)
- [2]. V.A. Vershkov, M.A. Borisov, G.F. Subbotin, et al, *Nucl. Fusion* 53 (2013) 083014
- [3]. Dnestrovskij Yu.N., et al, *Plasma Phys. Control. Fusion* 49 1477–96.

## ИЗОТОПНЫЙ ЭФФЕКТ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГАМ И ТУРБУЛЕНТНОСТИ И АНОМАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС В ТОКАМАКЕ

Е.З. Гусаков, А.Д. Гурченко, П. Нискала\*, А.Б. Алтухов, Л.А. Есипов,  
Т. Кивиниemi\*, Д.В. Куприенко, М.Ю. Кантор, С.И. Лашкул, С. Лееринк\*,  
А.А. Перевалов

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН*

*\*Университет Аалто Эспоо, Финляндия*

Исследования взаимодействия геодезической акустической моды (ГАМ) колебаний электрического поля тороидальной плазмы и дрейфовой турбулентности активно велись последнее десятилетие как в теории, так и экспериментально с целью объяснения аномального переноса частиц и энергии. Интерес к такому взаимодействию связан с тем, что ГАМы, которые возбуждаются в плазме в результате трёхволнового взаимодействия дрейфовых волн, могут в свою очередь воздействовать на уровень турбулентности и на аномальный транспорт. В частности, зависимость уровня возбуждения ГАМ, или более обще квази-когерентных структур, от изотопного состава плазмы может быть ответственна [1] за изотопный эффект в удержании в токамаках [2], физические причины которого по-прежнему не ясны.

В настоящем докладе представляются результаты сравнительных исследований турбулентных транспортных процессов в близких по параметрам водородных и дейтериевых разрядах токамака ФТ-2, выполненных с использованием высоко локальных микроволновых диагностик обратного рассеяния и путём глобального giroкинетического моделирования разряда токамака ФТ-2 с помощью кода ELMFIRE [3, 4]. Экспериментально показано, что теоретически предсказанная возможность контроля дрейфовой турбулентности со стороны ГАМ, связанная с их малой длиной волны, большой амплитудой и, как следствие, с сильной неоднородностью полоидального вращения, проявляет себя в модуляции уровня турбулентности на частоте ГАМ. Это наблюдение подкреплено результатами giroкинетического моделирования, указавшего также на модуляцию тепловых потоков и коэффициентов температуропроводности. Показано что амплитуда ГАМ в дейтериевом разряде существенно больше, чем в водородном, что, по-видимому, связано с меньшей ионной столкновительностью и более сильным падением плотности нейтрального дейтерия. В результате роста амплитуды ГАМ увеличивается модуляция уровня турбулентности на её частоте, а также усиливается подавление среднего уровня турбулентности во время всплеск ГАМ. Обнаруженный эффект, а также и наблюдаемое увеличение корреляционной длины турбулентности в дейтериевых разрядах может рассматриваться, как возможная причина изотопного эффекта в аномальном переносе в плазме токамака. Этот эффект способен также объяснить наблюдаемую анти-корреляцию уровня возбуждения ГАМ и значений аномальной электронной температуропроводности, определяемой с помощью кода АСТРА.

### Литература

- [1]. Xu Y., et al., Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 265005.
- [2]. Stroth U., Plasma Phys. Control. Fusion **40** (1998) 9.
- [3]. Leerink S., et al., Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 165001.
- [4]. Gurchenko A.D., et al., 25th IAEA Fusion Energy Conference (2014) IAEA-CN-221/EX/11-2Ra

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТРАНСПОРТНЫХ ПРОЦЕССОВ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ В ТОКАМАКАХ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ И ВЫКЛЮЧЕНИИ ЭЦР НАГРЕВА, СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАМИ НА T-10**

В.П. Пастухов, Д.В. Смирнов

НИЦ «Курчатовский институт», г.Москва, Россия, e-mail: Smirnov\_DV@nrcki.ru

С помощью относительно простой модели турбулентности плазмы в центральной области плазмы токамака, основанной на адиабатически-редуцированных уравнениях магнитной гидродинамики [1–3], исследуется турбулентная конвекция, результирующий недиффузионный транспорт и соответствующее время удержания энергии в режимах токамака T-10 с дополнительным нестационарным нагревом. В частности, рассматриваются режимы с включением и выключением центрального ЭЦР нагрева.

Показано, что известные скейлинги для глобального энергетического времени жизни плазмы  $\tau_E$  можно связать с эффективным временем удержания энергии в SOL (scrape-off-layer). Как правило, эксперименты на токамаках демонстрируют степенную зависимость  $\tau_E$  в стационарных состояниях от полной вводимой мощности нагрева  $Q_E$ . Из соотношения  $\tau_E \equiv 3V \langle nT \rangle / 2Q_E \propto (Q_E)^{-\alpha}$ , где  $V$  – объём центральной части плазмы,  $n$  – плотность плазмы,  $T$  – температура плазмы, угловые скобки обозначают усреднение по объёму, следует, что  $Q_E \propto \langle nT \rangle^{1/(1-\alpha)}$ . Поток тепла через внешнюю границу центральной области  $q_E|_{\rho=a}$  в стационаре равен вводимой мощности нагрева. Наши предыдущие моделирования показывают, что турбулентная конвекция поддерживает самосогласованный профиль давления, из чего можно предположить, что значение давления на внешней границе центральной области почти пропорционально среднему давлению по объёму. Исходя из этих соображений, в моделировании используются граничные условия  $q_E|_{\rho=a} \propto (nT)^{1/(1-\alpha)}|_{\rho=a}$ , которые могут быть интерпретированы, как соответствующие степенные скейлинги для эффективного времени удержания в SOL.

**Литература**

- [1]. V.P. Pastukhov and N.V. Chudin, JETP Letters, 2009, 90, 651.
- [2]. V.P. Pastukhov, N.V. Chudin and D.V. Smirnov, Plasma Physics and Controlled Fusion, 2011, 53, 054015.
- [3]. V.P. Pastukhov and D.V. Smirnov, Proc. 39 EPS Conf. & 16<sup>th</sup> Int. Congress on Plasma Physics (Stockholm, Sweden, 2012), ECA vol. 36F, P4.065, <http://ocs.ciemat.es/epsicpp2012pap/pdf/P4.065.pdf>

## ОСОБЕННОСТИ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М ПРИ ЭЦР-НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ ПРИ УРОВНЕ МОЩНОСТИ ДО 1 МВТ

А.И. Мещеряков, Г.М. Батанов, М.С. Бережецкий, В.Д. Борзосеков, Д.Г. Васильков, И.Ю. Вафин, Е.В. Воронова, С.Е. Гребенщиков, И.А. Гришина, Л.М. Коврижных, Е.М. Кончеков, Л.В. Колик, Н.Ф. Ларионова, А.А. Летунов, В.П. Логвиненко, Д.В. Малахов, А.Е. Петров, К.А. Сарксян, Н.Н. Скворцова, В.Д. Степахин, Н.К. Харчев, Ю.В. Хольнов, С.В. Щепетов

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия, e-mail: [meshch@fpl.gpi.ru](mailto:meshch@fpl.gpi.ru)*

В течение ряда лет на стеллараторе Л-2М проводятся эксперименты по созданию и нагреву плазмы только с помощью СВЧ излучения на второй гармонике электронной циклотронной частоты. Отличительной особенностью этих экспериментов является высокий уровень удельной мощности ЭЦР нагрева плазмы. Гиротронный комплекс МИГ-3 [1] состоит из двух гиротронов «Борец» и двух квазиоптических трактов. В настоящее время комплекс позволяет вводить в камеру стелларатора СВЧ излучение на уровне  $P = 1,0$  МВт, а удельная мощность нагрева достигает величины  $P/V = 4,0$  МВт/м<sup>3</sup>.

При небольших уровнях мощности ЭЦР нагрева  $P = 150 - 250$  кВт, профиль плотности плазмы на стационарной стадии нагрева оказывается плоским,  $n_e = n_0 * (1 - (r/a_p)^p)^p$  с показателем  $p = 10 - 16$ , а профиль электронной температуры параболическим с показателем два. Увеличение мощности нагрева плазмы приводит к появлению немонотонных профилей плотности с провалом в центре плазменного шнура, а при мощностях нагрева  $P = 400 - 800$  кВт провал достигает величины  $n_e(0) / n_e^{max} = 0,5$ . На формирование профиля, по-видимому, оказывает сильное влияние эффект «electron density pump out», наблюдаемый при ЭЦР нагреве на токамаках и стеллараторах [2]. В стеллараторе Л-2М этот эффект выражен наиболее сильно, что связано, по-видимому, с высоким уровнем удельной мощности ЭЦР нагрева.

С ростом удельной мощности ЭЦР нагрева непрерывно возрастает центральная электронная температура, измеряемая с помощью многохордовой диагностики мягкого рентгеновского излучения (МРИ). Как показали измерения, при высокой мощности нагрева  $P_{ECRH} = 400 - 1000$  кВт профили электронной температуры в области  $r/a_p \leq 0,4$  оказываются плоскими. Формирование плоских профилей  $T_e(r)$  связано, по-видимому с рефракцией греющего ЭЦ излучения на периферии плазменного столба в условиях провального профиля плотности и средней плотности  $n_e > 2,0 * 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

В экспериментах с высокой мощностью ЭЦР нагрева ( $P_{ECRH} = 400 - 1000$  кВт) и плотностью плазмы  $n_e = 2,0 * 10^{19} \text{ м}^{-3}$  было обнаружено, что спектр МРИ, измеренный в диапазоне от двух до пятнадцати электронных температур, является немаксвелловским. Его можно аппроксимировать распределением с двумя температурами:  $T_e = 0,8$  кэВ в диапазоне  $E < 6T_e$  и  $T_e = 2,0$  кэВ в диапазоне  $E > 6T_e$ . Подобный спектр получен на стеллараторе Л-2М впервые.

Несмотря на усиление взаимодействия плазмы со стенкой, при увеличении мощности нагрева до  $P_{ECRH} = 1,0$  МВт не обнаружено заметного ухудшения удержания плазмы в стеллараторе Л-2М. В пределах ошибок измерения поглощаемой мощности, измеренное энергетическое время жизни совпадает с международным скейлингом ISS95.

Работа частично поддержана РФФИ (грант №15-02-09192).

### Литература

- [1]. G.M. Batanov, V.I. Belousov, et al, Plasma Physics Reports, V.39, No 13, p. 1088 (2013).
- [2]. Erckmann V. and Gasparino U. – Plasma Phys. Control. Fusion, 1994, vol.36, p.1869.

## ЛОКАЛЬНЫЕ И НЕЛОКАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ ВНУТРЕННИХ ТРАНСПОРТНЫХ БАРЬЕРОВ ОКОЛО ПОВЕРХНОСТИ $q = 1$ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА T-10

С.В. Неудачин, Д.А. Шелухин, А.А. Борщеговский, С.Г. Мальцев, Н.А. Мустафин, Т.Б. Мялтон

*ИФТ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ*

Роль поверхности  $q = 1$  в формировании внутреннего транспортного барьера (ВТБ) исследована в ряде экспериментов T-10 и ранее. Формирование ВТБ в T-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. Нелокальное уменьшение  $\chi_e$  в центральной части шнура обнаружено при появлении (или приближении) поверхности  $q = 1$  [3–4]. Улучшенное удержание примесей в около  $q = 1$  в омических режимах отмечено в [5]. ВТБ на  $q = 1,5, 2$  существуют в режиме после инъекции больших пеллет [6]. Уменьшение  $\chi_e$  в центральной части шнура отмечено после пилообразных колебаний при контр и ко-генерации ЭЦ-тока [7–8]. Внутренняя и внешняя МГД-активность может быть триггером внезапного и нелокального появления ВТБ (ITB-event) в плазме JT-60U [4].

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 при появлении данного ВТБ ( $P_{ECRH} = 1$  Мвт,  $q_i = 2,5$ ). Пилообразное колебание вызывает рост  $T_e$  и  $n_e$  вне радиуса переворота фазы  $r_s$ . Рефлектометрические измерения показывают нелокальную вспышку турбулентности после внутреннего срыва (на частотах 40–120 кГц при  $r/a = 0,55$  и 20–120 кГц при  $r/a = 0,8$ ) длительностью 1–1,5 мс. Возмущения  $T_e$  и  $n_e$  быстро спадают. При  $r/a = 0,6$ , выброс  $T_e$  распадается за 0,5 мс, что в 3–4 раза быстрее, чем в импульсах с  $q_i = 2,8$  и центральным ЭЦРН, где не было замечено вспышки турбулентности [10]. Позже, при формировании ВТБ, уровень турбулентности падает ниже, чем перед срывом, спектр турбулентности сужается. Выброс  $n_e$  перестает распадаться.  $T_e$  быстро растет к новому квазистационарному состоянию внутри  $r/a = 0,5$  и тепло не распространяется наружу вплоть до распада ВТБ, существующего в интервале времени, сравнимом с энергетическим временем жизни.

Внезапное и нелокальное появление ВТБ (ITB-event) впервые обнаружено при отключении газонапуска в омических режимах (эксперименты В.А. Вершкова) и наблюдается как одновременное появление роста  $T_e$  в зоне  $0,2 < r/a < 0,5$ , то есть вокруг поверхности  $q = 1$  (радиус переворота фазы лежит на  $r/a = 0,25$ ). Поток тепла и величина  $\chi_e$  падают в широкой зоне (30–40% малого радиуса) и примерно вдвое при  $r/a = 0,4–0,5$ . В отличие от ВТБ при ЭЦРН, описанного выше, в данном случае начинается накопление примесей.

### Литература

- [1]. Bagdasarov A A, Vasin N L, Neudatchin S V and Savrukhn 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., Inagaki S., Itoh K., Kislov A., et al 2004 J. Plasma and Fus. Res. Series 6 134
- [4]. Neudatchin S V., et al 2006 Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conf. (Chengdo, 2006) EX/P1-8
- [5]. Bygarya V.I. et al 1983 Sov J. Plasma Physics v 9 5 p 914.
- [6]. Pavlov Yu.D., et al 2006 Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conf. (Chengdo, 2006) EX/P3-11.
- [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 SV., Shelukhin DA et al Proc. 25th IAEA Fus Energy Conf. (St-Petersburg, 2014) EX/P1-43.
- [10]. Neudatchin SV., Shelukhin DA 2011 38th EPS Conf. on Cont. Fus. and Pl. Ph. (Strasbourg).

## ПРОЕКТ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ С УЧЕТОМ ПОСЛЕДНИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДОСТИЖЕНИЙ В ИЯФ СО РАН

А.В. Аникеев<sup>1,2</sup>, А.В. Аржанников<sup>1,2</sup>, П.А. Багрянский<sup>1,2</sup>, А.Д. Беклемишев<sup>1,2</sup>,  
А.А. Иванов<sup>1,2</sup>, В.В. Приходько<sup>1,2</sup>, Ю.А. Цицулко<sup>1</sup>, Д.В. Юров<sup>1,3</sup>

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

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

<sup>3.</sup> *Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Новосибирск, РФ*

В Институте ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН совместно с рядом российских и зарубежных научных организаций развивается проект мощного источника 14 МэВ нейтронов D-T реакции, который может быть использован при исследованиях и испытаниях новых конструкционных материалов будущего термоядерного реактора и ряда других возможных приложений [1,2]. Проектируемый источник нейтронов плазменного типа базируется на газодинамической ловушке (ГДЛ)– открытой системе для магнитного удержания плазмы [3].

В экспериментах на установке ГДЛ в ИЯФ СО РАН, которая является физическим прототипом нейтронного источника, продемонстрирован существенный прогресс в решении задач ограничения продольных потерь и реализации режима удержания плазмы с высоким значением относительного давления  $\beta$  в рамках осесимметричной конфигурации магнитного поля. За последние два года на установке ГДЛ были получены несколько принципиально важных результатов: температура электронов плазмы достигла 0,9 кэВ, а относительное давление плазмы превысило 0,6. Эти достижения позволяют уже сегодня говорить о проектировании и возможности строительства термоядерного источника нейтронов с разумными параметрами, подходящими для испытания материалов. А в перспективе, рассматривать открытую ловушку типа ГДЛ как основу для новых применений в области ядерной энергетики: дожигателя долгоживущих радиоактивных отходов, драйвера в подкритической энергетической установке, наработки топлива для ядерных реакторов и даже чисто термоядерной энергетической установки.

В данном докладе будут представлены результаты численных симуляций последних экспериментов с рекордными параметрами на установке ГДЛ и их сравнение с данными экспериментальных исследований. В докладе также будут проведены результаты расчета нейтронного источника с параметрами, соответствующими последним достигнутым в эксперименте результатам, и анализ возможности применения этого нейтронного источника в различных приложениях для атомной техники и ядерной энергетики.

### Литература

- [1]. A.Ivanov, E.Kryglyakov, Yu.Tsidulko. A first step in the development of a powerful 14 MeV neutron source. *Journal of Nuclear Materials*, 307-311 (2002) 1701-1704.
- [2]. P.Bagryansky, et. al. Gas dynamic trap as high power 14 MeV neutron source. *Fusion Engineering and Design* 70 (2004) 13-33.
- [3]. Мирнов В.В., Юров Д.Д. Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы. Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, С 678.

## ГЛОБАЛЬНАЯ ЗВУКОВАЯ МОДА В ЛОВУШКЕ С ПЛЕЩУЩИМИСЯ ИОНАМИ

А.Д. Беклемишев, Д.И. Сковородин, К.В. Зайцев

*Институт Ядерной Физики СО РАН, Новосибирск, Россия, e-mail: bekl@bk.ru  
Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия*

В недавних экспериментах на ГДЛ, как и в более ранних экспериментах на ГОЛ-3 наблюдался новый и интересный класс колебаний. Их модовая структура и частота аналогична звуковой волне запертой в пробкотроне как в резонаторе. Такие моды должны сильно взаимодействовать с баунс-колебаниями ионов и, таким образом, влиять на продольное удержание в зеркальных ловушках. Вероятно, что колебания родственны глобальным акустическим модам (GAM) в токамаках. Однако в случае открытых ловушек трудно согласовать существование этих мод со стандартной теорией волн в плазме. И в ГОЛ-3 и в ГДЛ в соответствующих режимах электронная температура существенно ниже теоретического предела для существования (не только слабости затухания Ландау) ионно-звуковых волн в однородной плазме. Мы рассматриваем различные модели неоднородной анизотропной плазмы высокого давления в зеркальной ловушке в поиске возможного объяснения наблюдаемых колебаний.

Глобальная звуковая мода наблюдалась на ГДЛ по сигналам магнитных датчиков как в стандартных режимах [1] так и в недавних экспериментах с гораздо более высокой электронной температурой и низкой плотностью (с дополнительным ЭЦР нагревом). Структура соответствует звуковой волне с противоположными фазами возмущения давления на противоположных концах пробкотрона, притом, что как правило наблюдается нулевая азимутальная мода. Прямой информации о радиальной структуре моды нет, однако сигналы наблюдаются на внешних (нелокальных) диагностиках, усредняющих возмущение по сечению, так что фазы колебаний хорошо скоррелированы по радиусу. Плазма в ГДЛ – двухкомпонентная, состоит из «тёплой» столкновительной фоновой плазмы и быстрых «пещущихся» ионов со средней энергией около 8 кэВ. Частота моды близка к баунс-частоте быстрых ионов со средней энергией, так что она должна сильно взаимодействовать именно с этой компонентой

Аналогичные моды наблюдались в экспериментах на ГОЛ-3 [2] в сильно отличающихся условиях. Они предположительно рассеивают пролётные ионы в ячейках многопробочной ловушки и, таким образом, значительно снижают продольные потери [3, 4]. Это явление играет важную роль в концепции ловушки ГДМЛ [5]. Типичные параметры плазмы в режимах с глобальной звуковой модой находятся в диапазоне от  $n = 1...5 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_i = 1...2 \text{ кэВ}$ ,  $T_e \sim 150 \text{ эВ}$  в ГОЛ-3, до  $n = 1...3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_i \sim 5 \text{ кэВ}$ ,  $T_e = 150...650 \text{ эВ}$  в ГДЛ. Частотный спектр колебаний сильно пикирован, частота, по сути, дискретна и слабо меняется в течение разряда. Новое важное свойство колебаний в режимах ГДЛ с дополнительным нагревом – высокая амплитуда. Она в 2–3 раза больше пиковой амплитуды в стандартном режиме, а в среднем превосходит её на порядок. По предварительным оценкам абсолютная амплитуда модуляции давления быстрых ионов вблизи точек остановки составляет порядка 1–2%.

Работа поддержана РФФ, проект 14-12-01007.

### Литература

- [1]. Skovorodin D.I., Zaytsev K.V. and Beklemishev A.D., Phys. Plasmas, 2013, 20, 102123.
- [2]. Arzhannikov A.V., Batrakov A.M., Burdakov A.V., et al., Plasma Physics Reports, 2006, 32, 94.
- [3]. Beklemishev A.D., Fusion Science and Technology, 2007, 51 (2T), 180.
- [4]. Skovorodin D.I., Beklemishev A.D., Fusion Science and Technology, 2013, 63 (1T), 256.
- [5]. Beklemishev A.D., Fusion Science and Technology, 2013, 63 (1T), 46.

## КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ ЗЕРКАЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕ С ПЛЕЩУЩИМИСЯ ИОНАМИ

Д.И. Сковородин, А.Д. Беклемишев

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

В экспериментах на установке ГДЛ наблюдаются продольные колебания плазмы на частоте порядка средней баунс-частоты быстрых ионов [1]. Колебания регистрируются по диамагнитным сигналам и имеют нулевую азимутальную моду и, по-видимому, скоррелированы по радиусу. Колебания выглядят как продольная стоячая звуковая волна, отражающаяся от пробок.

Хорошо известно, что продольный ионный звук существует только в плазме с горячими электронами [2]. В рассматриваемых режимах ГДЛ температура электронов  $\sim 200$  эВ, а средняя энергия быстрых ионов  $\sim 10$  КэВ. Теория однородной максвелловской плазмы предсказывает, что ионный звук существует, если  $T_e > 3,5 T_i$ . В плазме ГДЛ амбиполярное электрическое поле, по-видимому, не достаточно для того, чтобы синхронизовать движение ионов в волне. Однако в этих экспериментах есть несколько факторов, которые могут сильно повлиять на дисперсию низкочастотных волн, в частности:

- высокое давление ионной популяции (в ГДЛ  $\beta \sim 0,5$ );
- существенно неравновесная функция распределения плещущихся ионов.

В данной работе исследуется влияние неравновесности функции распределения ионов и эффектов конечного  $\beta$  на дисперсию медленного магнитного звука в рамках кинетической теории. Рассматривается модель плазмы с плещущимися ионами в ловушке с плоским дном и точечными пробками. Показано, что в пределе  $T_e \rightarrow 0$  при достаточно большом  $\beta$  существует решение дисперсионного уравнения, соответствующее колебательной неустойчивости волны со звуковой частотой. Синхронизация движения ионов происходит за счёт возмущения магнитного поля как в зеркальной неустойчивости. Неустойчивость развивается из-за резонансной раскачки плещущимися ионами. Порог развития неустойчивости сильно зависит от деталей функции распределения плещущихся ионов вблизи энергии инжекции. При дальнейшем увеличении  $\beta$  неустойчивость становится аperiодической (зеркальная неустойчивость). Показано, что в плазме с пучками критерий устойчивости в форме Веденова [3] является необходимым, но не достаточным.

### Литература

- [1]. Skovorodin D. I., Zaytsev K. V. and Beklemishev A. D., Phys. Plasmas, 20, 102123 (2013).
- [2]. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А., Основы электродинамики плазмы. М: Высшая школа, 1988.
- [3]. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З., УФН, 1961, 73, 701–766.

## КВАЗИОПТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЦР НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ ГДЛ

Хусаинов Т.А.<sup>1,2</sup>, Балакин А.А.<sup>1,2</sup>, Господчиков Е.Д.<sup>1,2</sup>,  
Соломахин А.Л.<sup>2</sup>, Шалашов А.Г.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия, HTA@appl.sci-nnov.ru*

<sup>2</sup>*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*

Поглощение электромагнитных волн в условиях электронного циклотронного (ЭЦ) резонанса широко используется для нагрева высокотемпературной плазмы в крупномасштабных тороидальных магнитных ловушках. Однако применение этого метода в открытых магнитных ловушках до недавнего времени было ограничено либо относительно компактными лабораторными установками, либо задачами МГД-стабилизации плазмы достаточно низкой плотности. Эффективный ЭЦ нагрев плотной плазмы в большой открытой ловушке был продемонстрирован лишь в конце 2013 года на установке ГДЛ (газодинамическая ловушка) в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера [1, 2]. В настоящее время применение дополнительного ЭЦ нагрева плазмы позволило поднять температуру электронов до рекордного для этого класса установок значения ~650 эВ [3]. Практическая реализация такого нагрева на установке очень нетривиальна, поскольку для эффективного поглощения коротковолновое излучение гиротрона должно распространяться вдоль магнитного поля, однако «запустить» излучение с торца ловушки физически невозможно. Чтобы обойти эту трудность была предложена принципиально новая схема нагрева, в которой волновой пучок вводится через боковую поверхность плазменного столба, а затем захватывается за счет тонких эффектов рефракции в неоднородной плазме [4]. Для моделирования такого сценария в работе [4] применялось геометрикооптическое приближение, в котором волновой пучок представлялся набором лучей, распространяющихся в плавнонеоднородной плазме. В данной работе рассматривается более точная квазиоптическая модель, основанная на асимптотическом разложении уравнений Максвелла в окрестности опорного луча. В результате такого разложения задача сводится к эволюционному уравнению параболического типа, описывающему распределение электрического поля в квазиоптическом пучке с учетом всех существенных эффектов – сложной рефракции в окрестности точки внутреннего отражения, дифракции и резонансного поглощения. Модель позволяет предсказывать пространственное распределение поглощаемой СВЧ мощности с необходимой для планирования и интерпретации эксперимента на ГДЛ точностью.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 14-12-01007) и Совета по грантам при Президенте Российской Федерации для поддержки молодых ученых.

### Литература

- [1]. Соломахин А.Л. и др. Электронный циклотронный резонансный нагрев плазмы в газодинамической ловушке. Тезисы докладов XLI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 2014, стр. 89.
- [2]. P.A. Bagryansky, S.P. Demin, E.D. Gospodchikov et al. Fusion Science and Technology, Volume 63 Number 1T Pages 40-45 (2013)
- [3]. A. Solomakhin et. al ECR heating experiments in the GDT magnetic mirror: Recent experiments and Future plans, The 10th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, 26.08.2014 – 29.08.2014 Daejeon, Korea, OS6-03
- [4]. A. Shalashov, E. Gospodchikov, O. Smolyakova, et al. Physics of Plasmas 19, 052503 (2012)

## ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ НА УСТАНОВКЕ СТЕЛЛАТОР Л-2М

Д.В. Малахов, Н.Н. Скворцова, Д.Г. Васильков, \*А.Ю. Чирков, \*\*В.А. Смирнов,  
\*Б.А. Тедтоев, \*\*\*А.К. Горшенин, А.Д. Черноусов

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

*e-mail: malakhov@fpl.gpi.ru*

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

*\*\*Московский государственный технический университет радиотехники электроники и автоматики, Москва, Россия*

*\*\*\*Институт проблем информатики РАН, Москва, Россия*

Современные плазменные установки включают в свой состав большое количество многоканальных систем сбора данных, результатами работы которых уже сейчас являются многомиллионные временные выборки сигналов с различных диагностик и технологических подсистем. В данных выборках содержится информация, необходимая для понимания механизмов связи между макропараметрами (плотность и температуры плазмы, ток, магнитное поле, мощности дополнительного нагрева и др.) и микропараметрами плазмы, определяемыми турбулентностью (энергия плазмы, спектральный состав, плотности вероятности амплитуд и т.д.). В будущем для получения новых физических результатов ученый-исследователь будет обязан в своей работе использовать методы извлечения и структуризации данных, а так же ускорения вычислений.

Основной задачей данной работы является получение информации о взаимосвязи макро- и микропараметров плазмы, с целью получения новых физических результатов. Решение основано на структуризации и многопараметрической обработке сигналов базы данных стеллатора Л-2М, с использованием современных программно-аппаратных средств:

1. системы сбора и накопления данных высокой надежности (RAID5 25Тб);
2. вычислительного сервера с графическим ускорителем GPU NVidia Kepler K20;
3. высокоскоростная сетевая IT инфраструктура, построенная по кольцевой топологии;
4. системы управления экспериментальной сессией, построенной на программной оболочке Open Atrium;
5. компилятора приложений PGI Accelerator и вычислительного ядра Matlab.

Основным результатом данной работы является создание современного программно-аппаратного комплекса с возможностью автоматизированной обработки данных. Комплекс позволяет вести спектральный и вероятностный анализ с использованием директив CUDA и OpenACC, производить селекцию импульсов в автоматическом режиме таким образом, чтобы соблюдалось условие стационарности интересующего облака макропараметров, а так же заполнять электронный журнал и осуществлять совместную работу в режиме реального времени. На данный момент получен новый физический результат, который позволил продвинуться в анализе и моделировании не Гауссовых процессов в структурной плазменной турбулентности [1]. Данный комплекс может быть применен практически для любого плазменного эксперимента, включая плазмохимические исследования, а так же является стендом для обучения будущих специалистов в физике плазмы и смежных областях.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, гранты Президента Российской Федерации МК-5607.2013.2 и МК-4103.2014.9.

### Литература

- [1]. Malakhov D.V., Skvortsova N.N., A.K. Korolev, et al. XXXII International Seminar on Stability Problems for Stochastic Models, NTNU, Trondheim, Norway, 16-21 June, 2014.

## КОНЦЕПЦИЯ ТОПЛИВНОЙ СИСТЕМЫ ТОКАМАКА ДЕМО-ТИН.

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

НИЦ Курчатовский институт, г.Москва, Россия, e-mail: [Ananyev\\_SS@nrcki.ru](mailto:Ananyev_SS@nrcki.ru)

В России разрабатывается концепция стационарного термоядерного источника нейтронов (ТИН) на основе токамака для научных исследований (нейтронная дифракция и пр.), тестирования конструкционных материалов будущих термоядерных реакторов, утилизации ядерных отходов, наработки топлива и управления подкритическими ядерными системами. Для установки принципиальной является система топливного цикла, которая обеспечивает оборот и переработку топливной смеси во всех системах термоядерного реактора: вакуумной камере, системе нейтральной инжекции, криогенных насосах, системах очистки, разделения и хранения трития, а также в тритий-воспроизводящем blankets.

Существующие тритиевые технологии нуждаются в существенном развитии, так как технические решения проекта ИТЭР могут быть использованы в (ТИН) лишь частично, учитывая значения коэффициента использования установленной мощности более 0,3 потоков трития до 200 м<sup>3</sup>Па/с и высоких температур элементов реактора до 650 С. В работе рассматривается концепция дейтерий-тритиевого топливного цикла стационарного ТИН.

Создан расчётный код TC-FNS для оценки распределения трития в системах гибридного реактора и элементах «тритиевого завода» [2]. Код позволяет осуществлять расчёт тритиевых потоков и запасов в системах токамака, таких, как вакуумная камера, крионасосы, система нейтральной инжекции, системы очистки топливной смеси и разделения изотопов, а также в системе хранения трития. Код учитывает механизмы потери трития в топливном цикле, связанные с термоядерным выгоранием и  $\beta$ -распадом во всех системах.

Для рассмотренных вариантов ТИН-СТ [3] и ДЕМО-ТИН количество топливной смеси, необходимой для бесперебойной работы всех систем топливного цикла, составляет 0,9 и 1,4 кг. Расход трития для осуществления термоядерной реакции и потери составят 0,3 и 1,8 кг в год, включая распад трития во всех системах ТИН – 35 и 55 г в год.

Полная циркуляция топлива в системе происходит за 1–3 ч в зависимости от размера установки. Топливо, прошедшее через вакуумную камеру токамака, подвергается очистке и обогащению в стационарном режиме. Система разделения изотопов используется только для удаления из топливной смеси примеси трития, поскольку все системы ТИН используют смесь дейтерия и трития с равным содержанием D и T, что позволяет снизить нагрузку на систему разделения изотопов, которая перерабатывает от 0,5 до 5% общего потока, и уменьшить общее количество трития в топливной системе. Уменьшение количества трития в системе, в свою очередь, позволяет снизить потери трития.

### Литература

- [1]. B.V. Kuteev et al., Development of DEMO-FNS Tokamak for Fusion and Hybrid Technologies, In: 25th Fusion Energy Conference (FEC 2014), Saint Petersburg, Russia, 13–18 October 2014
- [2]. Ananyev S.S. et al. Concept of DT fuel cycle for a fusion neutron source. — Fusion Science and Technology (in press).
- [3]. B.V. Kuteev et al., *Plasma Phys. Rep.* 36 2814 (2010).

## ФОРМИРОВАНИЕ ОСТРОВНОЙ ТИРИНГ-СТРУКТУРЫ В ТОКАМАКЕ БЕЗ ТИРИНГ-НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Арсенин В.В., Сковорода А.А.

*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия  
e-mail: Arsenin\_VV@nrcki.ru; Skovoroda\_AA@nrcki.ru*

Тиринг-неустойчивость и связанные с ней магнитные острова могут существенно влиять на удержание плазмы в токамаке [1]. В представляемой работе в модели цилиндрического шнура рассматривается ситуация, когда для данных волновых чисел  $m$ ,  $n$  тиринг-неустойчивость отсутствует: собственного возмущения с компонентой  $B_r$ , которая удовлетворяла бы граничным условиям ограниченности на оси и равенства нулю на стенке и для которой на резонансной поверхности  $q(r_s) = m/n$  величина  $\Delta \equiv [\partial \ln B_r / \partial r]_{r_s}^{+c}$  была бы положительна, нет. Однако при этом можно возбудить, например, с целью изучения роли островов, вынужденное возмущение с  $\Delta > 0$  и с той же картиной токов в плазме и островов, что в тиринг-модели. Такое возмущение создается нарастающим во времени током  $I \propto \exp(im\vartheta - in\zeta + \gamma t)$  во внешней винтовой обмотке, расположенной между плазмой и стенкой [2]. Аналитическое решение линейной задачи о вынужденном движении плазмы приводится для случая ступенчатого профиля невозмущенного тока в плазме [3]. Чем меньше  $\gamma$  и чем ближе к порогу неустойчивости, тем больше при заданном  $I$  (или, иначе, при заданном отклонении граничной поверхности от цилиндрической) оказывается возмущение в плазме.

Предполагая, в согласии с [4], что и нелинейное стационарное состояние (т.е. неосесимметричное равновесие) имеет винтовую симметрию с угловой зависимостью  $f(\vartheta - n\zeta/m)$ , его можно найти из уравнения Грэда–Шафранова в геликоидальных переменных. Такое решение проделано численно для некоторого класса профилей тока, получена островная структура. Размер островов зависит от близости профиля к границе неустойчивости  $\Delta = 0$ . При приближении к ней равновесие с большими островами существует и при очень малом отклонении границы от цилиндрической, так что можно говорить о бифуркации равновесия, аналогичной выявленной (для случая  $m = 1$ ) в [5].

Работа частично поддержана грантом НШ-3328.2014.2 (поддержка научных школ).

### Литература

- [1]. Бейтман Г. МГД-неустойчивости. М.: Энергоиздат, 1982.
- [2]. Арсенин В.В. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 956.
- [3]. Шафранов В.Д. // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 241.
- [4]. Rutherford P.H., Furth H.P., Rosenbluth M.N. // Proc. 4th Int. Conf., Madison, 1971. V. II. P. 553 (IAEA-CN-28/F-16).
- [5]. Cooper W.A., Graves J.P., Pochelon A., Sauter O., Villard L. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. 035003.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕНОСА ЛИТИЯ В ТЕНИ ПРОДОЛЬНОГО И ВЕРТИКАЛЬНОГО ЛИТИЕВЫХ ЛИМИТЕРОВ НА ТОКАМАКЕ Т-11М

А.М. Белов<sup>1</sup>, А.В. Вертков<sup>2</sup>, Н.Т. Джигайло<sup>1</sup>, М.Ю. Жарков<sup>2</sup>, С.И. Кравчук<sup>1</sup>,  
В.Б. Лазарев<sup>1</sup>, И.Е. Люблинский<sup>2</sup>, С.В. Мирнов<sup>1</sup>, А.Н. Щербак<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Россия, 142190, г. Москва, г. Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12

<sup>2</sup>ОАО «Красная Звезда», Россия, 113230, г. Москва, Электролитный пр., 1А

e-mail: shcherbak@triniti.ru

На токамаке Т-11М была протестирована новая функциональная модель прототипа замкнутого контура циркуляции лития для защиты стенки камеры токамака при одновременной работе вертикального литиевого лимитера в качестве эмиттера лития и нового продольного литиевого лимитера в качестве его коллектора. Такая технологическая схема может быть предложена для стационарного термоядерного источника нейтронов (ТИН) на основе токамака (рис. 1). Во время работы на токамаке Т-11М с использованием криогенной мишени был достигнут почти полный (до 80%) сбор лития, эмитированного во время плазменных разрядов вертикальным литиевым лимитером на основе капиллярно-пористой структуры. Впервые литий и захваченные им изотопы водорода были извлечены из вакуумной камеры токамака через вакуумный шлюз без нарушения рабочего цикла, что является ключевым требованием для использования лития в стационарном токамаке-реакторе и нейтронном источнике.

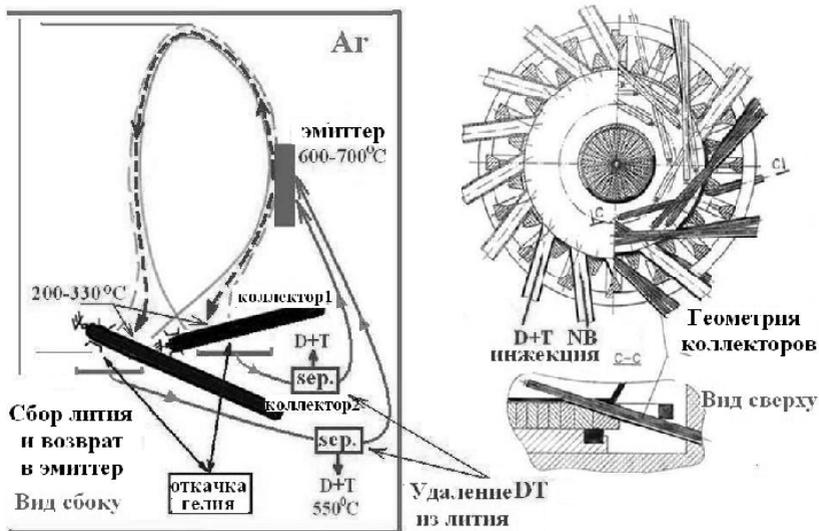


Рис.1 Схема стационарного термоядерного источника нейтронов (ТИН) на основе модели эмиттер-коллектор [1]

### Литература

- [1]. S.V. Mirnov et al. 25<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conference, Saint-Petersburg, Russia, 2014, EX/P1-47.

## РЕГИСТРАЦИЯ И АНАЛИЗ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА Т-10

А.М. Зимин, \*В.А. Крупин, В.И. Тройнов, Д.С. Деньщиков, \*Л.А. Ключников,  
\*К.В. Коробов, \*А.Р. Немец, \*М.Р. Нургалиев, Ф.В. Фомин

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва,  
Россия, zimin@power.bmstu.ru*

*\*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва,  
Россия, krupin\_va@nrcki.ru*

Понимание физики взаимосвязанных процессов, происходящих в пристеночной плазме, является важным фактором для оптимизации условий работы высокотемпературных плазменных установок. Молекулярное излучение изотопов водорода содержит богатую информацию о пристеночной плазме токамака, о чем свидетельствуют публикации зарубежных авторов в этом направлении (см., например, [1]). Подобные систематические исследования молекулярного излучения на замкнутых магнитных ловушках в РФ не проводились.

Доклад посвящен исследованию молекулярных спектров дейтериевой плазмы в различных режимах работы токамака Т-10. Показано, что зарегистрированное излучение имеет интенсивность, достаточную для его выделения на фоне тормозного континуума, при этом зафиксирована динамика изменения спектров в течение разряда. Для проведения многоордových измерений в диагностическом сечении D использовались модернизированные оптические каналы активной спектроскопии CXRS [2]. Регистрация излучения в лимитерном сечении А токамака позволяет анализировать молекулярные спектры придиафрагменных областей. Для получения достоверных спектров с высоким спектральным, временным и пространственным разрешением производилась оптимизация оптической схемы созданного диагностического комплекса для различных условий эксперимента.

Рассмотрены характерные спектры, зарегистрированные в двух сечениях токамака. Для исследования распределения молекул по вращательным и колебательным уровням использованы полосы с квантовыми числами  $v' = 0 - 5$  секвенций  $\Delta v = 0$   $\alpha$ -системы Фулхера  $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$ . Показано, что при варьировании параметров разряда молекулярный спектр существенно меняется не только по интенсивности, но и претерпевает качественные изменения во вращательной и колебательной структуре. С увеличением средней концентрации электронов  $n_e$  возрастает интенсивность вращательных линий электронных переходов  $g^3\Sigma_g^- - c^3\Sigma_g^+$  и  $i^3\Pi_u - c^3\Sigma_g^+$ . Кроме того, наблюдается перераспределение в структуре вращательного спектра в сторону увеличения интенсивности линий с высокими значениями квантового числа  $N'$ . По зарегистрированным в сечениях А и D молекулярным спектрам сделаны оценки вращательных температур основного ( $X^1\Sigma_g^+$ ) и возбужденного ( $d^3\Pi_u$ ) состояний. Получены зависимости перечисленных выше температур от электронной плотности пристеночной плазмы. Показано, что при средней концентрации электронов  $(0,8 - 4) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  вращательная температура состояния  $d^3\Pi_u$ , рассчитанная по Q-ветви полосы  $0 - 0$ , соответствует значениям 450 – 1100 К. Исследованы также распределения молекул дейтерия по колебательным уровням в основном состоянии, а на основе экспериментальных данных получены оценки их колебательной температуры.

### Литература

- [1]. Brezinsek S. et al, Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, V. 48, p. 615.
- [2]. Крупин В.А. и др., Физика плазмы, 2013, Т. 39, №8, с. 712.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКОВ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ДЛЯ МНОГОХОРДОВОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ В СЛУЧАЕ ИОННОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ С УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В.В. Толмачева<sup>1</sup>, П.Р. Гончаров<sup>1</sup>, В.Ю. Сергеев<sup>1</sup>, Н.Н. Бахарев<sup>2</sup>, А.Д. Мельник<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГАОУ ВО «СПбПУ», Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [v.tolmacheva@spbstu.ru](mailto:v.tolmacheva@spbstu.ru)

<sup>2</sup>ФГБУН «ФТИ им. А.Ф. Иоффе», Санкт-Петербург, Россия

Функция распределения ионов относится к ключевым характеристикам термоядерной плазмы, поскольку распределение топливных ядер по скоростям определяет скорость реакции синтеза, мощность реактора, выход нейтронов и их энергетический спектр. От ионной функции распределения зависит плотность продольного тока быстрых ионов, определяющая эффективность неиндукционной генерации электрического тока по плазме методом инъекции быстрых нейтральных пучков [1]. Как инъекция быстрых нейтральных пучков, так и ионный циклотронный нагрев создают в плазме популяции надтепловых ионов с анизотропной немасвелловской функцией распределения.

Недавняя работа [2] посвящена полуаналитическим расчетам ионной функции распределения в термоядерной плазме. В качестве экспериментальных методов исследования ионной функции распределения могут быть использованы: нейтронная диагностика, основанная на измерении уширения энергетических спектров нейтронов; диагностика коллективного томсоновского рассеяния, где изучается движение электронных облаков, экранирующих ионы; диагностика FIDA (Fast Ion D Alpha), основанная на измерении уширения линии излучения  $D_{\alpha}$ ; диагностика  $\gamma$ -излучения быстрых ионов и корпускулярная диагностика, основанная на измерении энергетических спектров вылетающих из плазмы атомов перезарядки. Наиболее прямым из перечисленных методов является многохордовая корпускулярная диагностика. Пример двадцатихордового энергоанализатора с высоким угловым и энергетическим разрешением на базе твердотельного детектора описан в [3].

Если функция распределения ионов изотропна, задача восстановления ионной функции распределения по данным пассивных многохордовых измерений решается с помощью обобщенного на случай некруговых изолиний преобразования Абеля [4]. В общем случае при наличии угловой анизотропии в данных пассивной диагностики оказывается «перемешанной» информация не только о радиальном, но и об угловом распределении, в связи с чем строгий количественный анализ угловой зависимости ионной функции распределения по этим данным очень сложен и требует обращения соответствующего интегрального выражения [5]. Ввиду отсутствия решения задачи обращения, прямое моделирование является единственным практическим способом, позволяющим оценить возможности качественного и количественного анализа угловой зависимости анизотропной функции распределения надтепловых ионов по диагностическим данным. В докладе будут представлены результаты моделирования для планируемой диагностики на сферическом токамаке Глобус-М с использованием сканирующего компактного анализатора атомов перезарядки.

### Литература

- [1]. J. Wesson, Tokamaks, Clarendon Press, Oxford, 2004, p 137-139.
- [2]. P.R. Goncharov et al., Phys. Plasmas, 2010, vol. 17, 112313.
- [3]. T. Ozaki et al., Rev. Sci. Instrum., vol. 83, 10D920 (2012).
- [4]. В.В. Пикалов, Н.Г. Преображенский □ — Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы, Новосибирск, издательство «Наука», сибирское отделение (1987).
- [5]. P.R. Goncharov et al., Rev. Sci. Instrum., vol. 79, 10F311 (2008).

## ПОИСК УСТОЙЧИВЫХ К СМЕЩЕНИЮ ВДОЛЬ ОСИ И К ПОВОРОТУ ПЛОСКОСТИ ПОЛОЖЕНИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МИКСИН ЛОВУШЕК-ГАЛАТЕЙ, ЛЕВИТИРУЮЩИХ В ПОЛЕ ЗАКРЕПЛЕННОГО КОЛЬЦА С ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ

А.М. Бишаев, А.А. Буш, С.А. Воронченко, \*М.Б. Гавриков, О.Ю. Дьяконица, К.Е. Каменцев, М.В. Козинцева, \*\*В.В. Савельев, \*\*\*П.Г. Смирнов, М.М. Шаповалов

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

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

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

*\*\*\* Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия; e-mail: [mcitejl@yandex.ru](mailto:mcitejl@yandex.ru)*

Для создания мультипольной плазменной ловушки, магнитная система которой образована сверхпроводящими катушками-кольцами, левитирующими в поле коаксиальной с ними закрепленной катушки-кольца с постоянным током, следуя [1 – 3], исходя из свойств сверхпроводников сохраняя захваченный магнитный поток, в однородном поле силы тяжести в приближении тонких колец получена аналитическая зависимость потенциальной энергии  $U(x, \theta)$  одного либо двух сверхпроводящих колец, захвативших заданные магнитные потоки, в поле закрепленного кольца с постоянным током от координат  $x_i$  свободных колец и угла отклонения  $\theta$ ; их оси [4] от общей оси системы. Из-за роста числа переменных было рассмотрено несколько частных случаев: 1) закрепленное кольцо расположено сверху от левитирующего сверхпроводящего кольца; 2) закрепленное кольцо расположено снизу от левитирующего сверхпроводящего кольца; 3) закрепленное кольцо расположено сверху от двух левитирующих сверхпроводящих колец. Расчеты в системе Mathcad показали, что при определенных значениях физических параметров (захваченные магнитные потоки, размеры и массы колец, сила тока в обычной катушке-кольце) эта зависимость имеет локальные минимумы, которые соответствуют устойчивым по  $x$  и  $\theta$  состояниям равновесия левитирующих колец. Осуществленные ранее эксперименты по левитации ВТСП колец в поле закрепленного кольца с постоянным током при совпадающих по знаку потоках в кольцах [3] показали, что левитирующие состояния и одного, и двух колец в поле обычной катушки с постоянным током, найденные по зависимости  $U(x)$  потенциальной энергии только от координат, были устойчивы не только к смещению их плоскости по вертикали (вдоль общей оси), но и к углу отклонения  $\theta$  их оси от вертикали. Аналитические зависимости  $U(x, \theta)$  подтверждают этот факт и позволяют, в силу своей общности, определить область устойчивости по  $x$  и  $\theta$  при любых значениях физических параметров.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант №13-08-00717 и грант №12-01-00071.

### 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]. Бишаев А.М., Буш А.А., Козинцева М.В. и др. ЖТФ. 2014г., т. 84, вып. 6, стр. 155-158.
- [4]. Kozintseva M.V., Bishaev A.M., Gavrikov M.B., Savelyev V.V., et al. Proc. of 25<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conference. St. Petersburg, 13-18 October 2014, PD/P3-3.

## ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНЫХ ГРАДИЕНТОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДРЕЙФОВО-ЦИКЛОТРОННЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЛОВУШКЕ С ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ ИОНОВ

<sup>1</sup>Ю.А. Цидулко, <sup>1,2</sup>И.С. Черноштанов

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия,  
[cherivn@ngs.ru](mailto:cherivn@ngs.ru)

<sup>2</sup>Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,  
Новосибирск, Россия

В работе изучается влияние градиентного дрейфа в неоднородном магнитном поле на дрейфово-циклотронные неустойчивости. Задача представляет интерес в связи с проектами источников нейтронов на базе открытых ловушек и конфигураций с обращенным полем, в которых ларморовский радиус быстрых ионов  $\rho_{\perp}$  предполагается сравнимым с радиусом плазмы  $R_p$ , а давление плазмы сравнимым с давлением магнитного поля.

При учете неоднородности магнитного поля в дополнение к традиционно рассматриваемым дрейфово-циклотронным (дрейфово-конусная (DCLC), “двугорбая” (Double-Hump) [1–3]) и гидродинамическим неустойчивостям [4] появляются новые ветви, развивающиеся за счет инверсного распределения быстрых ионов по скоростям градиентного дрейфа  $V_d = V_{\perp}^2 \beta / 4a\Omega_{ci}$  в окрестности резонансов Ландау  $\omega - n\Omega_{ci} - k_{\perp}V_d = 0$ , здесь  $\beta$  – отношение поперечного давления плазмы к давлению магнитного поля,  $\Omega_{ci}$  – ларморовская частота ионов.

Спектр “традиционных” дрейфово-циклотронных мод в области параметров с градиентом плотности меньше критического содержит ветви с различным знаком энергии волн. Поэтому антиэрмитовый вклад резонансов Ландау приводит к исчезновению строгой границы устойчивости. В области с градиентом плотности выше критического неоднородность магнитного поля относительно слабо влияет на инкременты “традиционных” дрейфово-циклотронные мод.

Новые кинетические дрейфово-циклотронные неустойчивости имеют частоты порядка  $k_{\perp}\rho_{\perp}^2\beta/a + n\Omega_{ci}$ , где  $n$  – номер циклотронной гармоники. Требование инверсной заселенности в окрестности резонансов Ландау позволяет оценить волновой вектор возмущения  $k_{\perp}\rho_{\perp}\beta \sim a/\rho_{\perp}$ .

В работе предполагается, что вклад в резонансы Ландау  $\omega - n\Omega_{ci} - k_{\parallel}V_{\parallel} - k_{\perp}V_d = 0$  от разброса по продольной скорости мал по сравнению с вкладом от разброса по дрейфовой скорости:  $k_{\perp}\rho_{\perp}\beta \gg R_p/L$ , где  $L$  – длина ловушки. Используются аппроксимации функции распределения ионов, позволяющие аналитически выразить зависимость диэлектрической проницаемости плазмы от частоты и  $k_{\perp}$ . Найдены области параметров, где существует граница новых неустойчивостей. Подавление новых неустойчивостей требует большей плотности холодных ионов по сравнению с традиционной DCLC. Получены зависимости безразмерных параметров на границе устойчивости и оценки транспорта в пространстве скоростей.

### Литература

- [1]. Post R.F., Rosenbluth M.N., Phys. Fluids, 1966, Vol. 9, N. 4, p. 730.
- [2]. Tang W.M., Pearlstein L.D., Berk H.L., Phys. Fluids, 1972, Vol. 15, N. 6, p. 1153.
- [3]. Gerver M.J., Phys. Fluids, 1976, Vol. 19, N. 10, p. 1581.
- [4]. Чирков А.Ю., Хвеськов В.И., Физика плазмы, 2011, Т. 37, № 5, с. 473.

## ОПТИМИЗАЦИЯ РАВНОВЕСНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ПЛАЗМЫ С БОЛЬШОЙ ВЫТЯНУТОСТЬЮ И ТРЕУГОЛЬНОСТЬЮ ДЛЯ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО ТОКАМАКА Т-15

Н.В. Касьянова, А.В. Мельников, А.В. Сушков, Д.Ю.Сычугов\*, А.Д. Садыков\*\*

НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

\*ВМиК МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*\*Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, г. Курчатов, Республика Казахстан

Одной из целей физической программы Т-15, является поиск режимов с высокими параметрами плазмы ( $\beta_N$ ,  $N_{y,2}$ ,  $q_{95}$ ,  $k$ ,  $\delta$ ,  $n/n_G$ ). Доклад посвящен задаче оптимизации равновесной магнитной конфигурации плазмы, а именно, получению конфигурации с максимальными значениями вытянутости и треугольности в рамках технических ограничений на величины токов в катушках системы полоидального поля.

Оптимизационные расчеты МГД равновесия проводились с помощью кода ТОКАМЕQ [1]. Рассмотрена возможность получения одно- и двухнулевых конфигураций плазмы с максимальными значениями ее вытянутости ( $k_{95} \sim 2$ ) и треугольности ( $\delta_{95} \sim 0.4$ ), определены их зависимости от внутренней индуктивности плазмы.

Приведены результаты расчетов однонулевых (UN, LN) и двухнулевых (DN) равновесных конфигураций для  $\beta_p = 1$  и различных значений внутренней индуктивности плазмы ( $0,5 < i_1 < 1$ ). Найдено, что максимальная вытянутость плазмы увеличивается при уменьшении внутренней индуктивности в пределах  $k_{95} = 1,75 - 2,13$  (LN) и  $k_{95} = 1,7 - 2,14$  (UN) для однонулевых конфигураций и  $k_{95} = 1,7 - 2,19$  для двухнулевых (DN) конфигураций при  $i_1 = 0,5 - 1$ . Максимальная треугольность для всех трех типов конфигураций увеличивается в пределах  $\delta_{95} \approx 0,35 - 0,45$  при уменьшении внутренней индуктивности плазмы в диапазоне  $0,5 < i_1 < 1$ .

Таким образом, расчеты показали возможность получения равновесных плазменных конфигураций Т-15 в широких пределах по внутренней индуктивности плазмы, а также возможность получения режимов с высокими параметрами плазмы,  $\beta_p = 1$ .

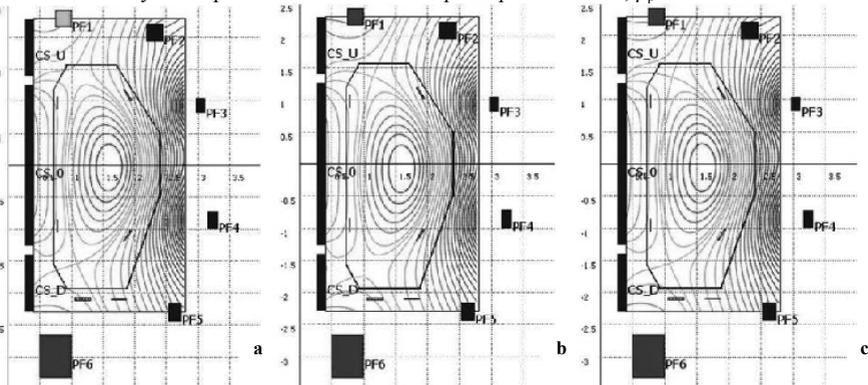


Рис. 1. Однонулевые магнитные конфигурации с нижней (а) и верхней (б) х-точкой с максимальной вытянутостью  $k_{95} = 2.13$  и  $k_{95} = 2.14$  соответственно и двухнулевая конфигурация с максимальной вытянутостью  $k_{95} = 2.19$  (с). Полный ток плазмы  $I_p = 2$  МА, параметры профиля тока:  $\beta_p = 1$ ,  $i_1 = 0.5$ .

### Литература

- [1]. Сычугов Д.Ю. ВАНТ, Серия Термоядерный синтез, вып. 4 (2008).

## О МЕХАНИЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НЕУСТОЙЧИВОЙ ДРЕЙФОВОЙ ВОЛНОЙ В СДВИГОВОМ ТЕЧЕНИИ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д.Н. Карбушев, В.И. Хвесьюк, А.Ю. Чирков

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Россия,  
[khves@power.bmstu.ru](mailto:khves@power.bmstu.ru)*

Рассматривается механизм формирования турбулентных возмущений в неоднородной плазме в процессе развития дрейфовой неустойчивости в магнитном поле. Рассматривается дрейфовая волна конечной амплитуды. Так как экспериментальные данные о дрейфовой турбулентности показывают хорошее соответствие линейной теории дрейфовых неустойчивостей, то инкремент неустойчивости рассматривается в линейном приближении. Сформулировано условие распада начального возмущения, которое одновременно является условием перехода к нелинейной стадии. В нелинейном режиме нарушаются условия существования волны. Для этого существует две причины. Первая – ограничение роста амплитуды, вторая – искажение начального профиля волны под действием сдвигового течения. В обоих случаях на профиле волны возникает область большого градиента плотности. Количественно условие распада формулируется как равенство максимального градиента возмущения плотности невозмущенному градиенту. Для эволюции начального профиля возмущения плотности сформулировано уравнение типа уравнения Бюргерса. Деформация профиля под действием сдвигового течения учитывается пространственной зависимостью скорости течения. Для описания распада возмущения в пределе исчезающего сдвига в уравнение введен модельный диффузионный оператор. Анализ физического смысла эффективного коэффициента диффузии показал его соответствие оценке на основе длины смешения, предложенной Дюпри. Пространственным масштабом в этом случае является обратное волновое число. Масштабом времени является обратный инкремент неустойчивости. С ростом интенсивности сдвигового течения эффективный коэффициент диффузии падает. Численные расчеты показали, что это падение хорошо описывается фактором Ито. Результирующая зависимость качественно соответствует особенностям турбулентного переноса плазмы в магнитном поле (L- и H-режимы). Количественные оценки [1–4] также находятся в разумном согласии с известными экспериментальными данными.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, задание № 13.2573.2014/К.

### Литература

- [1]. Khvesyuk V.I. // J. Fusion Energy. 2012. V. 31. P. 273–278.
- [2]. Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17, No. 1. 012105.
- [3]. Чирков А.Ю., Хвесьюк В.И. // Физика плазмы. 2011. Т. 37, № 5. С. 473–483.
- [4]. Chirkov A.Yu. // J. Fusion Energy. 2014. V. 33, No. 2. P. 139–144.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА С КОМБИНИРОВАННЫМ НАГРЕВОМ

А.Ю. Чирков, Д.С. Яцухно

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Россия,  
chirkov@bmstu.ru*

Взросший интерес к мощным источникам термоядерных нейтронов связан с активно обсуждаемыми сегодня концепциями гибридного термоядерно-ядерного реактора. В этом случае для термоядерной системы не требуется высокий коэффициент усиления мощности в плазме  $Q \sim 10$ , необходимый для чисто термоядерного реактора. Достаточно  $Q \sim 1$ , и поэтому в качестве прототипов источников нейтронов могут рассматриваться уже существующие термоядерные установки. Для систем с  $Q \sim 1$  возможно значительное увеличение скорости термоядерной реакции за счет мощного инжекционного нагрева, поддерживающего популяцию быстрых ионов. Так как время замедления растет с температурой, то необходимым условием поддержания значительной популяции быстрых ионов является достаточно высокая температура электронов.

Доля энергии пучка быстрых ионов, отдаваемой электронам, зависит от критической энергией, соответствующей равенству потерь энергии на электронах и тепловых ионах. Значение критической энергии растет с температурой. При энергиях выше критической быстрые ионы практически всю энергию отдают электронам. Как показали расчеты [1–3], для формирования быстрой популяции энергия инжекции должна быть в несколько раз выше критической.

В настоящей работе рассматриваются такие режимы, в которых концентрация быстрых ионов примерно равна концентрации тепловых ионов. Для контроля выполнения этого условия, а также при расчете скорости реакции используем приближенное решение уравнения Фоккера–Планка для быстрых ионов [2]. Так как для обеспечения максимального эффекта быстрых ионов температура электронов должна быть достаточно высокой, то рассматривается эффективность ее повышения с помощью ЭЦР-нагрева. Выполнены оценки оптимальных параметров пучка. Для определения возможных параметров термоядерных систем использованы модели энергобаланса термоядерной плазмы в магнитных ловушках различных типов [1–4]. Приведены результаты сравнительного анализа для токамака, стелларатора, обращенной магнитной конфигурации и открытой ловушки. Параметры различных систем существенно отличаются. Для каждой из рассмотренных систем проанализированы потенциальные преимущества и трудности реализации. Важно, что диапазон мощностей различен для каждой из систем, что позволяет рассматривать широкий спектр энергетических приложений таких систем.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, задание № 13.2573.2014/К.

### Литература

- [1]. Чирков А.Ю. // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. С. 1050-1059.
- [2]. Чирков А.Ю., Хвесюк В.И. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2003. Вып. 1. С. 55–65.
- [3]. Чирков А.Ю. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т. 11. [www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-029.pdf](http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-029.pdf).
- [4]. Chirkov A.Yu. // J. Fusion Energy. 2013. V. 32, No. 2. P. 208–214.

## **ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО РЕЗОНАНСНОМУ ЦИКЛОТРОННОМУ НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ**

**В.В. Максимов**, Е.И. Солдаткина, А.Л. Соломахин, Д.В. Яковлев

*Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*

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

*Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия*

Плазма в установке Газодинамическая ловушка (ГДЛ) состоит из относительно холодной «мишенной» плазмы и быстрых ионов, образующихся при захвате инжектируемых атомов. Накопление быстрых ионов важно для развития проекта источника нейтронов с энергией 14 МэВ, предложенного в ИЯФ им. Г.И. Будкера [1]. Дополнительный нагрев электронов позволяет существенно увеличить время жизни быстрых ионов. С этой целью на установке была смонтирована система электронно-циклотронного резонансного нагрева и начаты эксперименты [2]. Подробности эксперимента приведены в другом докладе этой конференции. Полученные режимы с повышенной температурой характеризуются низкой плотностью  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и ниже. Измерения электронной температуры проводятся модернизированной системой томсоновского рассеяния. Потребовалось ввести дополнительные спектральные каналы, поскольку ранее температуры, как правило, не превышали 250 эВ. В системе регистрации установлены разработанные в ИЯФ СО РАН блок аналого-цифровых преобразователей ADC12500 [3] и связанные с ним программируемые фотоприемники. В блоке 8 АЦП, имеющих разрядность 12 бит и частоту дискретизации 500 МГц. Разработанные на основе модулей лавинных диодов S30659-1060-3АН PerkinElmer, фотоприемники позволяют поддерживать постоянную чувствительность благодаря изменению напряжения смещения по показанию температурного диода, коэффициент связи подбирается индивидуально для каждого канала. В работе показано получение температуры электронов в центре плазмы более 900 эВ.

### **Литература**

- [1]. Ivanov A.A., Kotelnikov I.A., Kruglykov E.P. et al. In Proc. Of XVII Symp. on Fusion Technology, Rome, Italy, v.2 (1992) 1394.
- [2]. Bagryansky P.A., Kovalenko Yu.V, Savkin V.Ya. et al. Nucl. Fusion, 54 (2014) 082001.
- [3]. Пурыга Е.А., Хильченко А.Д., Квашнин А.Н. и др. ПТЭ. 2012, №3, с. 75.

## **СРАВНИТЕЛЬНЫЙ СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ В ПЕРИФЕРИЙНОЙ И ЦЕНТРАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА T-10**

Дзятко Е.В., Будаев В.П., Грашин С.А., Соломатин Р.Ю., Мельников А.В.,  
Елисеев Л.Г.

*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [budaev@mail.ru](mailto:budaev@mail.ru)*

В турбулентной плазме токамака поперечный перенос обеспечивается корреляционными свойствами турбулентного процесса, которые связаны со особенностями статистических свойств турбулентности. Как известно, в броуновском процессе (простейшем случайном процессе, описываемом гауссовой функцией распределения флуктуаций по амплитуде – ФР) корреляции экспоненциально спадают, дальний порядок корреляций отсутствует. В турбулентной плазме токамака поперечный дрейфовый поток частиц определяется корреляцией флуктуаций плотности плазмы и потенциала (электрического поля). Для таких корреляций необходима функция распределения флуктуаций, отличная от гауссовской. Поэтому анализ статистических свойств (ФР) наблюдаемых флуктуаций плазмы представляется необходимым шагом для выявления дальних корреляций, обеспечивающих перенос в центральной и периферийной плазме токамака. В работе приводятся результаты статистического анализа (функции распределения) флуктуаций плотности плазмы и потенциала, измеренных в токамаке T-10.

Колебания плотности плазмы и плавающего потенциала в периферийной зоне зарегистрированы ленточными зондами в омических разрядах. В тени рельсового лимитера сигналы характеризуются негауссовой функцией распределения с «тяжелыми» хвостами, что отражает перемежаемый характер пристеночной турбулентности. Наблюдается изменение статистических характеристик в зависимости от малого радиуса: эксцесс (четвертый момент ФР) растет в дальнем СОЛ. В зоне последней замкнутой поверхности при малом радиусе  $r = 30$  см турбулентность изменяет свои статистические свойства, функция распределения здесь имеет форму близкую к гауссиану.

Статистические свойства колебаний плотности плазмы и потенциала в центральной зоне T-10 исследовались по сигналам диагностики тяжелого пучка в омических разрядах. Для части экспериментальных сигналов наблюдалось отклонение функций распределения сигналов от гауссовой ФР. Функции распределения параметризованы коэффициентами асимметрии и эксцесса. Проведено сравнение статистических параметров флуктуаций центральной и периферийной плазмы.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБРАЗУЮЩЕГОСЯ ПРИ РЕЛАКСАЦИИ СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕ

А. В. Аржанников<sup>1,2</sup>, А. В. Бурдаков<sup>1,2,3</sup>, В. С. Бурмасов<sup>1,2</sup>, Л. Н. Вячеславов<sup>1,2</sup>,  
И. А. Иванов<sup>1,2</sup>, И. В. Кандауров<sup>1</sup>, С. А. Кузнецов<sup>1,2</sup>, К. И. Меклер<sup>1</sup>,  
С. В. Полосаткин<sup>1,2,3</sup>, В. В. Поступаев<sup>1,2</sup>, А. Ф. Ровенских<sup>1</sup>, В. Ф. Скляр<sup>1,2</sup>

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

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

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

e-mail: [SklyarovVF@ng.ru](mailto:SklyarovVF@ng.ru)

Одной из физических программ установки ГОЛ-3 (ИЯФ СО РАН) является исследование взаимодействия слабoreлятивистских электронных пучков (ток  $I$  до 100 А, энергия электронов  $E_e \sim 30$  кэВ) в плазме для подавления продольной электронной теплопроводности плазмы, находящейся в гофрированном магнитном поле. В процессе релаксации электронного пучка в плазме с плотностью  $n_e \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup> может образовываться электромагнитное излучение в суб-ТГц диапазоне частот (100 – 300 ГГц) за счёт протекания нелинейных процессов в плазме, таких как нелинейная конверсия верхнегибридной моды на флуктуациях плотности плазмы или слияние двух верхнегибридных волн в электромагнитную волну. Также в рассматриваемых условиях возможна реализация мазерного усиления электромагнитного излучения в плазме.

В экспериментах на установке ГОЛ-3 в 2013 – 2014 гг. в экспериментах на установке ГОЛ-3 были получены новые результаты по экспериментальным зависимостям мощности эмиссии электромагнитного излучения из плазмы от величины ведущего магнитного поля в магнитной ловушке, энергии электронов пучка, а также тока пучка. Установлено, что в зависимости мощности эмиссии электромагнитного излучения от магнитного поля существует несколько последовательных локальных максимумов, которые могут быть связаны с условием резонансной раскачки собственных колебаний в плазме. При увеличении величины магнитного поля также наблюдается смещение спектра излучения в область более высоких частот.

Зависимость мощности излучения от тока пучка свидетельствует о пороговом режиме генерации излучения начиная с величины  $\sim 20$  А. В распределении мощности излучения от тока пучка в диапазоне от 30 до 150 А имеется два локальных максимума, соответствующих значениям тока пучка  $\sim 60$  и 110 А.

Мощность излучения при увеличении энергии электронов пучка от 30 до 120 кэВ регулярно возрастает.

Данная работа выполнена при поддержке РНФ проект №14-12-00610. Спектральные диагностики разработаны и изготовлены в рамках выполнения государственного задания "ГЗ-проект №3002".

## ЭЛЕКТРОННЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

А.Л. Соломахин, П.А. Багрянский, \*Е.Д. Господчиков, Ю.В. Коваленко,  
В.В. Максимов, В.Я. Савкин, Е.И. Солдаткина, \*А.Г. Шалашов, Д.В. Яковлев

*ИЯФ им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, РФ, e-mail: A.L.Solomakhin@inp.nsk.su*

*Новосибирский госуниверситет, Новосибирск, РФ, e-mail: nsm@nsm.nsu.ru*

*\*ИПФ РАН, Нижний Новгород, РФ, e-mail: 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) [2]. Нагрев происходит в результате поглощения мощного СВЧ излучения электронами плазмы, находящимися в резонансе с волной. Источником излучения служат два гиротрона “Буря-А”  $f = 54,5$  ГГц,  $P = 450$  кВт,  $\tau = 5$  мс каждый. С помощью системы сверхразмерных гофрированных волноводов и квазиоптической трёхзеркальной системы излучение инжектируется в плазму под углом 36 градусов к оси ловушки. При движении волны в неоднородной плазме и неоднородном магнитном поле волна захватывается в плазменный волновод, доставляется до электронного циклотронного резонанса и полностью поглощается [3].

Для получения устойчивого плазменного разряда в условиях дополнительного ЭЦР нагрева параметры эксперимента были оптимизированы. В частности была изменена конфигурация магнитного поля установки и разработан двухступенчатый сценарий подачи потенциала на лимитеры. В результате при инъекции СВЧ излучения наблюдалось существенное увеличение энергосодержания плазмы (до 40%), нейтронного потока (до 70%) и электронной температуры (до 50%) практически по всему сечению плазмы. Это свидетельствует об эффективном поглощении излучения, прогреве всего сечения плазмы вследствие широкого профиля энерговыделения или вследствие поперечного переноса. В итоге это приводит к существенному увеличению времени жизни быстрых частиц в ГДЛ.

Для исследовании возможности удержания в конфигурации ГДЛ плазмы с высокой электронной температурой была проведена специальная серия экспериментов со сниженной плотностью плазмы. В этом режиме с помощью системы томсоновского рассеяния наблюдалось формирование вблизи оси ловушки узкого профиля плазмы радиусом 5 см с максимальной температурой до 700 эВ при радиусе и температуре пьедестала 15 см и 100 эВ соответственно. Эта температура является рекордной для квазистационарных открытых магнитных ловушек. Также в этом режиме зафиксирована генерация рентгеновского излучения с энергией ~100 кэВ, что свидетельствует об образовании популяции надтепловых электронов в плазме при ЭЦР нагреве. Пикированный профиль наблюдался через 0,5 мс после начала ЭЦР нагрева. Затем происходило перемешивание плазмы, и профиль температуры выравнивался по сечению. Температура на оси в результате быстро снижалась до 200 – 300 эВ и практически не изменялась до конца разряда.

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]. P.A. Bagryansky et. al., Nuclear Fusion, 2014, 54, 082001
- [3]. A.G.Shalashov et. al., Physics of Plasmas. 2012, 19, 052503

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬФРАМА В ПОТОКЕ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

А.В. Воронин, С.Е. Александров, Б.Я. Бер, А.А. Борматов, В.К. Гусев, Е.В. Демина\*,  
А.Н. Новохацкий, Г.Ю. Сотникова

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: voronin.mhd@mail.ioffe.ru*

*\*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова Российской академии наук, Москва, Россия,  
e-mail: elenadyom@mail.ru*

Дивертор ИТЭРа является важным элементом реактора. Его основные функции заключаются в поглощении теплового потока, выходящего из пристеночной плазмы и отводе гелия, который является продуктом сгорания в реакции термоядерного синтеза. На начальном этапе эксплуатации ИТЭРа только водородная и гелиевая плазма разрешена для отработки рабочих режимов. Известно, что воздействие гелиевой и водородной плазмы на стенки дивертора различаются [1]. Гелий, являясь инертным газом, обладает низкой растворимостью в конструкционных материалах. Он может накапливаться в виде пузырьков газа или сложных нано кластерных объединений (пуха) с собственными и радиационно-индуцированными дефектами структуры материалов. Воздействие гелия на различные материалы является одним из факторов, влияющих на изменение структуры, развитие пористости, процессы распухания и охрупчивания конструкционных материалов и, в конечном счете, может являться причиной сокращения срока эксплуатации или даже разрушения элементов реакторов. Вольфрам рассматривается основным конструкционным материалом для защиты элементов дивертора ИТЭР. Нано структуры в вольфраме получены и изучаются на линейных плазменных устройствах и зондах токамака Alcator C-Mod [2–4].

Цель настоящей работы заключается в изучении структуры и свойств поверхностных слоев вольфрама, облученного в струе гелиевой плазмы. В работе применяется коаксиальная плазменная пушка, создающая тепловую нагрузку аналогичную нагрузке на поверхность дивертора ИТЭР. Стенд плазменной пушки оснащен диагностикami, позволяющими контролировать параметры плазменной струи в процессе облучения материалов. Исследуется возможность получения нано структуры в вольфраме после многократного облучения. Проводится исследование морфологии и состава поверхностного слоя вольфрама после облучения. Многократно облученный гелиевой пушкой вольфрам планируется разместить в области выхода внешней ветви сепаратрисы сферического токамака Глобус-М для изучения взаимодействия дейтериевой плазмы с поврежденной поверхностью.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение №14.619.21.0001 от 15.08.2014, идентификатор RFMEFI61914X0001), а также Международного Агентства по Атомной Энергии (МАГАТЭ, научно-исследовательские контракты No:16939 и 16960).

### Литература

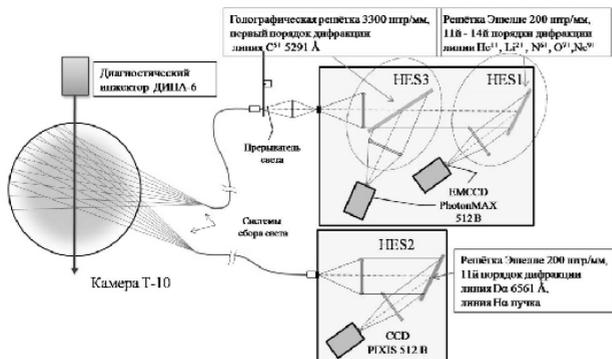
- [1]. Pitts R.A. *et al* 2003 *J. Nucl. Mater.* **313–316** 777.
- [2]. Baldwin M.J. and Doerner R.P. 2008 *Nucl. Fusion* **48** 035001.
- [3]. Takamura S., Ohno N., Nishijima D. and Kajita S. 2006 *Plasma Fusion Res.* **1** 051.
- [4]. G.M. Wright et al. Tungsten nano-tendril growth in the Alcator C-Mod divertor. *Nucl. Fusion* **52** (2012) 042003 (5pp).

## МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ CXRS ДИАГНОСТИКА ТОКАМАКА Т-10

Ключников Л.А., Крупин В.А., Коробов К.В., Немец А.Р., Нургалиев М.Р.,  
Королёв В.Ф., Никулин В.А., Науменко Н.Н.\*, Тройнов В.И., Тугаринов С.Н.,  
Фомин Ф.В., Деньщиков Д.С.

НИЦ «Курчатовский институт» (НИЦ «КИ»), г. Москва, Россия, [lklyuchnikov@list.ru](mailto:lklyuchnikov@list.ru)  
\* ИФ НАН РБ, г. Минск, Республика Беларусь

На токамаке Т-10 развита активная спектроскопическая диагностика (CXRS), предназначенная для измерения профилей ионной температуры и концентрации ядер примесей и рабочего газа плазмы [1]. На рисунке приведена модернизированная схема



диагностики, включающая в себя 3 спектрометра, что позволяет одновременно проводить измерения спектров в области двух CXRS линий различных примесей и в области линии  $H_{\alpha}$  нейтрального пучка. При этом 2 спектрометра объединены в единую сборку, обеспечивая таким образом измерения в двух спектральных диапазонах строго в одних и тех же точках пространства.

Для получения информации о величине ионной температуры в экспериментах на токамаках в основном используется уширение CXRS линий легких примесей, расположенные в удобной для регистрации видимой области спектра. Наиболее часто для этих целей применяется линия 5291 Å иона  $C^{5+}$ . Для определения температуры из доплеровского уширения спектральной линии необходимо также учесть все остальные механизмы уширения в эксперименте. В условиях токамака свой вклад в уширение вносят эффекты Штарка, Зеемана и тонкая структура спектральной линии. Окончательное уширение линии формируется в процессе свертки спектрального контура линии с аппаратной функцией системы регистрации.

Измерение концентрации ядер примесей осуществляется по абсолютной интенсивности регистрируемой линии  $I_z^{CXRS}$ , а концентрация атомов пучка определяется по линии  $H_{\alpha}$  пучка, которая регистрируется на спектрометре HES2.

$$I_z^{CXRS} = \sum_i n_{beam,i} \cdot n_z \cdot Q_{z,i}^{exc}, \quad I_{H_{\alpha},i}^{beam} = n_{beam,i} \cdot n_e \cdot Q_{H_{\alpha},i}^{exc}$$

Предложенная схема измерений на проходящем голографическую решетку свете позволяет проводить одновременное измерение спектров двух примесей плазмы: углерода и одной из следующих примесей: He, Li, N, O или Ne. В докладе приводятся примеры измеренных профилей концентрации ядер собственных примесей плазмы C и O, а также концентрации измерения ядер инжектированных примесей.

Работа выполнена в рамках контракта с организацией "Росатом" 13.05.2013 № Н.4х.44.90.13.1101

### Литература

[1]. Крупин В.А и др. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. №8. С. 712.

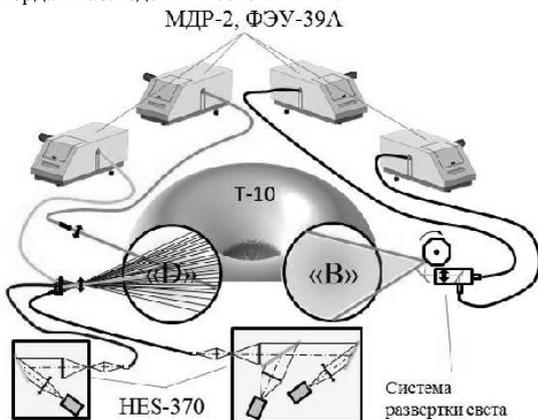
## КОМПЛЕКС СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ДИАГНОСТИК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ АБСОЛЮТНОЙ ВЕЛИЧИНЫ И РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО ИОННОГО ЗАРЯДА ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ Т-10.

Немец А.Р.<sup>1</sup>, Деньщиков Д.С.<sup>1</sup>, Ключников Л.А.<sup>1</sup>, Коробов К.В.<sup>1</sup>, Крупин В.А.<sup>1</sup>, Нурғалиев М.Р.<sup>1</sup>, Тройнов В.И.<sup>1</sup>, Фомин Ф.В.<sup>1</sup>

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

Величина и радиальный профиль эффективного ионного заряда  $Z_{\text{eff}}(r)$  являются одними из базовых параметров, определяющих удержание тепла и частиц в плазме токамака. Одним из основных методов экспериментального определения  $Z_{\text{eff}}$  на плазменных установках с магнитным удержанием являются измерения абсолютной интенсивности тормозного континуума плазмы в видимой области спектра.

Доклад посвящен созданному на токамаке Т-10 комплексу спектроскопических диагностик, предназначенному для измерения величин и радиальных профилей эффективного ионного заряда плазмы из интенсивности свечения тормозного континуума в видимой области спектра. На рисунке приведена схема диагностического комплекса, включающего в себя 4 монохроматора МДР-2 с детекторами ФЭУ-39А, два из которых регистрируют излучение, собранное стационарными хордами наблюдения, проходящими через центр шнура под углами  $30^\circ$  и  $3,75^\circ$  к экваториальной плоскости тора в сечении «D», и два – излучение, собранное системой развертки света на базе вращающегося зеркального барабана в сечении «В», и 2 светосильных спектрометра высокого разрешения HES-370, регистрирующих спектры излучения, собранного по девяти и тринадцати стационарным хордам наблюдения в сечении «D».



Созданный комплекс позволяет проводить измерения радиального распределения свечения тормозного континуума плазмы с пространственным разрешением до 1 см, временным разрешением до 10 мкс и спектральным разрешением до  $0.2 \text{ \AA}$ , что позволяет выделить уровень тормозного континуума на фоне свечения молекулярного «квазиконтинуума».

С помощью данного диагностического комплекса в экспериментальную кампанию 2013-2014 гг. были проведены измерения  $Z_{\text{eff}}(r)$  в широком

диапазоне параметров разряда Т-10, как в омической стадии, так и при включении ECR нагрева. Полученные результаты сравниваются с результатами измерений CXRS диагностики, а также с оценками величины  $Z_{\text{eff}}$  из проводимости плазмы.

Работа выполнена в рамках контракта с организацией "Росатом" 13.05.2013 № Н.4х.44.90.13.1101

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ АТОМНЫМ ПУЧКОМ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

П.Б. Щёголев, Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, Г.С. Курскиев, В.Б. Минаев, Ю.В. Петров,  
Н.В. Сахаров

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: [peter\\_shchegolev@mail.ioffe.ru](mailto:peter_shchegolev@mail.ioffe.ru)*

Представлены результаты исследований генерации токов увлечения атомным пучком в сферическом токамаке Глобус-М [1]. Эксперименты проводились в плазме токамака, имеющей диверторную конфигурацию с нижней X-точкой, смещение по большому радиусу  $\Delta R$  от  $-1$  до  $-2,5$  см,  $B_{tor} = 0,4$  Тл и  $I_p = 0,17 - 0,23$  МА, а прицельный параметр инжекции составлял 32 см. Для получения пучка атомов с энергией до 30 кэВ, мощностью до 0,5 МВт и геометрическими размерами  $4 \times 20$  см<sup>2</sup> использовался источник ионов ИПМ-2 [2].

В экспериментах варьировались состав плазмы и нагревного пучка (водород, дейтерий), время старта импульса инжекции и смещение шнура вдоль большого радиуса. Генерацию безындукционных токов определяли по одновременному подъему тока и провалу напряжения на обходе. При инжекции водородного и дейтериевого пучков в водородную плазму генерации токов увлечения замечено не было. Напротив, при инжекции как водородного, так и дейтериевого пучков в дейтериевую плазму при  $I_p = 0,17 - 0,20$  МА удалось получить заметный и воспроизводимый провал напряжения на обходе (до 0,5 В).

При помощи транспортного кода ASTRA [3] построена модель, позволяющая рассчитывать величины безындукционных токов, и проведены расчеты для разряда №34275 с инжекцией (мощность дейтериевого пучка 0,46 МВт), которые подтвердили, что модель адекватно описывает эффект генерации токов увлечения.

Работа выполнена на УНУ «Глобус-М» (уникальный идентификатор проекта RFMEFI61914X0001) при финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-08-00370-а, 14-02-31152 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]. Pereversev G.V., Yushmanov P.N., (2002), IPP, 5/98, Garching, Germany.

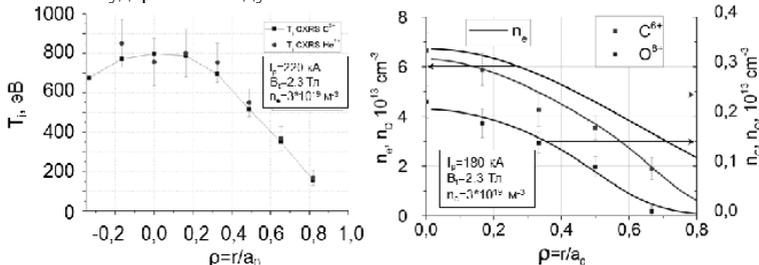
## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПРОФИЛЕЙ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЯДЕР ПРИМЕСЕЙ С ПОМОЩЬЮ МОДЕРНИЗИРОВАННОЙ CXRS ДИАГНОСТИКИ ТОКАМАКА Т-10

Нурғалиев М.Р., Крупин В.А., Ключников Л.А., Коробов К.В., Немец А.Р., Днестровский А.Ю., Барсуков А.Г., Тройнов В.И., Фомин Ф.В., Деньщиков Д.С.

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

Комплекс активной спектроскопической диагностики (CXRS) на токамаке Т-10 успешно применяется для измерения профилей ионной температуры  $T_i$  и концентрации ядер  $n_z$  примесей [1]. Установка дополнительного спектрометра с голографической решеткой позволила проводить одновременные измерения в двух спектральных диапазонах строго в одних пространственных точках в одни моменты времени.

Величина ионной температуры в экспериментах обычно определяется по уширению CXRS линии 5291 Å иона  $C^{5+}$ . Использование линии  $D_\alpha$  рабочего газа ограничено влиянием эффекта «гало» на проводимые измерения [2]. Было проведено сравнение профилей  $T_i$  по линии  $He^+$  и  $C^{5+}$ , показавшее их совпадение в пределах ошибок. Этот факт говорит о правильности применяемой методики измерений и обработки результатов, поскольку в плазме токамака температуры различных примесей должны быть выровнены ввиду очень высокой частоты соударений между ними.



Измерение концентрации ядер примесей осуществляется по абсолютной интенсивности регистрируемой линии  $I_z^{CXRS}$ , а концентрация атомов пучка определяется по интенсивности линии  $H_\alpha$  пучка. Предложенная схема со спаренными спектрометрами позволяет проводить одновременные измерения двух примесей плазмы. В докладе приводятся профили концентрации ядер собственных примесей плазмы: С и О. Наблюдается пикировка профилей относительно профиля плотности электронов в омических разрядах с высоким соотношением  $\bar{n}_e / I_p$ . В разрядах с предварительной пикировкой ядер примесей в омической стадии разряда наблюдается эффективное удаление ядер примесей при введении центрального ECR нагрева, которое может объясняться усилением аномальных диффузионных процессов.

Проведены измерения профилей ионной температуры и концентрации ядер примесей в широком диапазоне параметров плазмы. Результаты измерений образуют обширную базу данных, необходимую для исследования процессов переноса в ионной компоненте плазмы.

Работа выполнена в рамках контракта с организацией «Росатом» 13.05.2013 № Н.4х.44.90.13.1101

### Литература

- [1]. Крупин В.А и др. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. №8. С. 712.
- [2]. L.A. Klyuchnikov et al. // 39th EPS Conference & 16th Int. Congress on Plasma Physics (2012), P1.090

## РАЗРАБОТКА МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ С ВИНТОВЫМИ ПРОБКАМИ

А. В. Судников<sup>1,2</sup>, А. Д. Беклемишев<sup>1,2</sup>, В. В. Поступаев<sup>1,2</sup>

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

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

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

В качестве нового метода подавления потока плазмы в открытых ловушках в Институте ядерной физики была предложена идея, основанная на использовании контролируемого вращения плазмы в скрещенных винтовом магнитном поле заданной спиральности и радиальном электрическом поле, что должно привести к появлению средней силы, тормозящей растекание плазмы вдоль магнитного поля [1]. Основным параметром, определяющим эффективность подавления потока плазмы, является перепад амплитуды магнитного поля вдоль силовой линии.

Экспериментальная проверка данного предположения требует создания стенда с конфигурируемой магнитной системой, позволяющей изменять глубину гофрировки магнитного поля на границе плазмы в пределах от 1 (постоянная амплитуда магнитного поля вдоль силовой линии) до 1.5 – 2.

На геометрические параметры системы накладывались ограничения, обоснованные техническими возможностями по размещению установки, а также созданию и диагностике плазмы.

В докладе представлены результаты моделирования магнитной системы установки подобного типа. Была проведена оптимизация системы с целью максимизации объема плазмы с заданной глубиной перепада магнитного поля. Исходя из конфигурации магнитной системы предложены требования к системе питания катушек магнитного поля.

### Литература

- [1]. A.D. Beklemishev, Fusion Science and Technology, Vol. 63, No. 1T, p. 355, 2013

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

Н.Н. Бахарев, \*П.Р. Гончаров, В.К. Гусев, \*Г. В. Задвитский, А.Д. Ибляминова, В.А. Корнев, Г.С. Курский, А.Д. Мельник, В.Б. Минаев, М.И. Миронов, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков, Ф.В. Чернышев, П.Б. Щеголев

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [bakharev@mail.ioffe.ru](mailto:bakharev@mail.ioffe.ru)*

*\* Государственный Политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия*

Возможность моделирования взаимодействия быстрых ионов с плазмой сферического токамака (СТ) является необходимым условием для проектирования компактных источников нейтронов и двухкомпонентных реакторов будущего. Однако, многие коды, традиционно применяемые на классических токамаках, не могут быть использованы на СТ, поскольку не учитывают их особенности, влияющие на траектории частиц – низкое значение магнитного поля и его высокий градиент. Современные коды нуждаются в экспериментальной верификации, а также взаимной проверке полученных результатов, поскольку число СТ с дополнительным нагревом невелико. В докладе представлены результаты численного моделирования потерь быстрых частиц в токамаке Глобус-М:

Для дополнительного нагрева плазмы в компактном сферическом токамаке Глобус-М применяется инжекция пучков нейтрального водорода и дейтерия с энергиями 18 – 30 кэВ. Моделирование взаимодействия инжектируемых частиц с плазмой выполнялось с помощью двух кодов. Первый – NUBEAM [1], использующий статистический метод Монте-Карло, второй – расчет трехмерной траектории частиц [2], объединенный с решением кинетического уравнения Больцмана со столкновительным членом Ландау с учетом диффузии в пространстве скоростей и замедления частиц [3]. В кодах применяются разные подходы, в связи с чем, возможна перекрестная и экспериментальная проверка. Для моделирования спектров атомов перезарядки, регистрируемых анализаторами типа АКОРД, используется код, учитывающий геометрию эксперимента.

Значения потерь быстрых частиц, рассчитанные с помощью различных кодов, находятся в хорошем соответствии как друг с другом, так и с результатами экспериментов. Моделирование подтверждает экспериментальные зависимости эффективности дополнительного нагрева от различных параметров (энергии и массы инжектируемых частиц, смещения плазменного шнура, величины магнитного поля и тока плазмы).

В токамаке Глобус-М2 тороидальное магнитное поле и ток плазмы будут увеличены до 1 Т и 500 кА соответственно, что приведет к значительному улучшению удержания быстрых частиц. Моделирование предсказывает уменьшение прямых потерь более чем в 10 раз по сравнению с токамаком Глобус-М. Потери из-за пилообразных колебаний и потери на перезарядку также будут уменьшены. Поскольку в токамаке Глобус-М2 доступны режимы с более высокой плотностью, чем в Глобус-М, желательно повысить энергию инжекции. Расчеты показали, что даже в случае инжекции дейтерия с энергией 60 кэВ прямые потери не будут превышать 20%, что вполне допустимо для исследовательской установки.

Работа выполнена на УНУ «Глобус-М» (уникальный идентификатор проекта RFMEFI61914X0001) при финансовой поддержке РФФИ (14-02-31152 мол\_а).

### Литература

- [1]. A. Pankin et al., “The tokamak Monte Carlo fast ion module NUBEAM in the National Transport Code Collaboration library”, *Comp. Phys. Comm.* 159 (2004) 157.
- [2]. F. V. Chernyshev et al., “Study of fast-ion losses in experiments on neutral beam injection on the Globus-M spherical tokamak”, *Plasma Phys. Rep.* 37 (2011) 553.
- [3]. P.R. Goncharov et al., “Analytical and semianalytical solutions to the kinetic equation with Coulomb collision term and a monoenergetic source function”, *Phys. Plasmas* 17 (2010) 112313.

## РАЗВИТИЕ МЕТОДА СКОРОСТНОЙ ВИДЕОРЕГИСТРАЦИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ЛИТНЕВОЙ ДИАФРАГМОЙ НА УСТАНОВКЕ Т-11М

Джурик А.С., Белов А.М., Лазарев В.Б.

ФГУП "ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований",  
г. Москва, г. Троицк, Россия, e-mail: [adzburik@triniti.ru](mailto:adzburik@triniti.ru)

На установке Т-11М проводятся эксперименты с литиевыми диафрагмами на основе капиллярно-пористых структур. В этих экспериментах для видеорегистрации взаимодействия плазмы с литиевой диафрагмой используется монохромная высокоскоростная камера Fastvideo-250В [1]. Максимальное разрешение камеры составляет 640 x 480 пикселей, в этом режиме максимальная скорость видеосъемки составляет 250 кадров в секунду. Данные, полученные при помощи этой камеры, показали высокую информативность. Эта камера имеет ряд недостатков, которые накладывают ограничения на ее использование. Так, отсутствие внешнего запуска, вынуждает при каждом разряде вручную начинать съемку, что увеличивает объем сохраняемой информации. Кроме того, использование в этой камере стандарта Camera Link для передачи данных накладывает ограничение на длину кабеля (не более 10 метров), что в свою очередь вынуждает устанавливать компьютер, под управление которого работает данная камера, рядом с установкой. Эти технические параметры камеры существенно затрудняют ее эксплуатацию.

В настоящее время появилась необходимость осуществить регистрацию разрядов в автоматическом режиме с запуском видеорегистрации по внешнему синхронимпульсу установки Т-11М и с автоматическим сохранением полученного видеоряда в базу данных.

Для решения данной задачи была приобретена цветная высокоскоростная камера Baumer HXG20C, с максимальным разрешением 2048 x 1024 пикселей. При разрешении камеры Baumer HXG20C 640 x 480 пикселей количество кадров в секунду составит ~750. Для связи с компьютером в камере используется два порта Gigabit Ethernet (GigE), что обеспечивает высокую скорость передачи значительного объема данных. Сохраняемая информация будет доступна для просмотра сразу после разряда. Кроме того, камера поддерживает технологию Power over Ethernet (PoE), что позволяет организовать питание камеры по Ethernet и обеспечивает развязку по питанию.

### Литература

- [1]. Белов А.М. Первые экспериментальные результаты по визуализации работы Li-диафрагмы токамака Т-11М в течение разряда. Диагностика высокотемпературной плазмы (ДВП-14), Звенигород 2011.

## УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ МАГНИТНЫМ БАРЬЕРОМ

Асташинский В.М.\*, Бишаев А.М., Гавриков М.Б.\*\*\*, Козинцева М.В.,  
Савельев В.В.\*\*\*, Храпцов П.П.\*

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

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

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

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

Рассмотрение прохождения плазменных сгустков через поперечное магнитное поле на основе закона сохранения импульса даёт следующее соотношение для глубины проникновения сгустка  $L_B$  в магнитное поле:  $L_B = L_{sp}/p_B$ , где:  $L_s$ - длина сгустка,  $p_s$ - динамический напор плазменного сгустка,  $p_B$  – магнитное давление. Косвенным образом это соотношение было подтверждено путем измерения зависимости энергии прошедшего через барьер сгустка от величины магнитного поля в барьере [1]. Для непосредственной экспериментальной проверки этого соотношения было разработано устройство магнитного барьера, состоящее из трех пар прямоугольных магнитных катушек, расположенных по траектории движения плазменных сгустков. Длина магнитного барьера, создаваемого каждой парой катушек, составляет 0,2 м. Каждая пара катушек запитывается от импульсного автономного источника питания. Магнитное поле, создаваемое катушками, может достигать величины 0,4 Тл. Созданное устройство позволяет изменять длину магнитного барьера от 0,2 м до 0,6 м путем изменения числа запитываемых катушек. Кроме того, изменяя соотношение между токами питания катушек, можно изменять распределение величины магнитного поля по длине магнитного барьера. Это позволит исследовать процесс взаимодействия плазменных сгустков с магнитным полем магнитных ловушек при инъекции сгустков в ловушку.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант №13-08-00717 и грант №12-01-00071.

### Литература

- [1]. Bishaev A.M. et al. Proc. of 25<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conference. St. Petersburg, 13-18 October 2014, PD/P3-2.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА T-10

Р.Ю. Соломатин, В.П. Будаев, С.А. Грашин, Е.В. Дзятко, Л.Г. Елисеев, В.Н. Зенин,  
А.В. Мельников, С.В. Перфилов

*НИЦ «Курчатовский Институт», г. Москва, Россия, [r.solomatin@list.ru](mailto:r.solomatin@list.ru)*

Измерения в SOL, проведенные ранее с помощью электрических зондов Ленгмюра вблизи последней замкнутой магнитной поверхности (LCFS), показывают [1, 2], что аномальный конвективный недиффузионный транспорт играет определяющую роль в переносе частиц поперек магнитного поля. Перенос определяется плазменной турбулентностью, связанной с формированием и распространением когерентных структур с высокой плотностью («блобов»). Характеристики турбулентности, в свою очередь, связаны с электрическими полями, возникающими в периферийной плазме токамака. Изучение характеристик турбулентности и электрических полей вблизи LCFS и их корреляции с турбулентностью в основной плазме позволяет делать выводы о механизмах переноса частиц, а также проводить анализ баланса частиц и времени их удержания.

На токамаке T-10 характеристики периферийной турбулентности и электрических полей исследовались с помощью подвижных ленгмюровских зондов и зондирования пучком тяжелых ионов (НИВР) [3]. Обе диагностики измеряли абсолютные величины и флуктуации плотности, потенциала плазмы и электрических полей (радиального и полоидального) в различных зонах плазменного шнура. Вблизи LCFS наблюдается формирование «блобов» [4]. Относительный уровень перемежаемой турбулентности и размер плазменных структур возрастает с увеличением радиуса в SOL. Радиальное электрическое поле  $E_r$  имеет положительный знак вблизи LCFS и его максимум совпадает с максимумом перемежаемой турбулентности. На границе плазменного шнура, где перемежаемая турбулентность слабо выражена, ее статистические свойства близки к гауссовым. С возрастанием уровня турбулентности, ее статистические характеристики сильно отклоняются от гауссовых. Когерентные плазменные структуры движутся в радиальном и полоидальном направлении. Их радиальная скорость вблизи LCFS составляет 1 км/с и направлена преимущественно к стенке вакуумной камеры. Скорость полоидального вращения плазмы – 2–3 км/с и совпадает со скоростью полоидального дрейфа в скрещенных полях ( $E_r \times B$ ) по величине и направлению. Измерения полоидального электрического поля позволяют оценить радиальный турбулентный поток частиц  $\Gamma_r$ . Его величина вблизи границы плазменного шнура достигает  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и составляет значительную часть полного радиального потока частиц.

Спектральные характеристики сигналов плотности и потенциала вблизи LCFS указывают на существование в периферийной плазме колебаний ГАМ-типа (12 – 18 кГц) и квазикогерентных колебаний с частотами 50 – 100 кГц. В ряде случаев колебания ГАМ-типа, измеренные ленгмюровскими зондами на периферии плазменного шнура и с помощью пучка тяжелых ионов в его центре показывают высокий уровень корреляции.

### Литература

- [1]. R.Y. Solomatin, S.A. Grashin et al. 41<sup>st</sup> EPS Conf. on Plasma Phys. and Nucl. Fusion, Berlin 2014, P4.038
- [2]. Zweben S. J. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* 49 S1-23 (2007)
- [3]. Melnikov A.V. et al. *Nucl. Fusion* 53 (2013) 092002
- [4]. Kirnev G.S., Budaev V.P. et al. *Journal Of Nuclear Materials* v. 337-339, p. 352-356 (2005)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ СТРУКТУРЫ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ АКУСТИЧЕСКИХ МОД В ТОКАМАКЕ T-10

В.Н. Зенин, А.В. Мельников, С.А. Грашин, Л.Г. Елисеев, С.Е. Лысенко, Р.Ю. Соломатин, С.В. Перфилов

НИЦ "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия, e-mail: [vitalyzenin@mail.ru](mailto:vitalyzenin@mail.ru)

Геодезические акустические моды (ГАМ) являются высокочастотной ветвью зональных потоков. В настоящее время они изучаются как один из возможных механизмов саморегуляции плазменной турбулентности [1]. На токамаке T-10 с плазмой круглого сечения ( $B = 1,5 - 2,5$  Тл,  $R = 1,5$  м,  $a = 0,3$  м) ГАМ были исследованы с помощью зондирования пучком тяжёлых ионов [2]. Согласно теоретическим представлениям, частота ГАМ пропорциональна скорости звука, или корню из электронной температуры (в одножидкостном приближении)  $f \sim \sqrt{T_e}$ . Однако, в экспериментах, проведенных на T-10, а также на других установках, было показано, что частота колебаний электрического потенциала и плотности плазмы, вызываемых ГАМ, не следует за изменением локальной температуры по малому радиусу токамака. Напротив, частота ГАМ колебаний потенциала постоянна по малому радиусу [3]. Таким образом, ГАМ на потенциале проявляет свойства глобальной собственной моды плазменных колебаний. В данной работе частоты ГАМ  $f_{exp}$  были измерены в широком диапазоне изменения плотности  $n_e = (1,5 - 6,0) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и тока плазмы  $I_{pl} = (140 - 300)$  кА. Установлено, что измеренная частота ГАМ возрастает при увеличении средней электронной температуры плазмы. Более того,  $f_{exp}$  пропорциональна теоретически ожидаемой  $f_{exp}(\rho) = k(\rho) f_{th}(T_e(\rho))$ , причем коэффициент пропорциональности  $k(\rho)$  уменьшается с ростом  $\rho$ . Мы предположили, что вероятной областью возбуждения ГАМ является область, в которой  $f_{exp}(\rho) = f_{th}(\rho)$ , или  $k(\rho) = 1$ . Если учитывать только электронную температуру, то радиус, на котором возбуждается ГАМ, оценивается как  $\rho = 0,75$ . При дополнительном учёте влияния ионной температуры этот радиус оценивается как  $\rho = 0,9$ .

Установлено, что ГАМ сопровождается спутанной модой. Частота спутанной моды несколько выше частоты ГАМ и также следует корневой зависимости:  $f_{\text{satellite}} = f_{\text{GAM}} + \text{const}$ . Как показывают данные электрических зондов и тяжелого пучка, внешняя радиальная граница существования спутанной моды уже, чем для основной моды.

Работа выполнена за счет Российского научного фонда, проект 14-02-00193.

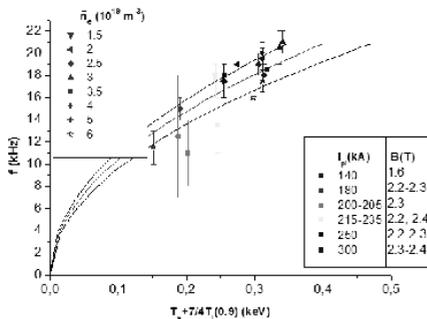


Рис. 1. Экспериментально измеренная частота ГАМ совпадает с теоретически ожидаемой для электронной и ионной температуры, взятой на радиусе  $\rho = 0,9$ .

### Литература

- [1]. Fujisawa A. et al., Nucl. Fusion, 2007, v. 47, p. S718.
- [2]. Melnikov A.V. et al., Problems of Atomic Science and Techn., серия Plasma Physics, 2013, №1(83), с. 30-32.
- [3]. Мельников А.В. и др., Письма в ЖЭТФ, 2014, т. 100, с. 633-638.

## СИСТЕМА ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ТОКАМАКА Т-15 С ТАНГЕНЦИАЛЬНЫМ ЗОНДИРОВАНИЕМ

<sup>1,2</sup>Г.М. Асадулин, <sup>1</sup>И.С. Бельбас, <sup>1</sup>А.В. Горшков

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, РФ  
<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, РФ

Камера токамака Т-15 имеет D-образно сечение, поэтому для измерения электронных температуры и плотности будут установлены две системы томсоновского рассеяния, как с вертикальным, так и тангенциальным зондированием. В перспективе возможна установка третьей системы для измерения параметров плазмы в диверторной зоне. Тангенциальной системы зондирования позволяет измерять профиль температуры и плотности плазмы вдоль большого радиуса токамака. В данном докладе представлен проект данной системы.

В основе системы используется лазер Nd:YAG, с длиной волны 1064 нм, энергией импульса в 3 Дж при длительности в 10 нс и частотой следования импульсов в 100 Гц [1]. Выбранная геометрия позволяет собирать свет с 10 пространственных точек, расположенных равномерно вдоль большого радиуса токамака, с пространственным разрешением в 1 см. Произведен предварительный расчет собирающего объектива. Передача собранного света осуществляется с помощью оптоволоконных жгутов типа кварц-кварц ( $NA = 0,22$ ) диаметром 3 мм. В качестве спектральных приборов используются 6-канальные полихроматоры на основе высококонтрастных интерференционных фильтров с лавинными фотодиодами [2].

В данном докладе проведена оценка точности измерения температуры и концентрации электронов [3] при тангенциальном зондировании. Оценка показала, что предлагаемая схема системы позволяет проводить измерения температуры электронов с точностью выше 10% на внутренней периферии в диапазоне от 1 эВ до 3 кэВ, в центральной области в диапазоне от 10 эВ до 10 кэВ и на внешней периферии в диапазоне от 30 эВ до 15 кэВ, при плотности электронов не ниже  $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

### Литература

- [1]. <http://www.ilph.ru/index.php?id=5>.
- [2]. <http://www.spectraltech.ru>.
- [3]. M. Mattioli, R. Papoular // Plasma Physics 17 (1975) p.165.

## РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВСТРЕЧНОМ СТОЛКНОВЕНИИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ НЕОНОВОЙ ПЛАЗМЫ

А.Г. Еськов, А.М. Житлухин, Д.М. Кочнев, И.М. Позняк, Д.А. Топорков,  
Н.М. Умрихин

*ФГУП «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт  
инновационных и термоядерных исследований», Москва, Троицк, Россия,  
e-mail: dimich17@mail.ru*

Одним из перспективных способов создания мощного источника коротковолнового излучения является столкновение высокоскоростных плазменных потоков. В работе [1] продемонстрирована возможность преобразования кинетической энергии потоков азотной плазмы в энергию мощного линейчатого рентгеновского излучения с энергией квантов  $\sim 0,5$  кэВ. В настоящей работе исследовалось встречное взаимодействие потоков неоновой плазмы с целью создания мощного источника мягкого рентгеновского (МР) излучения с энергией квантов  $\sim 1$  кэВ. Плазменные потоки со скоростями до  $4 \cdot 10^7$  см/сек и с общим энергоподдержанием до 200 кДж генерировались двумя импульсными электродинамическими ускорителями установки 2МК-200.

В результате встречного взаимодействия сгустков в магнитном поле с индукцией до 1,8 Тл формируется цилиндрический плазменный столб диаметром до 14 см и длиной не менее 20 см.

Проведены спектральные и энергетические измерения излучения из центральной зоны взаимодействия плазменных потоков. Спектральные измерения были выполнены с помощью спектрометра с пропускающей дифракционной решеткой из золота ( $d = 200$  нм). Регистрация спектров с пространственным разрешением в диапазоне длин волн  $1 \div 30$  нм производилась на ПЗС-матрицу ANDOR DO420A-BN-995. Мощность излучения регистрировалась фотодиодами ФДУК-8УВСК с известной абсолютной чувствительностью.

Спектральные измерения показали, что основная доля энергии из зоны столкновения сгустков неоновой плазмы высвечивается в линиях ионов неона NeIX 1,34 нм ( $1s^2 - 1s2p$ ) и NeVIII 8,7 нм ( $1s2p^2 - 1s2p3d$ ) и 9,8 нм ( $1s^22p - 1s^23d$ ).

Длительность импульса излучения, лежащего в спектральном интервале от 1 нм до 3 нм, не превышала 5 нс. Энергия МР излучения плазмы неона в режимах столкновения на скоростях  $2 \cdot 10^7$  см/сек достигала 0,17 кДж с погонного сантиметра зоны столкновения.

Продемонстрирована возможность преобразования кинетической энергии потоков неоновой плазмы в энергию мощного линейчатого рентгеновского излучения с энергией квантов  $\sim 1$  кэВ с высокой эффективностью. На существующем комплексе 2МК-200 интегральный выход мягкого рентгена может достигать 10 кДж при длительности импульса излучения  $\sim 5$  нс.

### Литература

- [1]. В.П. Бахтин, Г.С. Волков, А.Г. Еськов, А.М. Житлухин, Д.А. Топорков, Н.М. Умрихин, Рентгеновское излучение при встречном столкновении высокоскоростных потоков азотной плазмы, Сборник трудов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Москва, 2012

## ИССЛЕДОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ МГД КОЛЕБАНИЙ В ТОКАМАКЕ T-10

Л.Г. Елисеев, А.В. Мельников, Н.В. Иванов, А.М. Какурин, С.В. Перфилов

НИИ "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия, e-mail: [reonid@yahoo.com](mailto:reonid@yahoo.com)

На токамаке T-10 ( $B = 1,5 - 2,5$  Тл,  $R = 1,5$  м,  $a = 0,3$  м) для исследования низкочастотных ( $1 - 5$  кГц) крупномасштабных магнитогидродинамических колебаний (тиринг-неустойчивостей) впервые была применена диагностика зондирования пучком тяжелых ионов (ЗПТИ) [1]. Эта диагностика обладает уникальной возможностью прямого локального измерения электрического потенциала в плазме. Потенциал равен приращению энергии зондирующих частиц, вторично ионизовавшихся в плазме, по сравнению с их первоначальной энергией. Наряду с этим, диагностика ЗПТИ на токамаке T-10 позволяет проводить относительные измерения колебаний плотности плазмы  $\Delta n/n$  по колебаниям интенсивности пучка зондирующих частиц, прошедших через плазму  $\Delta I/I$ , а также колебаний полоидального магнитного поля плазмы  $\Delta B/B$  по колебаниям тороидального смещения пучка  $\Delta Z/Z$  [1]. Все три параметра измеряются независимо и одновременно с временным разрешением до 300 кГц.

Крупномасштабные МГД-колебания были исследованы в различных режимах, все они имели коэффициент запаса устойчивости на границе плазмы  $q(a) \sim 3$ . Наличие и модовая структура МГД-колебаний надежно определялось с помощью полоидального набора магнитных зондов. В рассмотренных режимах полоидальное модовое число колебаний  $m < 3$ . Исследуемые колебания наблюдались одновременно на всех трех сигналах диагностики ЗПТИ. Для мод  $m = 2$  и  $m = 3$  колебания плотности плазмы  $\Delta n/n$  составляют от 1 до 4 %. При этом колебания тороидального смещения  $\Delta Z/Z$  достигают 8%. Характерно, что крупномасштабные МГД-колебания с частотой 2–3 кГц имеют значительную электрическую компоненту, достигающую  $\Delta \phi = 40$  В. Этим низкочастотные крупномасштабные МГД-колебания отличаются от тиринг-мод среднего масштаба с характерной частотой 7 кГц,  $m = 2$  и не имеющих выраженной электрической компоненты.

В докладе приведены данные о пространственной локализации и временной динамике исследованных мод в течение разряда, и результаты измерений скорости полоидального вращения, полученные с помощью многощелевого анализатора ЗПТИ.

### Литература

- [1]. Dnestrovskij Yu.N. et al., IEEE Trans. Plasma Sci., 1994, **22**, 310.
- [2]. Melnikov A.V. et al., Nucl. Fusion, 2014, **54**, 123002.

## МАГНИТНЫЕ ОСТРОВА И УДЕРЖАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ТОКАМАКЕ

О.И. Подтурова, В.И. Ильгисонис, Е.А. Сорокина

*НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия, [Podturova\\_OI@nrcki.ru](mailto:Podturova_OI@nrcki.ru)*

*Российский университет дружбы народов, Москва, Россия, [olga\\_podturova@list.ru](mailto:olga_podturova@list.ru)*

Исследованы траектории движения заряженных частиц в магнитной конфигурации токамака с магнитными островами. Траектории частиц рассчитаны численно с использованием трёхмерного авторского численного кода. Поскольку предметом анализа являлись различные траектории всех возможных типов, характерных для токамака, то интегрировались точные уравнения движения без ограничений на величину ларморовского радиуса и других параметров орбиты, связанных с использованием дрейфового приближения. Использовался симплектический интегратор по методу Гаусса шестого порядка. Островная магнитная конфигурация задавалась аналитически с использованием ранее предложенного универсального гамильтонова описания магнитных полей произвольной топологии [1]. Данное описание обобщает традиционное потоковое представление магнитного поля и также гарантирует точное выполнение условия соленидальности даже в отсутствии осевой симметрии. Цепочка магнитных островов формировалась при расщеплении рациональной магнитной поверхности базовой магнитной конфигурации со вложенными магнитными поверхностями под воздействием малого резонансного возмущения. Дополнительное возмущение с иной заходностью и еще более низкой амплитудой вызывало частичную эргодизацию силовых линий магнитного поля в окрестности X-точек цепочки островов. Показано качественное отличие влияния островной структуры магнитного поля на траектории запертых и пролетных частиц. Запертая частица практически не «чувствует» границ острова и описывает типичную «банановую» траекторию вне зависимости от соотношения ширины банана и ширины острова – эффект, ранее обнаруженный для объемной эргодической области [2]. Траектория пролётной частицы, в зависимости от того, стартует она внутри или вне острова, напротив, может быть ограничена его пределами. Проанализирована возможность захвата частицы островом и локализации в присепаратрисной области в зависимости от энергии частицы и величины питч-угла. Показано, что значение магнитного шира в острове влияет лишь на скорость «размешивания» пролетных частиц в полоидальном сечении, но не на радиальную локализацию траекторий.

Работа частично поддержана грантом № 13-02-00645 Российского фонда фундаментальных исследований и грантом № 3328.2014.2 Президента Российской Федерации поддержки ведущих научных школ Российской Федерации.

### Литература

- [1]. В.И. Ильгисонис, А.А. Сковорода, ЖЭТФ, 2010, т.137(5), с.1018-1030.
- [2]. О.И. Подтурова, А.А. Сковорода, Е.А. Сорокина, В.И. Ильгисонис. XLI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 2014, Звенигород. М.: ПЛАЗМАИОФАН, с. 95.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАМ С ПОМОЩЬЮ МНОГОЩЕЛЕВОГО АНАЛИЗАТОРА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

С.Е. Лысенко, Л.Г. Елисеев, А.В. Мельников, С.В. Перфилов, В.Н. Зенин

НИИ “Курчатовский Институт”, Москва, Россия, e-mail: [Lysenko\\_SE@nrcki.ru](mailto:Lysenko_SE@nrcki.ru)

На токамаке Т-10 установлен пятищелевой анализатор энергии тяжелых ионов, зондирующий плазму, который позволяет непосредственно измерять потенциал плазмы, электрическое поле и их флуктуации. При пониженном магнитном поле токамака  $B = 1,5$  Тл, область измерений пучком тяжелых ионов (детекторная сетка) покрывает большую часть сечения плазмы. Фрагмент детекторной сетки, получающейся при различных энергиях зондирующего пучка и входных углах влета пучка в плазму, представлен в левой части рис. 1. Короткими толстыми отрезками обозначены области одновременной видимости пятью щелями анализатора. Угол влета менялся в течение импульса так, чтобы через каждые 70 мс переключать поступающий сигнал на области видимости, лежащие на разных радиусах. В правой части рисунка показаны времена задержки колебаний потенциала в частотном диапазоне геодезической моды (ГАМ) [1] (тонкая черная кривая) и ее сателлита (толстая красная кривая) из крайних щелей для двух областей видимости. Рисунок показывает, что на радиусе  $r = 26$  см задержка для ГАМ и сателлита имеет разные знаки, т.е. они движутся в разные стороны, а на  $r = 27$  см ГАМ и сателлит движутся наружу. На радиусах  $r < 26$  см ГАМ и сателлит распространяются внутрь, а при  $r > 27$  см – наружу. Можно предположить, что ГАМ возбуждается на  $26 - 27$  см, откуда распространяется по всему шнуру. Скорость распространения ГАМ составляет около 3 км/с. Ранее этим анализатором была исследована полоидальная структура возмущений потенциала в диапазоне ГАМ, и оказалось, что полоидальное модовое число  $m = 0$ , поэтому распространение ГАМ можно считать радиальным. Эта оценка точки рождения ГАМ совпадает с оценкой локализации ГАМ по температуре [2].

Работа выполнена за счет Российского научного фонда, проект 14-02-00193.

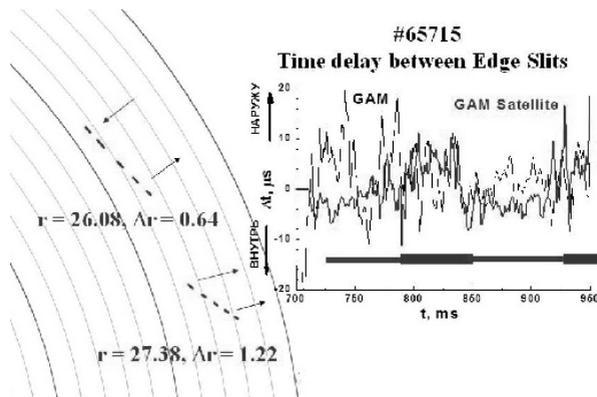


Рис. 1. Слева: фрагмент детекторной сетки, справа: сигналы задержки колебаний потенциала в диапазоне ГАМ и сателлита. Узкие и широкие отрезки горизонтальной линии показывают интервалы подключения верхней и нижней области видимости.

### Литература

- [1]. Melnikov A.V. et al., Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, v. 48, p. S87.
- [2]. Зенин В.Н. и др. Данная конференция.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

А.Г. Алексеев\*, Н.Н. Бахарев, А.В. Воронин, В.К. Гусев, В.В. Забродский,  
А.Д. Иблямина, Г.С. Курский, В.Б. Минаев, А.И. Панов\*, М.И. Патров,  
Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков, Н.А. Хромов, П.Б. Щёголев

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

*\* ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, г. Троицк, г. Москва, Россия, e-mail: [andy.phy@gmail.com](mailto:andy.phy@gmail.com)*

Традиционным методом измерения радиационных потерь плазмы токамака является болометр – прибор с постоянной чувствительностью в широком диапазоне длин волн. Однако к недостаткам болометров относится малое временное разрешение, что делает невозможным исследование быстрых процессов в плазме. Временное разрешение фотодиодов SPD (Silicon Precision Detectors) может достигать десятых долей мкс, при этом детекторы характеризуются высокой чувствительностью на уровне 0,25 А/Вт в диапазоне энергий 30 эВ – 10 кэВ [1].

С помощью матричного детектора SPD16x16 [2] было исследовано проникновение плазменной струи в плазму токамака Глобус-М. Плотная быстрая струя плазмы инжектировалась с помощью двухступенчатой плазменной пушки с длительностью инжекции 15 мкс [3]. Эксперименты были проведены с различным изотопным составом инжектируемой плазмы. Инжекция плазменной струи осуществлялась в радиальном направлении на стационарной стадии разрядов. Ток плазмы и среднехордовая плотность основной плазмы поддерживались постоянными. В результате экспериментов было обнаружено глубокое проникновение плазменной струи со значительным ростом плотности в центре плазменного шнура.

Одной из особенностей фотодиодов SPD является уменьшенная чувствительность в области энергий до 30 эВ. Для исследования вклада радиационных потерь из различных областей спектра в общую мощность излучения плазмы была разработана система на основе 4х фотодиодов с фильтрами, выделяющими различные части спектра. Были проведены работы по определению рабочего диапазона системы, получены первые экспериментальные данные.

Работа выполнена на УНУ «Глобус-М» (уникальный идентификатор проекта RFMEFI61914X0001) при финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-08-00370-а, 14-02-31152 мол\_а).

### Литература

- [1]. Scholze F., Klein R. and Muller R., Metrologia 43, S6 – S10 (2006).
- [2]. Алексеев А.Г., Белов А.М., Забродский В.В., ПТЭ, 2010, вып.2, с.58.
- [3]. Voronin A.V., Gusev V.K., Petrov Yu.V. et al., Nucl. Fusion 45 1039–1045 (2005).

## КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ МОДЫ НА СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

В. В. Буланин, В. И. Варфоломеев\*, В. К. Гусев\*, Г. С. Курскиев\*, В. Б. Минаев\*,  
М. И. Патров\*, А. В. Петров, Ю. В. Петров\*, Н. В. Сахаров\*, С. Ю. Толстяков\*,  
Н. А. Хромов\*, П. Б. Щеголев\*, А. Ю. Яшин

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

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

На сферическом токамаке Глобус-М были проведены комплексные исследования геодезической акустической моды (ГАМ) с одновременным использованием различных диагностик. Колебания на частоте ГАМ регистрировались в выходных сигналах всех используемых диагностик, т.е. в осцилляциях различных параметров плазмы - скорости  $E \times B$  дрейфа, определяемой с помощью доплеровской рефлектометрии, ионного тока насыщения электростатического зонда, интенсивности излучения на линии  $D_\alpha$  и в сигналах магнитных зондов. Эксперименты проходили в разрядах с переходом в H-режим, инициированный различными способами. На всех диагностиках ГАМ регистрировались только до момента перехода. Была исследована модовая структура ГАМ путем изучения фазовых соотношений между сигналами разных диагностик. Показано, что ГАМ проявляются как мода  $m=0$  в скорости  $E \times B$  дрейфа, что соответствует теоретической модели. Результаты исследования колебаний плотности плазмы свидетельствуют о пространственной структуре с полоидальным и тороидальным номером моды  $m = 0$  и  $n=0$ , соответственно. Колебания магнитного поля имели полоидальный номер  $m = 2$  [1], [2]. Для колебаний концентрации и магнитного поля на частоте ГАМ наблюдался антибаллонный эффект: амплитуда колебаний заметно меньше со стороны слабого магнитного поля. Наблюдалась временная эволюция амплитуды ГАМ с двумя временными масштабами: 4 мс и 0.5 мс, которая прослеживалась в сигналах всех диагностик. Бикогерентный анализ, проведенный впервые для токамаков с малым аспектным отношением на основе данных доплеровской рефлектометрии, показывает картину, схожую с картиной в обычных токамаках. Впервые исследована эволюция бикогерентности в случае развития ГАМ при переходе в H-моду. Эта эволюция оказалась сходной с той, которая получалась ранее на токамаке DIII-D при изучении зональных потоков [3]. Бикогерентность на частоте ГАМ проявляется и при использовании в расчетах вместо скорости  $E \times B$  вращения плазмы осцилляций других параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ согласно госзаданию №2014/184, проект 1014 и соглашению №14.619.21.0001 от 15.08.2014 уникальный идентификатор проекта RFMEFI61914X001, программы фундаментальных исследований президиума РАН №12, а также РФФИ, грант № 14-02-00171.

### Литература.

- [1]. C.A. de Meijere, et al., Plasma Phys. Control. Fusion 56 (2014) 072001
- [2]. G. Wang, et. al., Physics of Plasmas, 20, (2013), 092501
- [3]. C. Holland, et al., Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) A453–A457

## НАБЛЮДАЕМОЕ ЯВЛЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ ИЗОЛЯЦИИ ПЛАЗМЫ И ОСОБЕННОСТИ ДИАМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М ПРИ РАБОТЕ В РЕЖИМАХ ECRH И ECRH+OH

Ю.В. Хольнов

*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия; e-mail: hol@fpl.gpi.ru*

Диамагнитные измерения в тороидальных установках используются для определения энергии плазмы бесконтактным способом. В отличие от симметричной установки типа токамак, в стеллараторе имеются некоторые сложности в применении диамагнитных измерений, особенно при наличии токов омического нагрева (ОН). В работе [1] впервые показана возможность использования диамагнитных измерений на стеллараторе Л-2М. Создание и нагрев плазмы производятся методом электронно-циклотронного резонанса (ECRH) с помощью гиротронных комплексов МИГ-2 (до 2009 г.) и МИГ-3 (с 2010 г.). В данной работе приводятся некоторые данные по измерению энергии плазмы, полученной в режиме ECRH + OH; и в бестоковой плазме при ECRH. При наличии токов ОН сложность интерпретации тороидального магнитного потока связана с тем, что он состоит из трех компонентов: диамагнитного, парамагнитного и третьего, обусловленного взаимодействием стеллараторного поля с током, протекающего по плазме. В работе анализируется возможность измерения энергии плазмы при протекании положительного и отрицательного токов ОН в условиях, когда ток ОН индуцируется во время пробоя ECRH и когда он возбуждается при наличии горячей плазмы, созданной с помощью ECRH. В первом случае при пробое зафиксирован короткий парамагнитный сигнал, связанный с нетепловыми электронами во время пробоя.

При анализе диамагнитного сигнала в бестоковой плазме после пробоя газа наблюдалось возрастание производной энергии плазмы  $dW/dt$  в течение времени  $\tau$ , которое зависело от мощности нагрева и плотности плазмы. Рост  $dW/dt$  связан с нагревом плазмы и увеличением поглощения СВЧ-мощности. В какой-то момент времени рост величины  $dW/dt$  резко прекращался, то есть появлялись потери. В этот момент на краю плазмы резко возрастали потенциал  $V_f$  и плотность плазмы (измеренная по ионному току насыщения). Возрастание  $V_f$  коррелировало с ростом МГД-колебаний, основная мода которых возбуждалась в 2–3 см от края плазмы. Было также обнаружено, что интенсивность радиационного излучения, связанного с пробоем, падает при появлении плазмы на краю в момент  $\tau$ . На основании этих экспериментальных данных можно предположить, что вначале, сразу после пробоя, отсутствуют потери (вынос энергии на стенку камеры), то есть имеет место изоляция плазмы от стенки камеры. Причиной изоляции может быть холодная краевая плазма с плохой теплопроводностью. После прогрева краевой плазмы появляются потери, которые ограничивают рост  $dW/dt$ .

Иная ситуация наблюдается при дополнительном нагреве плазмы, осуществляемом 2-ым гиротроном через несколько мс после включения 1-го гиротрона. Мощность нагрева  $dW/dt$  через ~200 мкс (время определяется металлической камерой) достигает максимума, затем примерно такое же время остается постоянной. Можно предположить, что в течение ~400 мкс включение 2-го гиротрона не приводит к росту потерь. В это время, по-видимому, потери остаются такими же, как и до включения 2-го гиротрона. Потом мощность нагрева начинает падать с характерным временем ~1 мс, то есть включаются дополнительные потери. В это время на краю плазмы не видно никаких особенностей, поэтому, можно предположить, что краевая плазма имеет хорошую теплопроводность, для того чтобы канализировать дополнительные тепловые потери из плазмы.

### Литература

- [1]. Э.Д. Андрухина, О.И. Федянин. Физика плазмы, т. 3 (1977), в. 4, с. 792.

## ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС МОДЕРНИЗИРОВАННОГО ТОКАМАКА Т-15

А.В. Сушков, Н.А. Кирнева, К.В. Коробов, В.А. Крупин, А.В. Мельников, И.Н. Рой

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Российская Федерация

В НИЦ Курчатовский институт началась модернизация токамака Т-15 [1]. Новая установка в настоящее время находится в стадии изготовления, завершение сборки запланировано на конец 2016 года. После модернизации токамак Т-15, будет крупнейшим действующим токамаком в РФ (см. таблицу I). Модернизированный Т-15 заполняет пробел между сферическими токамаками, с низким тороидальным магнитным полем В и малом аспекте А и обычными токамаками, с высоким В и высоким А. Предварительный транспортный анализ по коду ASTRA предсказывает эффективный электронный и ионный нагрев и переход от L-режима в H-режим в омическом режиме и в режиме с дополнительным нагревом [2].

Таблица I: ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТОКАМАКОВ В РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ.

	Т-10	Глобус-М	Т-15 модернизированный
Большой радиус R, m	1.5	0.36	1.48
Малый радиус a, m	0.3	0.24	0.67
Аспектное отношение А	5	1.5	2.2
Вытянутость, k95	1	2.0	1.7-1.9
Треугольность, δ95	0	0.5	0.3-0.4
Тороидальное магнитное поле В, Т	2.6	0.6	2
Ток плазмы I <sub>p</sub> , МА	0.39	0.36	2
Дополнительный нагрев	ЭЦРН	ИЦРН, ИНА	ЭЦРН, ИЦРН, ИНА, НГН

Основными задачами научно-исследовательской программы модернизируемого токамака Т-15 являются: стационарный режим работы; управление в режиме реального времени профилем тока и давления плазмы в целях увеличения  $B_{\theta}$ ; анализ влияния отношения  $T_e/T_i$  на удержание; исследования влияния зональных течений на удержание и роль радиального электрического поля  $E_r$  в удержании; исследования плазменной турбулентности; исследования МГД эффектов и срывов; физика пристеночной плазмы; эксперименты с жидко-литиевой стенкой; оптимизация дивертора и материалов первой стенки в условиях реакторных энергетических нагрузок на диверторные пластины.

Для удовлетворения этих требований новая установка должна быть оборудована современной диагностикой, системой управления плазмой в реальном времени, системой дополнительного нагрева и генерации тока. Поэтому при проектировании вакуумной камеры особое внимание было уделено удобству для расположения диагностик и систем дополнительного нагрева.

В докладе будут описаны конструктивные особенности токамака и современное состояние работ по проектированию и изготовлению диагностических систем установки.

### Литература

- [1]. E.A. Azizov et al, Status of Upgrading project of Tokamak T-15, 25<sup>th</sup> Fusion Energy Conference, 13-18 October 2014, St. Peterburg, Russian Federation, FIP/3-2.
- [2]. Ю.Н. Днестровский, А.В. Данилов, А.Ю. Днестровский, С.Е. Лысенко, А.В. Сушков, С.В. Черкасов, Режимы работы модифицированной установки Т-15. ВАНТ, 2013, том 36, вып.4, стр.45.

## BEAM TRACING CALCULATIONS IN PLASMAS BEYOND THE EIKONAL REGIME

Tereshchenko M.A.

*Prokhorov Institute of General Physics, Moscow, Russia, [mact@inbox.ru](mailto:mact@inbox.ru)*

The widely used assumption of a regular wavefield is the eikonal form  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp(i\varphi(\mathbf{r}))$  with both  $\mathbf{E}_0$  and  $\nabla\varphi$  being slowly varying functions compared to  $\varphi$ . The short-wavelength asymptotic methods such as ray tracing (RT) and, later, beam tracing (BT) [1] were initially based on this approximation. But the microwave propagation in fusion-like plasma often goes beyond the eikonal regime. The most typical cases are (i) sharply curved microwave beams (e.g. at cutoffs), (ii) different absorption rate across the beam (small-angle arrival at the absorbing layer) and (iii) the cusp caustics, where the group velocity becomes zero (LH and UH resonances). In any of these cases, the RT validity is not violated according to the power-flow viewpoint [2]. As for the applicability of BT, the problems (i) and (ii) can be reduced to the sum of eikonal solutions by means of the narrow-beamlet decomposition–tracing–summation, at a relatively low computational cost [3]. The same method can be used in cases where the beam, though being of an eikonal form, rapidly disintegrates due to geometrical spreading. At last, the case (iii), with respect to the BT calculations, is examined theoretically and numerically in this work.

The technique of BT comprises the RT procedure so as to find the beam axis in the  $(\mathbf{r}, \mathbf{k})$  hyperspace, next, the computation of the complex-valued Hessian matrix  $\mathbf{Q} \equiv \nabla\nabla\varphi$  all along the axis and then, the calculation of the wave amplitude in selected points of the axis. The evolution of  $\mathbf{Q}$  is obtained by solving the matrix Riccati equation, which brings to a singular behavior of  $\mathbf{Q}$  near the point where the wave power flow is halted, thus forming a cusp on the beam axis. Within some vicinity of such a point, numerical solvers will not be able to provide reliable results. However one can pass through the cusp region by considering the Fourier transform of  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ . The Gaussian beam (GB) in spectral representation is of a similar form to its spatial one, but with the shifted phase, the inverse phase-Hessian  $\mathbf{Q}^{-1}$  and the amplitude multiplied by the factor  $\{\det(2\pi i \mathbf{Q}^{-1})\}^{1/2}$ . In the  $k$ -space GB is of an eikonal form near the cusp (on the contrary, it is non-eikonal in uniform media), and the evolution equation for  $\mathbf{Q}^{-1}$  is free from singularities in this region. So the modified BT procedure around the cusp consists in numerical solution of the equation for  $\mathbf{Q}^{-1}$  along with the matrix inversion. After the cusp region is left behind, BT may be returned to the standard workflow. Within the proposed modeling framework, the wavefield of GB near the cusp cannot be obtained otherwise than computing the inverse Fourier transform. However the connection formula for matching the amplitudes of incoming and outgoing parts of GB is the same as in the continuous eikonal regime, except for an additional phase shift. So, at no extra cost, the use of BT technique may be extended onto e.g. the propagation of electron Bernstein waves (EBW) in tokamak or stellarator plasmas, which is an important practical issue.

The appropriate modification of the TRUBA code [4] has been carried out. The new capabilities are demonstrated in a number of numerical analyses, which reproduce provisional patterns of X-EBW heating and current drive in the sample equilibrium plasma configuration of the T-15 Upgrade tokamak [5].

### References

- [1]. Pereverzev G.V., Phys. Plasmas, 1998, V.5, P.3529
- [2]. Tereshchenko M., Castejón F., Pavlov S., Cappa A., Phys. Scr., 2011, V.84, 025401
- [3]. Tereshchenko M., Castejón F., Cappa A., Plasma Phys. Control. Fusion, 2013, V.55, 115011
- [4]. Tereshchenko M., Castejón F., Cappa A., TRUBA User Manual, Informes Técnicos CIEMAT, 2008, No.1134
- [5]. Andreev V.F. et al, Probl. Atom. Sci. Technol. ser. Thermonuclear Fusion, 2014, V.37, No.3, P.48

## ТРАНСПОРТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ECR-НАГРЕВА

А.А. Васильева, Д.Г. Васильков, А.А. Аношин, И.Ю. Вафин, А.И. Мещеряков,  
Ю.В. Хольнов, С.В. Щепетов

*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия;  
e-mail: [anna\\_vasiljeva@bk.ru](mailto:anna_vasiljeva@bk.ru)*

В работе представлены экспериментальные результаты, полученные в классическом стеллараторе Л-2М в условиях электронно-циклотронного (ECR) нагрева. Создание и нагрев плазмы осуществлялись при помощи гиротронных комплексов МИГ-2 (использовался до 2009 г, мощность нагрева  $P$  до 300 кВт) и МИГ-3 (с 2010 г.,  $P$  до 1 МВт). Все эксперименты проводились при условии боронизации стенок вакуумной камеры. Для регистрации данных использовалась вся диагностическая система стелларатора Л-2М, позволяющая получить глобальные, профильные и локальные характеристики плазменного шнура.

В экспериментах с мощностью нагрева 150–250 кВт были обнаружены транспортные переходы, сопровождающиеся кратковременном (~200 мкс) пиком на производной сигнала диамагнитной диагностики, небольшим ростом энергии плазмы и существенным изменением структуры присепаратрисной области плазмы [1].

При увеличении мощности нагрева (эксперименты с МИГ-3,  $P = 400 - 600$  кВт) переход сопровождается ростом средней электронной плотности до 50% и энергии плазмы до 25%, также при переходе резко возрастают интенсивность мягкого рентгеновского излучения и свечение ионизованного бора, в то же время интенсивность свечения  $H_{\alpha}$  падает. Кратковременных пиков на сигнале диамагнитной диагностики в этом случае не наблюдается [2].

Наконец, при увеличении мощности нагрева до 800 кВт вновь наблюдались кратковременные пики на диамагнитном сигнале, а также падение среднего значения и высокочастотных флуктуаций плавающего потенциала плазмы в области сепаратрисы и, с временной задержкой до 1 мс, рост интенсивности излучения в разных частотных диапазонах. Эксперименты проводились с секторным лимитером, расположенным вблизи плазменной сепаратрисы.

Всё это говорит о том, что переходы инициируются неустойчивостями, развивающимися в краевой области плазменного шнура (типа пилинг-мод) и приводят к резкому росту рециклинга (в том числе поступления примесей бора и углерода со стенок камеры).

### Литература

- [1]. S.V. Shchepetov et al, Plasma Phys. Control. Fusion., 2008, V. 50, 045001 (16pp).
- [2]. Д.Г. Васильков и др., Тезисы докладов XLI Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 2014, с.64.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬФРАМА В ПОТОКЕ СТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЫ: РАДИАЦИОННЫЕ ПОВРЕЖДЕНИЯ, ЭРОЗИЯ, НАКОПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА

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

*НИИ "Курчатовский институт", Москва, Россия*

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

Накопление радиационных повреждений, возникающих в материалах термоядерных реакторов с магнитным удержанием типа токамак в результате воздействия на них нейтронного облучения (14 МэВ от DT-реакции), будет приводить к изменению их физических, механических и других свойств, а также к изменению удержания трития. Особенно важно исследовать такие изменения в материалах, которые будут применены в качестве покрытия первой стенки и дивертора, по их отношению к длительной работе в контакте с плазмой. Одним из кандидатных материалов покрытия стенки является вольфрам. В Курчатовском институте экспериментально исследуется метод получения радиационных повреждений высокого уровня в вольфраме и проводится исследование поврежденного материала в потоках стационарной плазмы при флюенсах, отвечающих длительной работе реактора.

Нами получены образцы вольфрама, в которых степень радиационного повреждения, оцениваемая в единицах смещений на атом, находится в интервале от 0,1 до 600 сна. Этот интервал покрывает практически весь диапазон значений, соответствующих прогнозам для термоядерного реактора, включая проекты ИТЭР и ДЕМО. Исследован поликристаллический вольфрам W 99,95 вес.% (РФ). Радиационные повреждения материала получены в результате его облучения на ускорителе (циклотроне) тяжелыми ионами высокой энергии. Изучены варианты облучения вольфрама ионами гелия  $^4\text{He}^{2+}$  с энергией 3,5 – 4 МэВ и ионами углерода  $^{12}\text{C}^{3+}$  с энергией 10 МэВ при флюенсах от  $5 \cdot 10^{21}$  до  $10^{23}$  ион/м<sup>2</sup>. После облучения образцы подвергались экспозиции в дейтериевой плазме на линейной установке ЛЕНТА-М в условиях, моделирующих дивертор реактора-токамака (полный поток ионов дейтерия  $10^{25} - 10^{26}$  ион/м<sup>2</sup>; энергия ионов 250 эВ). Методами электронной микроскопии обнаружены сильные изменения в микроструктуре поверхности и поврежденного поверхностного (3,5 – 6 мкм) слоя, характерные для радиационного повреждения ионами. Анализу подвергался процесс эрозии поврежденного материала в дейтериевой плазме: измерены скорость эрозии, коэффициент эрозии  $Y = (3 - 5) \cdot 10^{-3}$  ат/ион. Ядерными методами изучено накопление газов в поврежденном слое материала (дейтерия – МРЯО, гелия – ОЯР). Получены распределения концентрации дейтерия по глубине поврежденного слоя. Обнаружено, что при высоких уровнях повреждений количество накопленного дейтерия в поврежденном материале может значительно возрасти (примерно на порядок величины) по сравнению с неповрежденным материалом.

Полученные данные представляют интерес для оценок тритиевой опасности длительно работающего термоядерного реактора и эффекта бомбардировки стенки альфа частицами термоядерных реакций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 11-08- 01093-а, № 13-08-00692-а.

### Литература

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

## ПЕРЕОСАЖДЕНИЕ УГЛЕРОДА В РАБОЧИХ И ТРЕНИРОВОЧНЫХ РАЗРЯДАХ ТОКАМАКА T-10

С.А. Грашин, И.И. Архипов\*, В.П. Будаев, К.Ю. Вуколов, О.В. Ишевский

*НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [Grashin\\_SA@nrcki.ru](mailto:Grashin_SA@nrcki.ru)*

*\*Институт Физической Химии и Электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва, Россия*

В современных токамаках эрозия и последующее переосаждение материалов конструктивных элементов, взаимодействующих с плазмой, приводит к образованию пленок и пыли. Накопление изотопов водорода в таких пленках является серьезной проблемой при работе термоядерного реактора. Переосаждение распыляемых материалов приводит к деградации оптических элементов диагностик, расположенных в камере термоядерных установок (оптических зеркал, оптических окон). Для решения этих проблем необходимы эксперименты по измерению скоростей эрозии и переосаждения в различных режимах работы токамака и в различных участках камеры, исследованию состава и структуры осаждаемых пленок. Получаемая в таких экспериментах информация позволяет идентифицировать механизмы осаждения и крайне важна для разработки методов очистки как самой камеры токамака так и оптических элементов диагностик.

Для изучения переосаждения углерода, распыляемого с графитовых диафрагм T-10, в различных точках пристеночной области экспонировались тестовые образцы и зеркала из кремния, нержавеющей стали и молибдена [1]. Переосаждение углерода исследовалось как в рабочих разрядах токамака T-10, так и во время тренировочного разряда (индуктивный разряд Тейлоровского типа). Образцы экспонировались при различных температурах в диапазоне 20 – 220 °С.

В рабочих режимах T-10 образуются твердые аморфные а-С:Н пленки [2]. При комнатной температуре скорость напыления на уровне стенки камеры вблизи диафрагм составляет 0,4 – 0,5 нм/имп. В разрядах со срывами скорость осаждения в 2 – 2,5 раза выше, чем в стабильных разрядах. В тренировочном индукционном разряде скорость напыления а-С:Н пленок на порядок ниже чем в рабочем режиме. Но вследствие большей длительности процедур очистки в T-10 они дают значительный вклад в общее переосаждение распыляемого углерода и в загрязнение стенок камеры и элементов диагностик. Скорость осаждения в рабочем режиме резко падает при удалении от источника распыляемого углерода (графитовых лимитеров T-10). По-видимому, тороидальный перенос распыляемого с лимитеров углерода достаточно слаб в пристеночной области T-10. В то же время, в тренировочном режиме скорость осаждения не зависит от расстояния до лимитеров, что может говорить о принципиально ином механизме распыления и переноса углерода.

Для изучения температурной зависимости скоростей переосаждения углерода образцы экспонировались при фиксированных температурах 20, 120, 170 и 220 °С. Скорость осаждения пленок резко уменьшалась уже при 170 °С. При температуре 220 °С пленки практически не образовывались. В рабочем и тренировочном режимах были получены масс-спектры газовой атмосферы вакуумной камеры. Эти измерения были синхронизированы с регистрацией температуры стенки и лимитеров T-10. Анализ полученных данных дает возможность определить источник углерода и углеводородные соединения, которые могут принимать участие в образовании пленок на стенках токамака.

### Литература

- [1]. S.A. Grashin, I.I. Arkhipov et al. 38<sup>st</sup> EPS Conf. on Plasma Phys. and Nucl. Fusion, Strasbourg 2011, P2.062
- [2]. I.I. Arkhipov, S.A. Grashin, et al Journal of Nuclear Materials 438 (2013) S1160–S1163

## УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ ЗНАКОПЕРЕМЕННОЙ КРИВИЗНЫ

М. М. Цвентух<sup>1</sup>, Г. В. Крашевская<sup>2</sup>, А. С. Пришвицын<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

В [1–2] было установлено, что комбинация выпуклых и вогнутых участков магнитной силовой линии оказывает сильное стабилизирующее действие на конвективную (желобковую) неустойчивость плазмы, удерживаемой в магнитной ловушке. Это приводит к пикированию предельно-устойчивого профиля давления плазмы, вычисляемого согласно необходимому и достаточному кинетическому критерию конвективной устойчивости.

Известно, что наиболее простое МГД описание дает сильное изменение предельного профиля при сильном изменении удельного объема силовой трубки – интеграла  $\int dl/B$ : критический профиль давления  $p_{MHD} \propto (\int dl/B)^{-5/3}$ . При этом в [1–2] было установлено сильное изменение предельного профиля в областях с почти равным удельным объемом (область около  $\min \int dl/B$ ), но с кривизной различного знака, а именно – с чередованием выпуклых и вогнутых участков магнитной силовой линии.

Для экспериментальных исследований распределений плазмы в ловушке со знакопеременной кривизной была проведена модернизация компактной экспериментальной установки Магнетор [3–4]. К двум основным коаксиальным копланарным токовым катушкам была добавлена внешняя, позволяющая получать чередование выпуклых и вогнутых силовых линий в виде тандема пробкотрон-касп. Проведены первые измерения радиальных профилей ионного тока насыщения в области знакопеременной кривизны силовых линий.

Работа поддержана грантами РФФИ 13-08-01397 и МК-1439.2014.2.

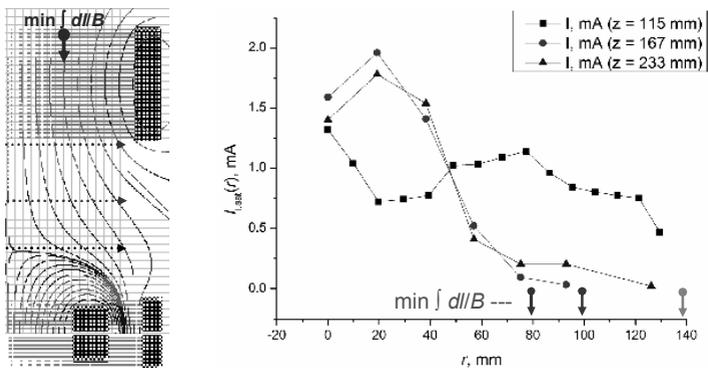


Рис. 1. Новая магнитная конфигурация в сечении  $r-z$  (слева); пример измерений радиальных профилей ионного тока насыщения (справа)

### Литература

- [1]. M.M. Tsventoukh 2011 *Nucl. Fusion* **51** 112002, stacks.iop.org/NF/51/112002.
- [2]. M.M. Tsventoukh 2014 *Nucl. Fusion* **54** 022004, stacks.iop.org/0029-5515/54/022004.
- [3]. Krashevskaya G. V. et al 2011 *Plasma Phys. Rep.* **37** 1162.
- [4]. G.V. Krashevskaya, M.M. Tsventoukh, A.S. Prishvitsyn 2014 Proc. 25<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conference, St. Petersburg, Russia, 13-18 October 2014, paper EX/P7-34 (8pp).

## ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ТОРОИДАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ СКАЧКАХ ЭЦН И ИХ АНАЛОГИ В ОГРАНИЧЕННЫХ СРЕДАХ С ФИКСИРОВАННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

И.С. Данилкин

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

Отмечается большое (и весьма конструктивное) физическое сходство некоторых процессов переходного характера в тороидальной плазме при скачках ЭЦН и иных резких воздействиях [1,2,3] с хорошо изученными процессами распространения тепла в ограниченных средах с постоянным коэффициентом теплопроводности. В частности, нашедшими отражение в широко известном учебнике А.Н.Тихонова и А.А.Самарского «Уравнения математической физики» [4]. Фиксация коэффициента теплопроводности  $\chi^2$  по всему объему ограниченной среды позволяет существенно упростить расчеты, используя метод разделения переменных в наиболее простой и доступной форме, без какого либо значительного ограничения возможных типов физических процессов в таких средах, сходных по физике явлений с тороидальной плазмой. По крайней мере, для быстрых процессов, когда локальные характеристики исследуемой плазменной среды-аналога еще не успели существенно измениться за счет различного вида турбулентностей, обусловленных нелинейностью отклика среды на внешнее воздействие.

Распространение тепла в ограниченной среде в данном случае описывается неоднородным линейным дифференциальным уравнением второго порядка, параболического типа, решение которого представляет разложение по собственным функциям пространственного дифференциального оператора. Эти функции образуют полную замкнутую систему, которая используется также для разложения правой части уравнения – функции источников вводимого тепла, называемую далее по аналогии с процессами в плазме функцией энерговоложения.

Под декларируемыми в заголовке особенностями имеются ввиду различного типа возможные отклики тороидальной плазмы, на резкие пространственно-временные изменения функции энерговоложения. Среди них прежде всего будут представлять интерес феномен missing power и явление типа polarity inversion, наблюдаемые экспериментально в тороидальной плазме.

Решения уравнения теплопроводности упомянутым выше способом дает практически неограниченное число разнообразных спектров полных решений задачи, в том числе, включающих феноменологические аналоги явлений, наблюдаемых в тороидальной плазме. Включая названные missing power и polarity inversion эффекты, возникающие при скачках функции энерговоложения.

Численные оценки применительно к ограниченным системам, имеющим одинаковые геометрические параметры с тороидальной плазмой, дают результаты близкие к результатам плазменных экспериментов. Сходство феноменологии процессов, достигаемое без привлечения гипотез с нелинейными процессами, заставляет предположить о возможности простых альтернативных механизмов наблюдаемых плазменных явлений.

### Литература

- [1]. V.D.Pustovitov, Plasma Phys. Control Fusion, (2012) 124036(8pp)
- [2]. K.A. Razumova, V.F. Andreev, L.G. Eliseev, et al., Nucl. Fusion.v.51 (2011) 083024 (9pp)
- [3]. Hogewweij G M D et al. Plasma Phys. Control Fusion, (2000) 42, 1137
- [4]. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский, «Уравнения математической физики», Изд. «Наука», Главная Редакция Физико-математической литературы, М.,1977. С.464

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СВЧ НАГРЕВА И ГЕНЕРАЦИИ ТОКА НА ПИЛООБРАЗНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10

Мустафин Н.А.<sup>1,2</sup>, Кислов Д.А.<sup>1</sup>, Кирнева Н.А.<sup>1,2</sup>, Мальцев С.Г.<sup>1</sup>, Павлов Ю.Д.<sup>1</sup>,  
Сущков А.В.<sup>1</sup>, Трухина Е.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт» (НИЦ «КИ»), Москва, Россия, [nikitamustafin@gmail.com](mailto:nikitamustafin@gmail.com)

<sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

На установке токамак Т-10 проводятся эксперименты по изучению воздействия электронно-циклотронного нагрева и генерации тока на пилообразные колебания. Ранее на Т-10 было продемонстрировано, что генерация тока вблизи поверхности  $q=1$  может приводить к значительному изменению периода пилообразных колебаний [1]. В этой работе представлены новые результаты, полученные с использованием тороидона с изменяемыми тороидальным и полоидальным углами ввода мощности (0,55 МВт, 130 ГГц, вторая гармоника ЭЦ частоты).

В этих экспериментах были получены зависимости периода пилообразных колебаний в широком диапазоне положений вклада СВЧ мощности в случаях генерации тока в направлении (ко) и против направления (контр) разрядного тока в режимах с  $I_p = 220$  кА,  $B_t = 2.1 - 2.2$  Т ( $r_{in} \approx 3$ ),  $n_e \approx 1.3 - 2.5 \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup>. Изменение положения вклада СВЧ мощности относительно поверхности  $q=1$  осуществлялось как в режиме «от импульса к импульсу», так и в течение импульса нагрева (изменялось положение плазменного шнура по большому радиусу токамака). СВЧ мощность вводилась под тороидальным углом  $8^\circ - 12^\circ$  к большому радиусу токамака. В режимах с  $n_e \approx 1.3 \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup> при ко-генерации тока вблизи поверхности  $q=1$  наблюдалось значительное увеличение периода пилообразных колебаний (до 20 раз по сравнению с омическим режимом). При контр-генерации наблюдалось как увеличение, так и уменьшение периода пилообразных колебаний по сравнению с омическим режимом в зависимости от положения вклада СВЧ мощности. В режимах с  $n_e \approx 2.5 \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup> при counter-генерации не наблюдалось заметного воздействия вклада СВЧ мощности на пилообразные колебания. В режимах с ко-генерацией при оптимальном положении вклада СВЧ мощности пилообразные колебания в течение всего импульса нагрева (400 мс) не наблюдались. При этом регистрировались отдельные вспышки моды  $m = 1 / n = 1$ , не приводящие к заметному спаду температуры в центре плазменного шнура.

Для интерпретации экспериментальных данных анализируется воздействие СВЧ мощности на динамику магнитного шнура и градиентов электронной и ионной температуры вблизи поверхности  $q=1$ . В качестве критического условия наступления события внутреннего срыва рассматривается  $Y_{eff} > c_T (\omega_{*i} \omega_{*e})^{1/2}$  [2], где  $Y_{eff}$  – эффективный инкремент нарастания резистивной кинк моды,  $\omega_{*e}, \omega_{*i}$  – ионная и электронная частоты диамагнитного дрейфа соответственно,  $c_T$  – коэффициент, определяемый столкновительностью. Моделирование воздействия СВЧ нагрева и генерации тока на пилообразные колебания проводилось с помощью транспортного кода ASTRA [3]. Расчет профилей поглощенной СВЧ мощности и генерируемого тока производился с помощью кода OGRAY [4]. Результаты моделирования качественно описывают экспериментально полученные зависимости периода пилообразных колебаний. Эффект воздействия СВЧ мощности на пилообразные колебания при контр-генерации в экспериментах выражен слабее, чем при моделировании.

Работа выполнена в рамках контракта с ГК "Росатом" 13.05.2013 № Н.4х.44.90.13.1101

### Литература

- [1]. D. Kislov et al., Nucl. Fusion, 2007, 47.
- [2]. O. Sauter et al., Proc. Joint Varenna-Lausanne Int. Workshop, 1999, 403.
- [3]. G. Pereversev et al., Report IAE-5358/6, 1992, Kurchatov Institute, Moscow.
- [4]. A. Zvonkov et al., Plasma Phys. Rep. 24, 1998, 389.

## **ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЛУКТУАЦИИ КРАЕВОЙ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ J-2M В УСЛОВИЯХ БЫСТРЫХ ТРАНСПОРТНЫХ ПЕРЕХОДОВ**

**С.А. Маслов<sup>1</sup>, Д.Г. Васильков<sup>2</sup>, Ю.В. Хольнов<sup>2</sup>, Н.Н. Скворцова<sup>2,3</sup>**

*<sup>1</sup>Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики*

*<sup>2</sup>Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН*

*<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ*

Впервые эффект улучшения удержания плазмы в установке J-2M на стационарной стадии разряда был обнаружен в экспериментах с максимальной мощностью нагрева 250 кВТ [1]. Он проявлялся в виде кратковременного процесса, сопровождающегося ростом энергии и плотности плазмы до 15% и существенным изменением структуры края плазменного шнура. При помощи ленгмюровских зондов обнаружено резкое падение флуктуаций потенциала плазмы и тока насыщения.

В настоящем докладе проводится вейвлет-анализ сигналов при наличии быстрого транспортного перехода (БТП) в плазме и при его отсутствии. Скалограммы и спектры строились с использованием таких вейвлетов, как «мексиканская шляпа», функции Морле и Хаара [2].

Вейвлет-анализ наглядно представляет изменение характеристик процессов с течением времени (что также отмечалось в [3]). И эксперимент, и вейвлет-спектры отражают сильное уменьшение колебаний тока и потенциала для сигнала с БТП и незначительное их изменение для процесса без перехода. Вейвлет типа «мексиканской шляпы» и функция Морле помогают найти момент времени БТП, однако не позволяют определить характер и продолжительность перехода в плазме.

Вейвлет Хаара, в отличие от предыдущих функций, позволяет не только сделать вывод о резком, быстром характере транспортного перехода в исследуемых процессах, но и дает достоверную оценку времени протекания БТП, хорошо согласующуюся с расчетами и реальными наблюдениями [4].

В результате БТП изменяются также значения взаимной корреляции колебаний тока и потенциала в плазме. Кросс-спектры, построенные при помощи выше перечисленных вейвлетов, указывают на резкое снижение когерентности параметров после БТП в случае сигнала с переходом. Для процесса без перехода корреляция тока и потенциала почти не наблюдается.

Работа выполнена при финансовой поддержке при финансовой поддержке Российского гранта РОФСОН.

### **Литература**

- [1]. Shchetov S.V. et al, Plasma Phys. Control. Fusion., 2008, V.50, 045001 (16pp).
- [2]. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. 464 с.
- [3]. Van Milligen B.Ph. et al, Phys. Plasmas, 2005, V.2, pp. 3017 – 3032.
- [4]. Васильков Д.Г. и др., Физика плазмы, 2013, Т.39, №8, с. 694 – 703.

## АСИММЕТРИИ ТОКОВ ВО ВРЕМЯ СРЫВОВ НА ТОКАМАКЕ COMPASS

А.А. Дворнова, С.Н. Герасимов\*, Й. Хавличек\*\*\*\*, О. Хронова\*\*, Р. Панек\*\*

НИЯУ МИФИ, Москва, РФ, email: [a.dvornova@gmail.com](mailto:a.dvornova@gmail.com)

\*Калэмский научный центр, Абингдон, Англия

\*\*Институт физики плазмы, Прага, Чехия

\*\*\*Карлов университет, Прага, Чехия

В токамаках плазма, вытянутая в вертикальном направлении, становится неустойчивой по вертикали. Устойчивость плазмы обеспечивается системами обратных связей, но в случае сбоя работы систем может произойти неуправляемое движение плазмы по вертикали или срыв, в ходе которых может высвободиться энергия, запасенная в плазме в течении разряда. В этой работе подробно изучаются 3D эффекты, возникающие во время спада тока, вызванного неустойчивостью срыва [1, 2]. Эти 3D деформации плазмы, в конечном счете, могут привести на ИТЭР к возникновению значительной горизонтальной силы, которая разрушительно воздействует на вакуумную камеру и элементы конструкции, установленные внутри вакуумной камеры. Вращение 3D плазмы во время срыва тока может привести к резонансу с собственными частотами установки, что значительно усилит разрушительный эффект горизонтальной силы. На данный момент однозначной теории, объясняющей возникновение и эволюцию во времени описанных выше 3D асимметрий плазмы, не существует, поэтому проведение экспериментов по их изучению, увеличение статистики и предсказание возможных последствий необходимы для успешного проектирования и эксплуатации термоядерных реакторов.

В ходе данной работы были изучены 70 разрядов токамака COMPASS, расположенного в г. Прага, Чехия. В данной работе использовались: а) внутренний пояс Роговского, б) 16 внутренних дискретных катушек, расположенные в одном тороидальном угле, и в) 24 дискретные катушки Мирнова, также расположенные в одном тороидальном угле. Таким образом, данные собирались с 3 тороидальных сечений, сдвинутых на 180 (б) и 45 (в) относительно (а). Для 70 разрядов были найдены зависимости срывов от таких параметров плазмы, как ток плазмы, электронная плотность, размер плазменного шнура и направление срыва.

Три независимых измерения позволяют определить три параметра. Измеряемый тороидальный ток был представлен как Фурье разложение в виде  $I_{pi} = I_0 + A_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_0)$ , что позволило найти выражение для амплитуды и фазы асимметрии тока:

$$A_1 = 0.5 \sqrt{(I_1 - I_9)^2 + 2 \left[ 2I_{15} - (I_1 + I_9) - \frac{1}{\sqrt{2}}(I_1 - I_9) \right]^2}, \quad \varphi_0 = \arccos\left(\frac{I_1 - I_9}{2A_1}\right).$$

Используя эти выражения, были найдены зависимости амплитуды асимметрии от фазы для проверки гипотезы о зависимости траекторий асимметрий от тороидальных асимметрий магнитного поля вследствие инженерных неточностей.

### Литература

- [1]. S.N. Gerasimov et al., JET and COMPASS Asymmetrical Disruptions, Proceedings of the 25th IAEA Fusion Energy Conference 2014, Saint Petersburg, Russia
- [2]. S.N. Gerasimov et al., Plasma current asymmetries during disruptions in JET, Nucl. Fusion 54 (2014) 073009
- [3]. V. Weinzettl, Overview of the COMPASS diagnostics, Fusion Engineering and Design 86 (2011) 1227–1231

## ВЛИЯНИЕ РАСПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА МАССИВНОГО ГАЗОНАПУСКА НА ЭВОЛЮЦИЮ СРЫВА РАЗРЯДА В ТОКАМАКЕ Т-10

В.Г. Капралов, \*М.М. Дремин, \*С.В. Крылов, В.Г. Скоков, В.В. Солоха,  
А.Е. Боровов, С.М. Егоров, В.В. Елагин, А.Ю. Кострюков, П.М. Третьяков.

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

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

Работа современных установок с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы существенно зависит от предотвращения срывов плазменного шнура и возможностей по плавному, контролируемому выводу запасенной в плазме энергии.

В мае 2014 года на токамаке Т-10 были проведены эксперименты по массивной газовой инжекции, продолжившие исследования представленные в [1, 2]. В ходе экспериментов применялся подвижный клапан, инжектировавший аргон, и варьировались такие параметры, как положение источника газовой струи границы плазмы, количество напускаемого газа и/или его давление. В итоге были получены первые данные о влиянии положения клапана системы позиционируемого массивного газового напуска (PMGI) на параметры срыва разряда в токамаке Т-10.

Возможность перемещения клапана относительно границы плазмы делает систему PMGI уникальной, т.к. подобной возможностью сканирования по расстоянию от плазмы не обладает ни одна система массивной газовой инжекции. Используя это преимущество, в экспериментах была измерена зависимость развития срыва от положения сопла клапана относительно границы плазмы.

Эксперименты показали, как и ожидалось, что чем ближе располагался клапан к плазме, тем быстрее и интенсивнее происходил тепловой срыв, т.к. сверхзвуковая газовая струя доходит до плазмы более плотная и направленная. Также было отмечено, что интегральное количество высвечиваемой в тепловом срыве энергии в похожих разрядах одинаково, несмотря на разное в них расстояние до клапана и, как следствие, разную эволюцию радиационных потерь.

Положение клапана влияет не только на характер теплового срыва, но и на последующий срыв тока плазмы: чем дальше клапан от плазмы, тем медленнее падает ток во время срыва. Зависимость имеет два характерных участка. В ближней области – расстояние  $g$  от клапана до центра плазменного разряда не больше удвоенного малого радиуса плазменного шнура ( $a < g < 2a$ ) – зависимость сильная. Приближение клапана в ближней области на 1 см к плазме увеличивает скорость спада тока на почти 1000 А/с. В дальней области – расстояние от клапана до центра больше удвоенного малого радиуса плазменного шнура ( $g > 2a$ ) – зависимость слабая. Приближение клапана в дальней области на 1 см к плазме увеличивает скорость спада тока всего на 5 А/с, т.е. в 200 раз слабее, чем в ближней области. Соответственно этому изменяется и длительность срыва тока. Время распространения газа от сопла PMGI до плазмы составляло менее 1 мс при расположении клапана в ближней области, от 1 до 3 мс – в дальней области.

В докладе приводится сопоставление с более ранними экспериментами, в которых была обнаружена возможность перевода спада тока из медленного в быстрый, посредством массивной газовой инжекции во время срыва разряда [2].

Данная работа была поддержана грантами РФФИ №13-02-01409-а и №14-02-00697-а. Авторы благодарят коллектив установки Т-10 за предоставленные данные и поддержку.

### Литература

- [1]. Тимохин В.М. и др., Физика плазмы, 2001, т. 27, №3, с.1–14.
- [2]. Дремин М.М. и др., ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 4, с. 58–70.

## ОТЛИЧИЯ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ СТЕЛЛАТОРА Л-2М В СЛУЧАЕ ЦЕНТРАЛЬНОГО И НЕЦЕНТРАЛЬНОГО ЭЦР-НАГРЕВА ПРИ ВЫСОКИХ ВВОДИМЫХ МОЩНОСТЯХ

Летунов А.А., Воронова Е.В., Гребенщиков С.Е., Логвиненко В.П.

*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия,  
e-mail: let@fpl.gpi.ru*

В стеллараторе Л-2М для измерения распределения плотности используется субмиллиметровый интерферометр Майкельсона на основе HCN-лазера (337мкм) с семью сферическими зеркалами в вакуумной камере [1]. Любое из этих зеркал может быть включено в оптическую схему интерферометра поворотом внешнего зеркала, позволяя осуществлять измерение фазового набега по определяемой им измерительной хорде. Центральная хорда проходит вблизи магнитной оси, а периферийная углубляется в плазму только до эффективного радиуса  $r/a \approx 0.8$ . Изолиниями плотности плазмы в стеллараторе являются достаточно хорошо рассчитываемые магнитные поверхности, не имеющие осевой симметрии. Восстановление профилей плотности производилось путём подбора параметров аппроксимирующих функций из некоторого четырехпараметрического семейства [2].

При стандартных для стелларатора Л-2М значениях средней концентрации плазмы  $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , при мощности ЭЦР-нагрева 100 - 150 кВт профиль плотности электронов является монотонным и хорошо приближается «параболой» -  $N_0[1 - (r/a)^p]$ . При таких малых мощностях нагрева средняя по хорде плотность монотонно спадает к периферии. С увеличением мощности профиль уплощается, чему соответствует рост величины  $p$ . При центральном нагреве для мощностей  $> 200$  кВт могут проявляться признаки немонотонной зависимости плотности от эффективного радиуса. При мощностях 500 кВт и более средняя плотность, почти одинаковая для центральных хорд, ближе к периферии растет вплоть до последней седьмой хорды. К середине импульса нагрева этот рост становится вполне достоверным, оканчиваясь резким спадом после окончания нагрева. Рост средней по хорде плотности ближе к краю плазмы является однозначным свидетельством наличия «ямы» в центре. С ростом мощности нагрева центральная часть профиля плотности плазмы становится все более плоской и расширяется, а при дальнейшем увеличении вкладываемой мощности профиль становится немонотонным, образуя «яму» в центре [3].

Подобный эффект при центральном ЭЦР нагреве, названный «rump out» эффектом, обнаружен в настоящее время на нескольких установках (в частности, на токамаке Т-10). Но наиболее сильно этот эффект проявляется на Л-2М, что связано, по-видимому, с очень высокими удельными мощностями ЭЦР нагрева.

Эксперименты по нецентральному нагреву при ЭЦР мощности до 750 кВт показали, что смещение зоны резонанса внутрь тора на  $1/3$  радиуса шнура приводит к существенным изменениям профиля плотности плазмы. Если при центральном нагреве таким мощностям соответствовали распределения с глубоким провалом плотности плазмы в центре, то здесь данные хордовых измерений допускают плоские профили радиального распределения, профили с небольшим центральным провалом или небольшим локальным минимумом в зоне ЭЦР нагрева. Но по семи хордовым измерениям с имеющимися пространственным разрешением и точностью нельзя достоверно различить эти варианты.

### Литература

- [1]. Князев А.В., Летунов А.А., Логвиненко В.П., ПТЭ 2004, вып.2, с. 105.
- [2]. Косарев Е.Л., Методы обработки экспериментальных данных. Физматлит 2008.
- [3]. Летунов А.А., Воронова Е.В., Гребенщиков С.Е., Логвиненко В.П., ХLI Международная Звенигородская конференция, Тезисы докладов, стр.73 (2014)

## РЕЗУЛЬТАТЫ ДИАГНОСТИКИ ДОПЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М В РЕЖИМАХ ЭЦ НАГРЕВА

А.А. Харчевский, Д.В. Малахов, \*В.А. Смирнов, Н.Н. Скворцова

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

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

*\*Московский государственный технический университет радиотехники электроники и автоматики, Москва, Россия*

Доклад посвящен исследованию эволюции комплексных спектров флуктуаций краевой плазмы в стеллараторе Л-2М в режиме ЭЦР нагрева при больших удельных энерговыкладах (до  $4 \text{ МВт/м}^3$ ). Такие удельные энерговыклады были достигнуты благодаря работе нового гиротронного комплекса МИГ-3 [1] при суммарной работе двух гиротронов (суммарная СВЧ-мощность до 1 МВт).

Исследования краевой плазмы проводились оптимизированной диагностикой доплеровской рефлектометрии [2, 3]. Диагностическое излучение вводилось в камеру стелларатора под углом  $12^\circ$  относительно тороидальной плоскости и различными углами в вертикальной плоскости относительно условной нормали к магнитной поверхности (от  $-10^\circ$  до  $12^\circ$ ). Для зондирования были выбраны частоты 37,5 ГГц и 36,3 ГГц. Было установлено, что для устойчивого приёма отраженного электромагнитного излучения существующей системой рефлектометра, необходимо проводить измерения при превышении средней плотности выше  $1,8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Для оцифровки аналоговых сигналов с детекторов применялись АЦП с частотой дискретизации до 5 МГц и измерительная плата ЛА-n10-12ETH (ЗАО "Руднев-Шилиев"), имеющая два синхронных 12 разрядных АЦП, с частотой оцифровки до 100 МГц каждый. Комплексные робастные спектры оценивались по временным выборкам во временных окнах 1–2 мс в течение разряда стелларатора, что позволило наблюдать их эволюцию во времени [4].

В экспериментах мощность одного гиротрона варьировалась от 200 до 600 кВт, второго от 200 до 400 кВт, изменялись длительности импульсов СВЧ излучения от 4 до 12 мс, а так же относительное время включения двух гиротронов. По результатам доплеровского рефлектометра были построены изменяющиеся в течение разряда робастные комплексные спектры флуктуаций плотности краевой плазмы для разных режимов удельных энерговыкладов, показано изменение полуширин спектров и доплеровского сдвига частоты (определенного по максимуму спектров) как от уровня вводимой мощности, так и от режима последовательного включения гиротронов.

### Литература

- [1]. Г.М. Батанов, В.И. Белоусов, Ю.Ф. Бондарь, В.Д. Степахин и др. Прикладная физика, 2012. № 6, С. 79-87.
- [2]. Пшеничников А.А., Терещенко М.А., Харчев Н.К. и др., Физика плазмы, 2005, том 31, №7, с. 604-611
- [3]. Чернов Н.А., Пшеничников А.А., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н. XXXIX Межд. (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. 2012. М68.
- [4]. А.К. Горшенин, В.Ю. Королев, Д.В. Малахов, Н.Н. Скворцова. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ №2012610923 20 января 2012)

## О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЗАРЯД ПЫЛИНОК В ПЛАЗМЕ ДИВЕРТОРА

Р.И. Голятина, \*Н.Х. Бастыкова, \*С.К. Коданова, \*Т.С. Рамазанов, С.А. Майоров

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва,  
Россия, e-mail: [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)*

*\*НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан, e-mail: [kodanova@mail.ru](mailto:kodanova@mail.ru)*

Исследование пылевой плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза стало важным направлением при реализации крупномасштабных экспериментов с термоядерной плазмой [1 – 3]. Определение механизма производства пыли, исследование взаимодействия пылинок с плазмой и с поверхностью термоядерного реактора, переноса пылинок, оценка их влияния на характеристики реактора и безопасность термоядерных устройств – все эти вопросы очень актуальны.

Основной целью данной работы является изучение влияния величины магнитного поля на заряд пылинок в плазме дивертора. Магнитное поле может играть существенную роль в формировании пристеночной плазмы дивертора и заряда пылинок. Перенос пылинок от поверхности дивертора в центральную зону, их испарение, во многом определяет состав пристеночной плазмы, и соответственно, ее транспортные характеристики.

В работах [4, 5] рассчитаны заряд пылинок с учетом магнитного поля в приближении ограниченных орбит (OML). В настоящей работе заряд пылинки определялся методом частиц в ячейках, учет столкновений ионов с атомами проводился методом Монте-Карло.

Рассматривался куб, в центр которого помещалась нейтральная макрочастица заданного размера с бесконечно большой массой, поглощающая заряд всех падающих на нее частицы плазмы. Начальное распределение электронов и ионов по координатам выбиралось равновероятным по объему куба, распределение по скоростям полагалось максвелловским.

Граничные условия выбирались так, чтобы поддерживались заданные на границе параметры плазмы – все попавшие на границу ионы и электроны отражались с соответствующими бесконечности функциями распределения. Далее решалось уравнения движения с учетом магнитного поля для электронов и ионов.

Расчеты проводились для следующих параметров плазмы дивертора [6]: плотность электронов и ионов были равными  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , температура электронов составляла 3 эВ, а ионов – 0,7 эВ. Были рассчитаны заряды пылинок с радиусами 0,5; 1; 2 мкм при значениях магнитного поля в диапазоне  $B = 10 \div 10^5 \text{ Гс}$ .

Работа поддержана грантом РФФИ-14-02-0502-а и Министерством образования и науки РК – грант 1573/ГФЗ (ЭП-14).

### Литература

- [1]. A. Yu. Pigarov, S. I. Krasheninnikov and et al. // *Physics of Plasmas* **12**, 122508 (2005)
- [2]. L. Vignitchouk, P. Talias and S. Ratynskaia // *Plas. Phys. Control. Fusion* **56**, 095005 (2014)
- [3]. В. Н. Цытович, Дж. Вингер // *УФН* **168**, 8, 899-907(1998)
- [4]. V. N. Tsytovich, N. Sato, G.E. Morfill // *New Journal of Phys.* **5**, 43.1-43.9 (2003)
- [5]. Y. Tomita, G. Kawamura, T. Yamada, O. Ishihara // *J. Plasma Fusion Ser.* **8**, 273-276 (2009)
- [6]. F.Taccogna, R. Schneider, K. Matyash, S.Longo, M. Capitelli, D. Tskhakaya // *Contrib. Plasma Phys.* **48**, 147-152 (2008)

## КОРОТКОВОЛНОВАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ – ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л2-М

Г.М.Батанов, В.Д.Борзосеков, Д.Г.Васильков, Е.М.Кончечков, Д.В.Малахов,  
К.А. Сарксян, В.Д.Степахин, Н.К. Харчев

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

При центральном нагреве плазмы в токамаках и стеллараторах [1-5] наблюдается эффект «быстрого выноса частиц» (density pump-out) из области ЭЦ нагрева, вызывающий уплощение профиля плотности и образование профилей с минимумом плотности заряженных частиц на оси плазменного шнура. До сих пор остается открытым вопрос о роли неустойчивостей плазмы в перестройке профилей плотности в процессе включения/выключения ЭЦ нагрева. В настоящей работе изучалась временная эволюция коротковолновой турбулентности методом обратного рассеяния излучения гиротрона на флукутациях плотности плазмы.

ЭЦ нагрев осуществлялся с помощью двух гиротронов с близкими значениями частот излучения (75 ГГц и 74,8 ГГц). Измерения обратного рассеяния выполнялись для одного из гиротронов. Второй гиротрон включался с задержкой 4 мсек относительно первого, совместное включение гиротронов продолжалось 4 мсек, затем следовало выключение одного из них. Далее через 4 мсек выключался и второй гиротрон. Мощность каждого гиротрона составляла 0,15—0,25 МВт (суммарная удельная мощность ЭЦ нагрева 1,2—2 МВт/м<sup>3</sup>). При центральном ЭЦ нагреве плотность плазмы после включения первого гиротрона нарастала за 1 мсек до  $1,5 \pm 1,6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, далее падала за 5 мсек до  $1,3 \pm 1,4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и вновь нарастала до конца ЭЦ нагрева (12 мсек) до  $1,8 \pm 2,0 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Температура электронов в центральной области после включения второго гиротрона удваивалась за 2 мсек, а после его выключения плавно спадала к концу ЭЦ нагрева. Плотность энергии турбулентных полей, отнесенная к плотности тепловой энергии электронов,  $E^2/nTe$  после включения второго импульса ЭЦ нагрева растет в течение 2 мс, а затем падает после отключения второго импульса по мере падения температуры электронов и роста плотности плазмы. Эволюция плотности энергии турбулентности во времени представляет собой всплески продолжительностью 0,1—0,3 мс.

При нецентральном ЭЦ нагреве мощность каждого гиротрона составляла 0,4 МВт и перед выполнением экспериментов проводилась боронизация вакуумной камеры. Это обеспечило падение плотности плазмы от  $2,2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> до  $1,2 \pm 1,6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> к концу ЭЦ нагрева. Температура электронов в центральной области плазмы увеличивалась после включения мощности второго гиротрона в 2—3 раза, а затем после его выключения спадала до уровня, превышающего уровень на момент включения второго гиротрона. Плотность энергии турбулентных полей  $E^2/nTe$  после включения второго гиротрона возрастала по мере роста температуры электронов и падения плотности плазмы. При выключении мощности второго гиротрона наблюдалась медленная релаксация плотности энергии турбулентных полей.

Таким образом, причиной изменения аномального переноса при включении/выключении ЭЦ нагрева может являться изменение уровня коротковолновой турбулентности.

Работа выполнена при финансовой поддержке российского фонда РОФСОН.

### Литература

- [1]. TFR Group.- Nucl. Fusion, 1985, V25, p.1011
- [2]. Ercmann V., Gasparino V., - Pl. Phys. Control. Fusion, 1994, V36. p.1869
- [3]. Renner H. et al. - Pl. Phys. Control. Fusion, 1989, V31. p.1539
- [4]. Stroth U. et al. – Phys.Rev.Lett., 1999, V82, p.928
- [5]. Andreev V.F. et al. - Pl. Phys. Control. Fusion, 2004, V46. p.319

## ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ Т-10 И Т-15

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

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ

Системы генерации внешних магнитных полей используются для управления винтовыми МГД возмущениями и для оптимизации процессов взаимодействия плазмы с поверхностью первой стенки в токамаке. В докладе рассматриваются проекты оборудования таких систем в токамаках Т-10 и Т-15 и анализируется их влияние на устойчивость плазмы в режимах с омическим и СВЧ нагревом плазмы.

На токамаке Т-10 система внешних полей состоит из 16 катушек, расположенных равномерно по обходу тора симметрично относительно экваториальной плоскости тора вне вакуумной камеры токамака (Рис.1а). Система предназначена для генерации квазистационарных стохастизирующих полей. Питание обмоток, объединенных попарно, осуществляется от тиристорных преобразователей ВДУ-1250 с номинальным током 1250 А и выходным напряжением до 44 В. Дистанционное управление системой питания обеспечивается из пультовой Т-10 с помощью удаленных контроллеров S7-400. Приводятся результаты расчетов внешних магнитных полей при различных токах в обмотках. Для увеличения амплитуды внешних винтовых магнитных полей на токамаке Т-10 рассматривается проект оборудования дополнительных восьми седловых обмоток, расположенных симметрично сверху и снизу относительно экваториальной плоскости тора и охватывающих до 20% поверхности квадранта (Рис.1б). Система обеспечивает генерацию квазистационарных и импульсных (10 Гц) магнитных полей с амплитудой до 20 Гс вблизи резонансной магнитной поверхности  $q=2$ . Влияние внешних полей на устойчивость плазмы анализируется с помощью модели тиринг-мод в вязкой вращающейся плазме. Расчеты показывают возможность дестабилизации запертых тиринг-мод при вращении плазмы с частотами до 5 кГц при омическом нагреве плазмы в токамаке Т-10.

На Т-15 планируется оборудовать систему генерации внешних резонансных магнитных полей, состоящую из 48 обмоток, расположенных внутри вакуумной камеры токамака (16 обмоток в экваториальной плоскости; 16 обмоток в верхнем конусе; 16 обмоток в нижнем конусе). Обмотки рассчитаны на ток до 5.5 кА. Источник питания обмоток обеспечивает выходной ток для каждой обмотки до 5.5 кА с частотой до 1.5 кГц. Разрабатываемая конфигурация обмоток позволяет создавать магнитные поля с полоидальными и тороидальными гармониками  $m=1-6$ ,  $n=1-4$ . Приводятся результаты расчетов внешних магнитных полей при различных токах в обмотках.

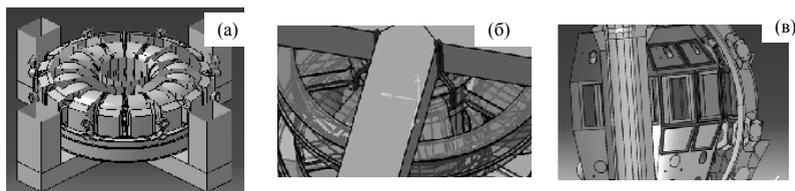


Рис. 1 Схематичное размещение внешних обмоток на токамаках Т-10 и Т-15

Работа выполнена при содействии Росатом №Н.4х.44.90.13.1101 и РФФИ (15-02-99552А).

## ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ ПО ИЗЛУЧЕНИЮ В МЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ ПРИ НЕЦЕНТРАЛЬНОМ ЭЦР НАГРЕВЕ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

А.И.Мещеряков, И.Ю. Вафин, Ю.А. Бурдаков

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

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

Измерения электронной температуры, профиля электронной температуры плазменного шнура, по мягкому рентгеновскому излучению в силу хордового характера этих измерений и неоднородного распределения температуры, вносят искажения в значения измеренной температуры.

При нецентральной нагреве плазмы в стеллараторе Л-2М ( $R = 1.0$  м,  $a_p = 11.5$  см,  $B_0/B_{ci} = 12.9$  Т,  $B_0/B_{ci} = 0.95$ ,  $P_{ECRH} = 500$  кВт,  $n_e \approx 1 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>), область поглощения СВЧ излучения отстоит от центра плазменного шнура на расстоянии примерно 5 см, и имеет более высокую температуру, чем на оси плазменного шнура. Такой немонотонный характер профиля электронной температуры затрудняет интерпретацию полученных SXR диагностиками хордовых сигналов в большей степени, чем при центральном нагреве. В этих условиях возникает необходимость изучить искажения, вносимые в спектр мягкого рентгеновского излучения, определить, имеется ли в принципе возможность методом фольг измерять провальный профиль электронной температуры. Целью данной работы явилось исследование характера и величины вносимых в измерения искажений в условиях нецентрального нагрева.

Задача решалась методом моделирования SXR излучения плазмы. Результаты моделирования, в некоторой своей части, представлены на рис.1. Сплошная линия - заложенный в модель профиль электронной температуры, звездочки – значения, полученные в ходе моделирования. Расчеты показали, что при измерениях профиля электронной температуры методом фольг в принципе имеется возможность детектировать «провал» в профиле, но при этом температура центральных областей плазменного шнура завышается.

В ходе моделирования обнаружилось, что искажениям подвержен и спектр мягкого рентгеновского излучения. В работе проводится сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными.

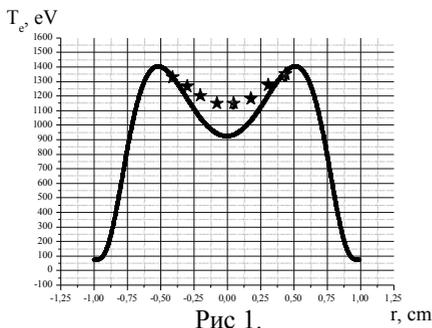


Рис 1.

r, cm



**СЕКЦИЯ  
«ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ»**

**SECTION  
«INERTIAL FUSION»**



## ТЕРМОЯДЕРНЫЕ МИШЕНИ ПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ МЕГАДЖОУЛЬНОГО УРОВНЯ

Н.В. Змитренко<sup>1</sup>, Г.А. Вергунова<sup>2</sup>, С.Ю. Гуськов<sup>2</sup>, Н.Н. Демченко<sup>2</sup>, И. Я. Доскоц<sup>2</sup>,  
П.А. Кучугунов<sup>1,2</sup>, В.Б. Розанов<sup>2</sup>, Р.В. Степанов<sup>2</sup>, Р.А. Яхин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия*  
*e-mail: zmitrenko@imamod.ru*

<sup>2</sup>*Физический институт им П.Н. Лебедева 119991 Москва, Россия*

В докладе представлены результаты численных и теоретических исследований возможностей искрового зажигания сферической термоядерной мишени прямого облучения в виде тонкой двухслойной оболочки при воздействии профилированного импульса излучения второй гармоники Nd-лазера с энергией порядка 2 МДж. Предложен класс мишеней, параметры которых отвечают условиям повышенной устойчивости сжатия. Достаточно низкие аспектные отношения слоя DT-льда лежат в диапазоне 6 – 10. Динамические характеристики сжатия таких мишеней, обеспечивают испарение большей части вещества аблятора в процессе имплозии, что может служить фактором эффективной абляционной стабилизации развития гидродинамической неустойчивости на стадии ускорения мишени и низкого уровня перемешивания вещества аблятора с DT-горючим на стадии ее сжатия. Профилированный лазерный импульс, согласованный с мишенями предложенного класса имеет длительность 10 – 11 нс, при контрасте профилирования по мощности около 40 и максимальном ее значении 400 ТВт.

Анализ эффективности мишеней и оптимизация их параметров основывались на двух группах численных расчетов, выполненных по одномерным гидродинамическим программам. Одна из них представляет собой расчеты поглощения излучения профилированного во времени лазерного импульса, включая расчет полного коэффициента поглощения за счет обратного тормозного и резонансного механизмов, а также расчет пространственного распределения нагрева мишени в условиях реальной геометрии облучения в схеме фокусировки 192 лазерных пучков Российского проекта мегаджоульной установки. Вторая группа расчетов была посвящена численному моделированию полного цикла эволюции мишени под действием импульса поглощенного лазерного излучения и определению коэффициента термоядерного усиления.

Численные расчеты продемонстрировали возможность достижения коэффициента усиления предложенных мишеней на уровне 40 при сжатии до конечного значения поверхностной плотности  $1,5 \text{ г/см}^2$ . Мишени способны обеспечить зажигание даже при двукратном уменьшении поверхностной плотности за счет перемешивания DT-горючего с остаточным веществом аблятора. Кроме того, характеристики сжатия и горение мишеней обладают достаточно слабой чувствительностью к рассогласованию параметров мишени и лазерного импульса, а также к вариациям моделей уравнения состояния и транспортных свойств.

## БЫСТРОЕ ЦЕНТРАЛЬНОЕ ЗАЖИГАНИЕ МИШЕНЕЙ ИНЕРЦИАЛЬНОГО СИНТЕЗА ПУЧКОМ ИОНОВ

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

*С.-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия, e-mail: sherman@VS8325.spb.edu*

*\*Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, e-mail: guskov@sci.lebedev.ru*

*\*\*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, e-mail: zmitrenko@imamod.ru*

Нагрев пучком высокоэнергетичных ионов внутренней области предварительно сжатой мишени инерциального термоядерного синтеза (ИТС) без использования направляющего канала представляется на сегодня наиболее перспективным методом быстрого зажигания. В работе представлены результаты комплексного численного моделирования всего цикла эволюции мишени ИТС при быстром зажигании ионным пучком. Гибридный расчет включал три составные части. На первой стадии по одномерной гидродинамической программе ДИАНА [1] рассчитывалось сжатие мишени. На второй стадии по одномерной кинетической программе БИН [2] моделировался нагрев ионным пучком неоднородной плазмы с распределением плотности и температуры, соответствующей моменту максимального сжатия мишени и определялось пространственное распределение температуры плазмы нагретой ионным пучком. На заключительной стадии по одномерной гидродинамической программе ТЕРА [3] моделировалось термоядерное горение мишени с распределением плотности, полученным на первой стадии расчетов и распределением температуры, полученным на второй стадии расчетов. Рассчитывался полный коэффициент усиления мишени, как отношение выделившейся энергии реакций синтеза к суммарной энергии лазерного импульса и ионного пучка. В качестве объектов исследования были выбраны базовый вариант мишени быстрого зажигания европейского проекта HiPER и некриогенная мишень с горючим в виде дейтерий-тритиевого гидрида бериллия (BeDT), сжимаемые соответственно лазерными импульсами с энергиями 130 кДж и 1,3 МДж. Рассматривались пучки легких, средних и тяжелых ионов: углерода, ванадия и золота.

Максимальные значения коэффициента усиления, полученные в расчетах, составили примерно 60 для мишени HiPER и 30 для BeDT-мишени. Как показали расчеты, если ионы в пучке обладают необходимой начальной энергией для создания брэгговского температурного пика в центре мишени, различия в типе ионов, имеют второстепенный характер. Установлены зависимости энергии зажигающего ионного пучка и коэффициента усиления от ширины гауссовского энергетического спектра ионов пучка. Обсуждается влияние на зажигание пространственного распределения температуры и плотности предварительно сжатой мишени. Образование относительно горячей и малоплотной области в центре сжатой мишени с температурой несколько кэВ (что является естественным результатом сферической имплозии), снижает энергию зажигающего ионного пучка и ослабляет требование к допустимой ширине энергетического спектра ионов.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-02-00430-а.

### Литература

- [1]. Змитренко Н.В., Карпов В.Я., Фадеев А.П. и др., ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1982, **2**, 38.
- [2]. Gasparyan O. R., Gus'kov S. Yu., Il'in D. V. et al., J. Russian Laser Research, 2013, **34**, 33.
- [3]. Gus'kov S.Yu., Il'in D.V., Levkovsky A.A. et al., Laser and Particle Beams, 1998, **16**, 129.

## ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ НЕПРЯМОГО СЖАТИЯ МИШЕНЕЙ В УСЛОВИЯХ БЛИЗКИХ К УСТАНОВКЕ NIF ПРИ ЭНЕРГИИ 1,5 МДЖ

Розанов В.Б., Вергунова Г.А.

*Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия, e-mail: [verg@sci.lebedev.ru](mailto:verg@sci.lebedev.ru)*

Предложена одномерная модель сжатия не прямых мишеней, соответствующая условиям сжатия на установке NIF, позволяющая анализировать экспериментальные результаты.

Модель воспроизводит известные из литературы данные по измерению значения радиационной температуры в полости и по скорости движения оболочек.

Модель основана на программе РАДИАН. Физико-математическая модель, положенная в основу этого кода, содержит уравнения движения, непрерывности, уравнения изменения энергии для электронной и ионной компонент, уравнения состояния вещества для ионов и электронов. Учитывается электрон-ионный обмен, классическая спитцеровская теплопроводность, имеется возможность снижения теплопроводности, например, с целью лучшего соответствия экспериментальным данным. Предусмотрена возможность использования различных уравнений состояния вещества. Спектральный перенос излучения рассматривается в многогрупповом приближении, количество спектральных групп может достигать 1300. В частности, наличие базы оптических данных позволяет использовать эту программу для анализа процессов в термоядерных мишенях, в которых излучение является существенным

Постановки включают изменение нагревающего импульса (режимы “low-foot” и “high-foot”), изменение аблятора, размеров и состава слоев мишени. На основе этой модели удастся проследить значения температуры, плотности, адиабаты Ферми и других параметров мишени на стадии сжатия и горения, влияющих на окончательный термоядерный выход. Расчеты воспроизводят опубликованные в печати основные характеристики и параметры плазмы и динамики сжатия мишеней при воздействии рентгеновского импульса. Путем подбора размеров мишени мы добились соответствия расчетов и эксперимента. Тем самым разработанная модель реализует платформу, с помощью которой можно проследить основные тенденции процессов и роль различных факторов, влияющих на параметры сжатия.

## ФОРМИРОВАНИЕ УЗКОНАПРАВЛЕННОГО ПУЧКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 100-НС УФ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С МИШЕНЯМИ

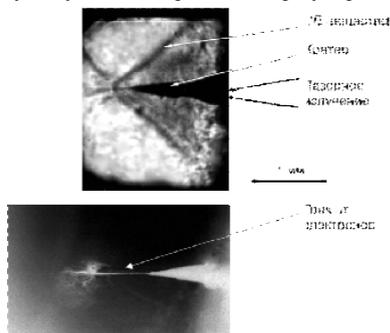
В.Д. Зворыкин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия,

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

Быстрые “надтепловые” электроны с энергиями в десятки кэВ, значительно превышающими среднюю энергию электронов в лазерной плазме, генерируются вследствие развития параметрических неустойчивостей в плазменной короне [1]. Этот процесс, ограничивает максимальную интенсивность наносекундных лазерных импульсов, используемых для прямого сжатия термоядерных мишеней ЛТС величинами  $10^{14} - 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> [2]. Обратная ситуация в схемах ЛТС с быстрым зажиганием – здесь узконаправленный пучок электронов, ускоренных до энергии  $\sim 1$  МэВ, за  $\sim 20$  пс должен передать в предварительно сжатую мишень энергию  $\sim 20$  кДж, для чего требуются очень высокие интенсивности  $\sim 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> при пиковой мощности импульса несколько петаватт.

В наших экспериментах узконаправленный пучок МэВ-ных электронов генерировался в сопутствующем направлении при умеренных интенсивностях излучения  $10^{12} - 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>.



При фокусировке узкополосного УФ излучения KrF лазера ( $\lambda = 248$  нм,  $\Delta\lambda \sim 10^{-3}$  нм) с энергией импульсов до 100 Дж и длительностью 100 нс на мишени из полиметилметакрилата (оргстекла) в пятно  $\sim 100$  мкм возникла существенно двумерная гидродинамическая картина, при которой фронт абляции двигался со сверхзвуковой скоростью (4–5) км/с (при скорости звука в оргстекле 2,7 км/с) и генерировал ударную волну в форме конуса Маха [3]. Из-за радиального расталкивания вещества в мишени формировался глубокий ( $\sim 1$  мм) конический кратер (см. изображение сверху).

Интересной и неописанной ранее особенностью такого режима взаимодействия является очень узкий (с диаметром  $\sim 40$  мкм) и протяженный канал, уходящий на  $\sim 1$  мм от вершины кратера (см. изображение внизу). Происхождение канала не может быть связано с самофокусировкой УФ излучения в оргстекле, так как его глубина проникновения составляет несколько микрон. Скорее всего, канал представляет собой след, оставленный коллимированным пучком быстрых электронов, который сформировался благодаря эффективному развитию параметрических плазменных неустойчивостей на большой длине нелинейного взаимодействия узкополосного лазерного излучения с эрозивной плазмой в глубоком кратере. Наблюдается и характерная картина распада пучка электронов при его торможении в оргстекле. Оцененная по длине пробега энергия электронов составляет  $\sim 0,4$  МэВ, что на порядки превышает электронную температуру плазменной короны  $\sim 100$  эВ [3].

### Литература

- [1]. В.П. Силин “Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму”. М.: Наука, 1973.
- [2]. S. Atzeni, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **51**, 124029 (2009).
- [3]. V.D. Zvorykin, V.G. Bakaev, I.G. Lebo, G.V. Sychugov, *Laser and Particle Beams*, **22**, 51 (2004).

## ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ПРОТОНОВ ИЗ НИЗКОПЛОТНЫХ МИШЕНЕЙ И НОВЫЕ РАДИОАКТИВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Брантов А.В., Быченков В.Ю.

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия,  
e-mail: [brantov@sci.lebedev.ru](mailto:brantov@sci.lebedev.ru)*

Лазерные методы ускорения ионов до высоких энергий вот уже более десяти лет привлекают повышенный интерес благодаря возможности применений пучков ионов в управляемом термоядерном синтезе, в ядерной физике, в радиографии, а также в медицине, для получения короткоживущих изотопов и для адронной терапии.

В связи с тем, что современные технологии позволяют получать малоплотные плоские мишени (аэрогели, нанопористые материалы), отвечающие плотности электронов от нескольких до нескольких десятков критических, возникает вопрос не позволит ли их использование более эффективно ускорять ионы. Данная работа дает положительный ответ на этот вопрос, доказывает, что энергия ускоренных частиц может быть увеличена с использованием мишеней, имеющих электронную плотность порядка релятивистской критической, и количественно устанавливает предел увеличения максимальной энергии ионов.

С использованием трехмерного численного моделирования, найдены оптимальные режимы ускорения протонов из тонких фольг и низкоплотных мишеней, облучаемых коротким мощным лазерным импульсом. Продемонстрировано, что максимальная энергия может быть увеличена с использованием малоплотных мишеней с плотностью порядка релятивистской критической плотности. Показано, что короткий лазерный импульс с энергией порядка 3 Дж может ускорять протоны до энергии в 70 МэВ с использованием мишеней с плотностью порядка 10 критических плотностей.

Одно из наиболее перспективных применений пучков ионов, ускоренных лазерными методами, состоит в их использовании для инициирования ядерных реакций. Широко обсуждается возможность генерации направленных пучков нейтронов и получения короткоживущих изотопов, необходимых, например, для ядерной медицины.

В данной работе показывается возможность использования лазерно-ускоренных пучков протонов и дейтронов для производства радиоактивных медицинских изотопов для однофотонной эмиссионной компьютерной томографии и позитрон эмиссионной томографии, а также для получения направленных пучков нейтронов, используемых для терапии на быстрых нейтронах и борзахватной терапии онкологических заболеваний. На основе проведенных исследований приводятся параметры лазеров и мишеней, необходимые для генерации пучков ионов для наработки изотопов в необходимых количествах [1].

### Литература

- [1]. Bychenkov V.Yu., Brantov A.V., Mourou G. Laser and Particle beams, 2014, **32**(4), 605.

## УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СЛОЕМ ПЛАЗМЫ С АНИЗОТРОПНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ

К.Ю.Вагин, С.А.Урюпин

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

При ионизации атомов вещества в поле фемтосекундного импульса лазерного излучения образуется плазма с анизотропным распределением электронов по скоростям. Свойства такой плазмы существенно отличаются от свойств равновесной плазмы. Появление новых закономерностей отражения и поглощения излучения анизотропной плазмой обусловлено влиянием переменного магнитного поля на кинетику электронов. Другой причиной новых свойств, как показано в работе [1], является аperiодическая неустойчивость Вейбеля, которая может приводить к значительному усилению поля электромагнитного излучения при его отражении занимающей полупространство анизотропной плазмой.

В настоящем сообщении в рамках кинетического подхода к описанию динамики электронов изучен эффект усиления излучения, проходящего через занимающий область пространства  $0 < z < L$  слой плазмы с аксиально-симметричным относительно оси  $z$  бимаксвелловским распределением электронов по скоростям. Показано, что усиливающаяся часть прошедшего через плазменный слой поля

$$E_t^{(y)}\left(t - \frac{z-L}{c}\right) = \sum_{n=1}^{N(L)} (-1)^n E_n(L) \cdot \exp\left[\gamma_n(L)\left(t - \frac{z-L}{c}\right)\right], \quad z > L, \quad (1)$$

складывается из пропорциональных  $E_n(L)$  парциальных вкладов, возникающих из-за усиления возмущений поля, созданных падающим импульсом в слое. При этом усиливаются те возмущения поля, структура которых отвечает собственным неустойчивым модам слоя анизотропной плазмы, каждая из которых нарастает во времени с инкрементом  $\gamma_n(L)$ .

Полное число неустойчивых мод в слое толщиной  $L$  составляет  $N(L)$  и зависит от степени анизотропии распределения электронов. Представленная на рисунке кривая демонстрирует зависимость отношения  $E_t^{(y)}$  на границе слоя  $z = L$  к амплитуде поля в падающем импульсе  $E_L$  от толщины плазменного слоя  $L$ , отнесенной к  $\delta = \pi c / \omega_L$ . Кривая отвечает моменту времени равному десяти обратным максимальным инкрементам вейбелевской неустойчивости. Максимальное по величине усиление прошедшего поля достигается в слое толщиной  $L \approx 0.5\delta$ . С дальнейшим увеличением  $L$  усиливающаяся часть прошедшего поля быстро спадает по абсолютной величине и уже при  $L \approx 2\delta$  становится меньше амплитуды поля в падающем импульсе и эффект усиления пропадает. В условиях оптимального усиления, когда  $L \approx 0.5\delta$ , и в момент времени, для которого построен рисунок, плотность потока прошедшего через плазму излучения превышает плотность потока пробного излучения более чем на три порядка.

### Литература

- [1]. Вагин К.Ю., Урюпин С.А. Физика Плазмы, 2013, т.39, с.759.

## ГЕНЕРАЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ТОКОВ В ПЛАЗМЕ УЛЬТРАКОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Е. Гришков, С.А. Урюпин

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

Нелинейные токи в плазме, возникающие при воздействии импульсов лазерного излучения, исследуются сравнительно давно. В современных экспериментах используются импульсы, длительность которых сравнима или даже меньше характерного времени свободного пробега электронов. Для правильного описания нелинейных токов на столь малых временах, необходим учет изменения амплитуды высокочастотного поля за время меньшее времени свободного пробега электронов. Некоторые результаты соответствующего кинетического описания нелинейных токов представлены в настоящем докладе.

Рассмотрено воздействие на плазму импульса лазерного излучения с волновым числом  $\bar{k}$  и частотой  $\omega$ , большей плазменной частоты электронов, бегущего со скоростью  $c_m$ , близкой к скорости света в плазме. Из кинетического уравнения получено – линеаризованное по квадрату амплитуды высокочастотного поля – уравнение для части функции распределения электронов, слабо изменяющейся за время  $1/\omega$ . Из этого уравнения найдена порождаемая лазерным импульсом малая поправка к исходному распределению Максвелла и получено общее выражение для плотности нелинейного тока. Выражение для нелинейного тока исследовано в зависимости от соотношения между временем  $t_p$ , определяющим длительность импульса, и временем  $1/\nu$ , где  $\nu$  – частота столкновений электронов. Асимптотические аналитические результаты дополнены численными расчетами, выполненными для плотности потока излучения вида  $\sim \exp[-(t-z/c_m)^2/t_p^2]$ , при  $z=0$ . На рисунках представлены главные вклады в плотность тока, для трех значений параметра  $\nu t_p = 0.1, 1, 10$ . На рис. 1 сплошными линиями представлена функция  $I_g$ , отвечающая сумме всех вкладов в нелинейный ток, пропорциональных градиенту  $\partial|v_E|^2/\partial\bar{r}$  и обезразмеренных на  $-ent_p\partial|v_E|^2/\partial\bar{r}$ , где  $e$  – заряд,  $n$  – плотность,  $|v_E|$  – амплитуда осцилляций скорости электронов. Сплошными кривыми на рис. 2 представлена функция  $I_d$ , отвечающая плотности тока увлечения, обезразмеренной на  $en|v_E|^2\bar{k}/\omega$ . Штрих-пунктирные кривые описывают плотность энергии поля в импульсе. Из рисунков видно в какой мере уменьшение длительности импульса ведет к уменьшению вкладов в плотность тока.

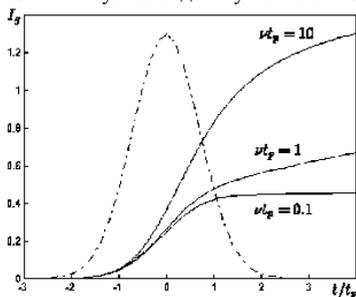


Рис. 1

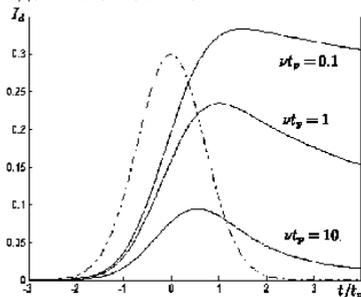


Рис. 2

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-02-00744).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СЖАТИЯ МЕГААМПЕРНОГО Z-ПИНЧА С АВТОПРЕДЫОНИЗАЦИЕЙ НА УСТАНОВКЕ "АНГАРА-5-1"

В.В. Александров, Г.С. Волков, Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук,  
С.Ф. Медовщиков, Г.М. Олейник, \*А.А. Рупасов, И.Н. Фролов

*ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований",  
Москва, Троицк, Россия, e-mail: [volkov@triniti.ru](mailto:volkov@triniti.ru)  
\*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

Одним из перспективных направлений реализации импульсного термоядерного синтеза является использование мягкого рентгеновского излучения для обжарки сферических термоядерных мишеней. В настоящее время наибольший прогресс достигнут в схеме непрямого обжарки мишеней мягким рентгеновским излучением, генерируемым мощными импульсными лазерами или Z-пинчами, создаваемыми импульсными сильноточными электрическими генераторами наносекундного диапазона длительности.

Среди схем непрямого обжарки сферических мишеней с использованием излучения Z-пинчей наиболее перспективными являются схема динамического "хольраума", предложенная в работе [1], и схема статического "хольраума" с двумя отдельными пинчами предложенная в работе [2]. В обеих схемах одним из ключевых моментов является генерация мощного импульса мягкого рентгеновского излучения либо при сжатии Z-пинча (схема с двумя пинчами), либо при соударении внешней ускоренной оболочки с внутренней полостью цилиндрической оболочки, внутри которой находится облучаемая сферическая мишень (каскадная схема). В схеме динамического "хольраума" получена высокая плотность облучения мишени, но не удается реализовать высокую однородность ее облучения.

В работе экспериментально исследована схема пинча с высокой начальной аксиальной неоднородностью распределения массы сжимаемого вещества. В качестве нагрузки сильноточного генератора "Ангара-5-1" использовалась каскадная сборка, состоящая из двойной многопроволочной сборки из вольфрамовых проволочек и внутренней, соосной с ней, пенной цилиндрической оболочки расположенной симметрично относительно высоковольтных электродов концентратора. Длина пенной цилиндрической оболочки составляла половину от величины межэлектродного зазора катод-анод, а ее диаметр был равен диаметру внутренней многопроволочной сборки. Экспериментально показано, что для динамики сжатия такой нагрузки характерны две стадии: сжатие многопроволочной нагрузки у катода и анода, с образованием двух отдельных пинчей и сжатие, с задержкой, центральной части нагрузки, включающей пенную цилиндрическую оболочку. Существенно, что сжатие центральной части пинча предшествует интенсивное облучение пены мягким рентгеновским излучением, переводящим ее из твердотельного состояния в плазменное состояние. Используя данную схему можно повысить однородность облучения мишени за счет дополнительного излучения катодного и анодного пинчей.

Работа выполнена по контракту с Росатомом от 16.05.2013 № Н.4х.44.90.13.1108 и при поддержке гранта РФФИ № 14-02-00438-а.

### Литература

- [1]. Smirnov V.P. Plasma Phys. Control Fusion, 1991, **33**, 1697.
- [2]. Olson R.E., et al. Fusion Technol., 1999, **35**, 260.

## ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ПРОНИКНОВЕНИЯ ИНДУЦИРОВАННОГО ТОКОМ ПОЛЯ ВНУТРЬ ТРУБЧАТОГО ЭЛЕКТРОДА ПРИ ЛИНЕЙНОЙ ПЛОТНОСТИ СУБМИКРОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ТОКА 1-3 МА/СМ

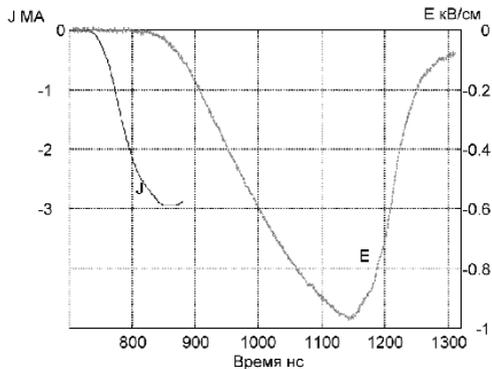
Е.В. Грабовский, В.В. Джангобегов, Г.М. Олейник, \*П.В. Сасоров, \*\*С.И. Ткаченко

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

\*ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва;

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

Для измерения скорости проникновения магнитного поля внутрь трубчатого электрода при линейной плотности субмикросекундного импульса тока 1–3 МА/см была проведена серия экспериментов на установке Аггара-5-1. Использовались трубки, изготовленные из нержавеющей стали высотой 12 или 6 мм и внешним диаметром 12,2 мм или 3 мм соответственно. Электрическое поле, возникающее на внутренней поверхности трубки, измерялось с помощью резистивного делителя. За счет того, что толщина стенки электрода (1 мм) заметно превышает глубину скинирования тока (рассчитанную для проводимости холодного металла и времени достижения амплитудного значения тока ~100 нс), электрическое поле на внутренней поверхности трубки появляется уже после достижения током амплитудного значения – по мере диффузии тока сквозь толщу металла. Во всех экспериментах после достижения максимального значения напряженность электрического поля не обращалась в ноль, а имела величину, сопоставимую со своим амплитудным значением (см. рис.). Это может свидетельствовать о том, что спад напряженности электрического поля на внутренней поверхности трубки обусловлен не образованием плазмы на ней, а другими процессами, например, изменением сопротивления трубки, или образованием плазмы на ее внешней поверхности.



Временные профили тока  $J$  через трубку и электрического поля  $E$  на ее внутренней поверхности, зарегистрированные в эксперименте (внешний диаметр трубки 12,2 мм)

В рамках одномерной МГД модели проведены численные расчеты физических процессов, которые происходят в трубке при пропускании через нее субмикросекундных импульсов тока с амплитудой линейной плотности в диапазоне 1–3 МА/см. Результаты расчетов совпадают с экспериментальными данными.

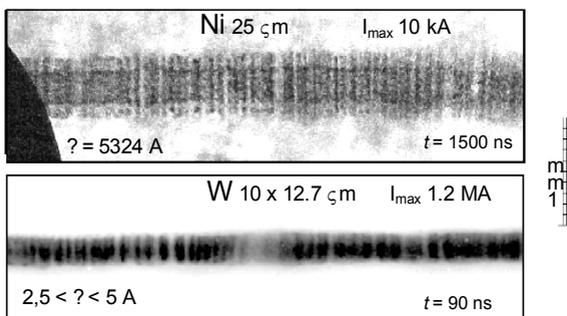
Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Госкорпорации Росатом в рамках государственного контракта от 16.05.2013 г. № Н.4х.44.90.13.1108, а также в рамках проектов Министерства образования № 3.522.2014/К и РФФИ 14-0100678.

## О МЕХАНИЗМЕ СТРАТООБРАЗОВАНИЯ ПРИ НАНОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРОВЗРЫВАХ ТОНКИХ ПРОВОДНИКОВ

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

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, vnr@inbox.ru*

Поперечная стратификация вещества в канале разряда — одно из наиболее красивых и загадочных явлений, сопровождающих быстрый электрический взрыв тонких проводников (ЭВП). Изображения, полученные в экспериментах при самых разных параметрах ЭВП, показывают, что в определённый момент kern проволоочки как бы разбивается на «слои» чередующейся плотности (рисунок). При ЭВП на сильноточных генераторах стратификация появляется, как правило, только в определённой фазе разрушения проводника. На установках с относительно небольшим энерговыделением возникающая в ходе взрыва поперечная структура долгоживущая: страты, постепенно увеличиваясь в диаметре, способны просуществовать не сдвигаясь и практически не изменяясь вплоть до полного испарения вещества и опустошения разрядного промежутка.



Стратовая структура в кернах никелевой и вольфрамовой проволоочек при различных условиях ЭВП в вакууме. Фрагменты изображений, полученных с помощью лазерного (вверху) и рентгеновского (внизу) зондирования

За более чем столетнюю (отсчитывая от работы [1]) историю исследования стратификации появилось большое количество теоретических моделей этого явления (см. обзор в [2]), однако удовлетворительно объяснить его до сих пор не удалось. Связано это, как нам кажется, со следующими обстоятельствами. 1) Большинство моделей базируется на привлечении тех или иных эффектов МГД, т.к. считается, что основной причиной раскочки всех развивающихся в процессе ЭВП неустойчивостей может быть только ток, протекающий в канале разряда. Однако это справедливо лишь для самой ранней, возможно ещё линейной, стадии разряда, в то время как из эксперимента известно, что развитая система страт появляется только в фазе паузы тока (либо заведомо позже момента переключения тока с проволоочки на корону). 2) До сих пор остаются недостаточно изученными физические процессы, приводящие к формированию самого керна. В частности, очень важное для возникновения системы страт значение имеет «трубчатость» строения керна.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 12-02-01372.

### Литература

- [1]. F. Wehner, Ann. Physik 32, 49 (1910).
- [2]. K. Jakubiuk. Mechanizmy rozpadu prazkowego eksplodujacych przewodow. Zeszyty naukowe Politechniki Gdanskiej. Elektryka. 1994, v. 75, 88 p. (польск.)

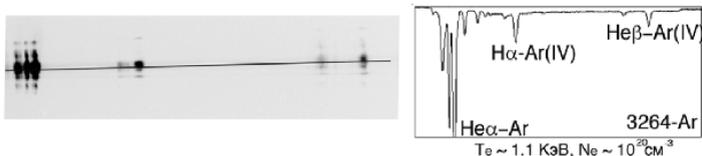
## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПИНЧА С ГАЗОВЫМ НАПУСКОМ МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Т.А. Шелковенко, Н. Чи\*, Ф. ДеГруши\*, Д.А. Хаммер\*, С.А. Пикуз

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

*\*Корнельский университет, Итака, США*

Эксперименты с нагрузкой, состоящей из трех газовых оболочек, проводятся на высокопоточной установке COBRA из Корнельского университета. COBRA – высокопоточный генератор с регулируемым фронтом импульса (100–240 нс) и током (800–1200 кА) является очень удобным для исследования влияния формы, амплитуды и производной тока на стадию пинчевания сложной газовой нагрузки. Исследовались нагрузки из сочетаний газов неона, аргона и криптона в различных сочетаниях при анод-катодном промежутке 25 мм и диаметре внешней оболочки 60 мм. Разные стадии формирования пинча контролировались диагностиками, работающими в оптическом, УФ и рентгеновском диапазонах. Стадия пинчевания изучалась методами изображения пинча в рентгеновском диапазоне с применением камер-обскуров с разными отверстиями и фильтрами, а также методом рентгеновской спектроскопии. Временные характеристики рентгеновского излучения и излученная энергия и Z-пинча с газовым напуском регистрировались калиброванными алмазными фотодетекторами с различными фильтрами и Si-диодом с жестким фильтром. Исследовалась также стадия распада Z-пинча для сравнения с другими видами Z и X пинчей. Эксперименты показали ярко выраженную зависимость интенсивности рентгеновского излучения во всех диапазонах от формы импульса тока (производной тока) [1]. В экспериментах были найдены нагрузки, длительности и формы импульсов тока, обеспечивающие максимальный выход мягкого рентгеновского излучения (>200 эВ). В таком режиме был получен большой (25 x 0,5 мм) и интенсивный источник мягкого рентгеновского излучения. Интенсивность жесткого излучения значительно ниже, чем в других Z и X пинчах при большом размере источника. Спектральные исследования показали, что параметры плазмы могут быть весьма высокими, например, в пинче с тремя оболочками из аргона электронная температура плазмы выше 1 кэВ при электронной плотности выше  $10^{20}$  электронов/см<sup>3</sup> при размере 2 x 0,5 мм (рисунок).



Спектр, зарегистрированный в Z-пинче с газовым напуском спектрографом со сферическим кристаллом слюды и денситограмма спектра. Расчетные параметры плазмы показаны на рисунке.

Работа частично поддержана грантами DE-NA0001836 и РФФИ 14-02-01206.

### Литература

[1]. N. Qi, E. W. Rosenberg, P. A. Gourdain et al., Phys. Plasmas, 2014, 21, 112702.

## ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ПРОЕКТА BELLA

Г.А. Багдасаров, П.В. Сасоров, О.Г. Ольховская

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

Целью проекта BELLA, выполняемого в Национальной лаборатории Лоуренса в Беркли, США (Lawrence Berkeley National Laboratory LBNL), является создание экспериментальной установки для исследования процесса ускорения электронного пучка с помощью лазерного импульса [1]. Уникальной особенностью этого проекта является возможность ускорения электронов до энергий порядка 10 ГэВ на сравнительно коротких дистанциях порядка метра. Ускорение происходит в процессе прохождения мощного фемтосекундного лазерного импульса через плазму, образованную при капиллярном разряде. Плазма в капилляре образует волновод, что в свою очередь формирует кильватерную волну, которая и ускоряет инжектируемые электроны.

Для согласования характеристик внешнего лазерного импульса и капиллярного волновода необходимо знать трехмерное распределения электронной плотности внутри капилляра, рядом с открытыми концами капилляра, а также вблизи подводящих каналов, через которые в капилляр поступает нейтральный газ. Мы используем код MARPLE\_3D [2] для проведения численных экспериментов. Это "эйлеров" код, предназначенный для трехмерного моделирования задач радиационной магнитной гидродинамики (МГД), типичных для экспериментов с магнитоускоренной плотной "горячей" плазмой. В данной работе мы применяем код для численного моделирования двух типов задач.

Сначала мы моделируем процесс заполнения капилляра молекулярным водородом до того момента, когда происходит разряд. Целью этого этапа является получение пространственного распределения газа как вблизи открытых концов капилляра, так и внутри него. Полученные результаты затем используются в качестве начальных данных на следующем этапе. При моделировании заполнения мы учитываем сложную геометрию капилляра, включая диэлектрики и электроды сложной формы, а также подводящие каналы.

Главным является второй этап – трехмерное моделирование разряда в капилляре с целью исследования зависимости от времени пространственного распределения плотности электронов вблизи открытых концов капилляра и внутри него. При этом также учитывается сложная форма капилляра.

В работе представлены основные результаты моделирования обоих этапов.

Работа поддержана грантами РФФИ 14-01-31154-мол а, 13-02-00013-а, 14-01-00678-а и программой фундаментальных исследований №3 ОМН РАН.

### Литература

- [1]. Leemans W.P., Duarte R., Esarey E., Fournier S., Geddes C.G.R., Lockhart D., Schroeder C.B., Toth C., Vay J.-L., Zimmermann S. "The Berkeley Lab Laser Accelerator (BELLA): A 10 GeV Laser Plasma Accelerator". AIP Conf. Proc., 2010, **1299**, 3.
- [2]. Gasilov V., Boldarev A., Dyachenko S., Olkhovskaya O., Kartasheva E., Bagdasarov G., Boldyrev S., Gasilova I., Shmyrov V., Tkachenko S., Grunenwald J., Maillard T. "Towards an Application of High-Performance Computer Systems to 3D Simulations of High Energy Density Plasmas in Z-Pinches". IOS Press, Series "Advances in parallel Computing", 2012, **22**, 235.

## ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС КАК ЭФФЕКТИВНЫЙ ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ

В.И. Крауз<sup>1</sup>, В.В. Мялгон<sup>1</sup>, В.П. Виноградов<sup>1</sup>, Е.П. Велихов<sup>1</sup>, С. С. Ананьев<sup>1</sup>, С.А. Данько<sup>1</sup>, Ю.Г. Калинин<sup>1</sup>, Ю.В. Виноградова<sup>1</sup>, А.М. Харрасов<sup>1</sup>, К.Н. Митрофанов<sup>2</sup>, В.М. Чечеткин<sup>1,3</sup>, К.Р. Сычугов<sup>1,3</sup>, Г.И. Астапенко<sup>4</sup>, Д.А. Войтенко<sup>4</sup>, И.Е. Гаркуша<sup>5</sup>, Д.Л. Греков<sup>5</sup>, В.А. Махлай<sup>5</sup>, Д.Г. Соляков<sup>5</sup>

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

<sup>2</sup>ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Россия, [mitrofan@triniti.ru](mailto:mitrofan@triniti.ru)

<sup>3</sup>ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, [chechetv@gmail.com](mailto:chechetv@gmail.com)

<sup>4</sup>ГНПО СФТИ, Сухум, Абхазия, [opti-sfti@vandex.ru](mailto:opti-sfti@vandex.ru)

<sup>5</sup>ИФП НИИ ХФТИ, Харьков, Украина, [garkusha@ipp.kharkov.ua](mailto:garkusha@ipp.kharkov.ua)

Астрофизические джеты различной природы являются одним из наиболее ярких явлений во Вселенной. Существует множество моделей их происхождения, однако их верификация весьма затруднена или невозможна в принципе. В частности, одним из ключевых вопросов является выяснение причин стабильности джетов, при которой они распространяются на расстояния, существенно превышающие их поперечные размеры. Одним из возможных решений является лабораторное моделирование, которое, при соблюдении определенных законов подобия, позволяет получить ценную информацию о фундаментальных процессах во Вселенной, зачастую просто недоступных для прямого исследования в естественных условиях.

Недавно в НИИ «Курчатовский институт» на установке плазменный фокус ПФ-3 начат новый цикл экспериментов по лабораторному моделированию астрофизических джетов. Программа исследований предполагает изучение механизмов генерации плазменных потоков, генерируемых в плазофокусных разрядах, и факторов, влияющих на их стабильность при распространении на значительные расстояния. Исследования проводятся с использованием широкого набора диагностических средств, включающего в себя скоростные фоторегистраторы, световые коллиматоры, многокомпонентные магнитные зонды, лазерную диагностику, баллистический маятник и калориметр, методы спектральной диагностики и др.

Обнаружено, что скорость плазменных потоков не зависит существенно от массы рабочего газа. Компактность плазменных сгустков свидетельствует о существенном превышении продольной скорости распространения потока над поперечной скоростью расширения. Эти результаты подтверждены в экспериментах на установке КПФ-4 «Феникс» в Сухумском физико-техническом институте. На этой установке предполагается также проведение экспериментов с импульсным напуском газа, позволяющим изменять соотношение плотности плазмы потока и фоновой плазмы.

Одновременно, детальные исследования параметров плазменных потоков начаты в Институте физики плазмы (ИФП НИИ ХФТИ) на установках КСПУ Х-50 и МПК. Предполагается проведение исследований параметров плазменных потоков и их стабильности в квазистационарном режиме генерации.

Эксперименты будут сопровождаться аналитическими и численными расчетами. Будет разработан вычислительный код на основе метода годуновского типа, основанном на приближенном решении задачи о распаде разрыва на границах ячеек расчетной сетки. Вычислительный код позволит моделировать плазменные потоки в предположении, что такие процессы можно описать МГД-уравнениями течения сжимаемого газа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 14-29-06085-офи\_м, № 14-02-01203, №14-02-00179, № 13-02-90303\_Абх, и № 14-02-90427 Укр\_а).

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАХВАЧЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ УСТАНОВКИ ПФ-3

К. Н. Митрофанов<sup>1</sup>, В. И. Крауз<sup>2</sup>, В. В. Мялтон<sup>2</sup>, В. П. Виноградов<sup>2</sup>,  
Ю. В. Виноградова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Россия, [mitrofan@triniti.ru](mailto:mitrofan@triniti.ru)

<sup>2</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Лабораторное моделирование астрофизических явлений на мощных электрофизических установках является одним из интенсивно развиваемых направлений исследований. В частности, ключевой проблемой в исследовании астрофизических джетов является вопрос об их устойчивости, значительную роль в обеспечении которой могут играть электрические и магнитные поля.

В данной работе представлены результаты исследований магнитного поля в плазменной струе, распространяющейся из области пинчевания плазмы вдоль оси камеры мегаджоульной плазмодиффузионной установки ПФ-3 [1]. Изучалась динамика плазмы водорода, неона и аргона с захваченным магнитным потоком.

Итогом проведенных экспериментов можно считать следующее:

– выяснено, что средняя скорость движения плазменного потока зависит от условий разряда и, например, для рабочего газа Ne составляет величину  $\sim (5 - 8,5) \times 10^6$  см/с, эффективный размер (где сосредоточено магнитное поле) плазменного потока вдоль аксиального направления около 9,4 см, эффективный радиальный размер протекания тока внутри плазменного потока примерно 1–3,5 см, фронт магнитного поля, замороженного в плазму, не перпендикулярен оси пролетной камеры;

– получены подробные данные о радиальном распределении азимутальной компоненты магнитного поля вблизи оси пролетной камеры. В некоторых экспериментах зарегистрировано нарушение с течением времени симметрии распространения плазменного потока относительно оси пролетной камеры. Одним из объяснений такого нарушения симметрии может быть вращательное движение плазменной струи вокруг оси пролетной камеры;

– исследование трех пространственных компонент магнитного поля показало сложную пространственную конфигурацию магнитного поля внутри плазменного потока, изменяющуюся с течением времени. Зарегистрировано вращение вектора магнитной индукции;

– наблюдаемая устойчивость плазменных образований может быть обусловлена формированием замкнутых магнитных конфигураций. Величина зарегистрированных магнитных полей достаточна для обеспечения беннетовского равновесия плазменного потока. Длительность устойчивого состояния при этом будет зависеть от времени затухания циркулирующих в плазме токов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 14-29-06085-офи\_м, № 14-02-01203 и № 14-02-90427 Укр\_а).

### Литература.

- [1]. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В. и др., ЖЭТФ, 2014, Т. 146, Вып. 5(11), С. 1035.

## ЛАЗЕРНЫЕ СФЕРИЧЕСКИЕ МИШЕНИ, РАЗРАБАТЫВАЕМЫЕ К ПРОЕКТАМ XXI ВЕКА

А.А. Акунец, И.В. Александрова, Л.А. Борисенко, Н.Г. Борисенко, А.И. Громов,  
\*В.А. Даванков, Е.И. Демихов, Е.Р. Корешева, Е.А. Костров, Ю.А. Меркульев,  
А.С. Орехов, \*\*И.Е. Осипов, \*А.В. Пастухов, С.М. Толоконников, А.А. Шапкин

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия*

*e-mail: orekhov@sci.lebedev.ru*

*\* Институт элементоорганических соединений РАН, Москва, Россия*

*\*\* ООО Центр Энергоэффективности ИНТЕР РАО ЕЭС, Москва, Россия*

Проекты построения и запуска установок лазерного термоядерного синтеза в XXI веке благодаря NIF перешли от этапов предложений и проектирования к стадии завершения построения драйверов, экспериментов по достижению зажигания, а также интенсификации усилий по изучению отдельных и/или комплексных явлений физики высокой плотности энергии в веществе. В этих условиях работы по мишеням приобрели три четких направления разработок, комплексно проводящихся лишь в немногих крупнейших мировых центрах, в том числе и в ФИАН.

Оболочечные мишени диаметром вплоть до 2 мм применяются для исследований на установках умеренной энергетики. Они традиционно изготавливались в разработанных ФИАН вертикальных печах падения (или баллистических). Для перехода к массовому производству практически одинаковых микросфер у нас как в большинстве лабораторий мира, производящих оболочки для лазерных мишеней, произошел переход к технологии микрокапсулирования. Таким способом можно производить одинаковые мишени одного выбранного размера в пределах до 6 мм [1].

В настоящее время усиленно изучается применение малоплотных и наноструктурированных веществ в материалах мишеней. Переход от пен разной структуры преимущественно к аэрогелям совершился также в проектах XXI века. Попытки управлять в микромасштабах структурой мишени по толщине также занимают значительное место [2, 3].

Наконец, в практической плоскости находятся разработки методов доставки в фокус камеры взаимодействия реальных криогенных мишеней. В ФИАН разрабатываются методы как частотной доставки свободных мишеней в фокус лазера, так и подачи мишени на подвесе с точным ее позиционированием. В обоих случаях достигается сохранение криогенной топливной оболочки до прихода лазерного импульса [4].

### Литература

- [1]. Mishra K.K., Khardekar R.K., Singh R., Pant H.C., Borisenko N.G., Gromov A.I., Merkul'ev J.A. "Development of polystyrene microshells doped with ultrafine metal particles as radiation-preheated ICF targets using optimized multiple emulsion technique". *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2001, **43**(12), 1723.
- [2]. Акимова И.В., Борисенко Н.Г., Громов А.И., Меркульев Ю.А., Орехов А.С. "Изготовление эффективных малоплотных конвертеров лазерного излучения в рентгеновское и новый метод измерения плотности слоёв из наночастиц тяжёлых металлов". *Вопросы атомной науки и техники, серия Термоядерный синтез*, 2012, №2, 122.
- [3]. Borisenko N.G., Nazarov W., Musgrave C.S.A., Merkuliev Yu.A., Orekhov A.S., Borisenko L.A. "Characterization of Divinyl Benzene Aerogels with Density Gradient Using X-ray Tomography Technique". *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 2014, **299**(2), 961.
- [4]. Aleksandrova I.V., Koresheva E.R., Koshelev E.L., Osipov I.E. "Pilot Target Supply System Based on the FST Technologies: Main Building Blocks, Layout Algorithms and Results of the Testing Experiments". *Plasma and Fusion Research*, 2013, **8**, 2404000.

## ВОПРОСЫ МОНИТОРИНГА УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ МАЛОПЛОТНЫХ СЛОЁВ ДЛЯ МИШЕНЕЙ ИТС

А.И. Громов, И.В. Акимова, А.А. Акунец, Л.А. Борисенко, Ю.А. Меркульев,  
А.С. Орехов, А.А. Шапкин, Н.Г. Борисенко.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт  
им П.Н. Лебедева Российской Академии наук (ФИАН). Москва. РФ.  
e-mail: [agrom@sci.lebedev.ru](mailto:agrom@sci.lebedev.ru)*

Обсуждаются проблемы прецизионного мониторинга слоёв из ультрадисперсных порошков (УДП) металлов, а также малоплотных полимерных слоёв с включением УДП. Данные покрытия используются в качестве конструкционных слоёв для мишеней ИТС.

Имеется значительное количество задач в которых используются подобные конструкции мишеней. Среди них: более эффективная конверсия лазерного излучения в рентгеновское [1], устойчивость сжатия и повышение нейтронного выхода в экспериментах.

Для контроля подобных слоёв использованы методы микрорадиографии, рентгеновской томографии с программой обработки изображения, а также сканирующей электронной микроскопии.

При разработке, изготовлении и измерении подобных слоёв преодолены существенные трудности, связанные с микроразмерами и малыми количествами используемых веществ [2 – 4].

Указанные методы также рассматриваются с точки зрения осуществимости массового производства мишеней и контроля массивов образцов.

### Литература

- [1]. Борисенко Н.Г., Громов А.И., Меркульев Ю.А., Орехов А.С., Чаурасия Ш., Трипати С., Мунда Д.С., Гупта Н.К., Даришвар Л.Дж. Сравнение эффективности конверсии лазерного излучения в рентгеновское на металлическом и малоплотном висмуте.// Препринт ФИАН. №29. Москва 2011. 14с.[2]. Akimova I.V., Akunets A.A., Borisenko L.A., Borisenko N.G., Gromov A.I., Merkuliev Yu.A., Orekhov A.C., Pimenov V.G., Sheveleva E.E. Micro structured polymer aerogel layers with high-z metal nanoparticles ( Au, Sn, Cu etc) for laser targets. // 32 European Conference on Laser Interaction with Matter ( ECLIM). Warsaw. Poland. September 2012. Book of abstracts. P 20.
- [2]. Акимова И.В., Борисенко Н.Г., Громов А.И., Меркульев Ю.А., Орехов А.С. Исследование эффективности конвертеров лазерного излучения в рентгеновское и новый метод измерения плотности слоёв из наночастиц тяжёлых металлов.// Вопросы атомной науки и техники. Серия термоядерный синтез. Выпуск 2.2012. сс 122-130.
- [3]. Borisenko L.A., Akimova I.V., Akunets A.A., Gromov A.I., Orekhov A.S. Metal produced as nano-snow layers for converters of laser light into X-ray for indirect targets as intensive EUR sources.// Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry.2014. Vol 299. Num 2. pp 955-960.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМЫ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ЖИДКОЙ ФАЗЕ В СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛИСТИРОЛЬНОЙ ОБОЛОЧКЕ

В.М. Изгородин, Е.Ю.Соломатина, А.П. Пепеляев, Е.И. Осетров, М.А. Кайгородова

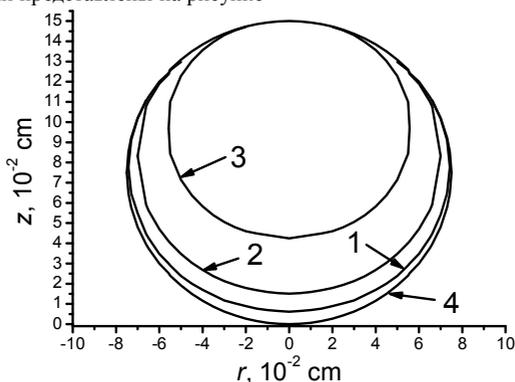
*Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия, e-mail: [evgeniy-osetrov@mail.ru](mailto:evgeniy-osetrov@mail.ru)*

В целях получения начальных условий для решения трехмерной задачи формирования криогенного слоя D–T топлива в сферическом контейнере были рассчитаны формы свободной поверхности жидкости при различном заполнении контейнера. Расчет производился с помощью решения уравнения гидростатического равновесия для осесимметричных задач методом конечных разностей. Уравнение в безразмерной форме записи имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r \sin \Phi) = \pm z + C_0, \quad (1)$$

где  $C_0 = 2/R_0$  ( $R_0$  – радиус кривизны в точке  $z = 0$ ).

Были проведены эксперименты по перегонке газообразного дейтерия в сферическую полистирольную оболочку диаметром 1,5 мм через капилляр с последующим замораживанием. Наблюдается хорошая корреляция между теоретическими и экспериментальными равновесными формами поверхности жидкости в сферическом контейнере. Контуры сечения поверхностей раздела жидкость-газ для трех случаев заполнения оболочки представлены на рисунке



Контуры сечения поверхностей раздела жидкость-газ для трёх случаев заполнения оболочки (1 –  $V_L/V_C = 0.058$ ; 2 –  $V_L/V_C = 0.2$  и 3 –  $V_L/V_C = 0.6$ ) и 4 – внутренней поверхности оболочки №1.  $V_L$  и  $V_C$  – объём сконденсированного газа и оболочки соответственно.

### Литература

- [1]. Лабунцов Д.А, Ягов В.В. "Механика двухфазных систем: Учебное пособие для вузов". М.: Издательство МЭИ, 2000.

**ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ПЕРЕМЕШИВАНИЕ  
В ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЯХ ПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ ДЛЯ УСТАНОВОК  
МЕГАДЖОУЛЬНОГО ДИАПАЗОНА**

Н.В. Змитренко, П.А. Кучугов, \*В.Б. Розанов, \*Р.В. Степанов, \*Р.А. Яхин

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, РФ,*

*[pkuchugov@gmail.com](mailto:pkuchugov@gmail.com)*

*\*Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, РФ*

Известно, что процесс имплозии типичных лазерных термоядерных мишеней сопровождается развитием различных гидродинамических неустойчивостей, что в свою очередь приводит к перемешиванию разных слоев многослойной мишени между собой. Следствием этого факта является ухудшение эффективности сжатия и горения мишеней, в частности, снижение коэффициента термоядерного усиления. С достаточной степенью уверенности можно утверждать, что наибольший негативный эффект будет проявляться в полностью трёхмерной задаче, что делает подобного рода расчёты необходимыми при исследовании вопросов лазерного термоядерного синтеза.

В предлагаемой работе обсуждаются варианты задания начальных постановок для проведения 3D моделирования сжатия сферической мишени на основе серии одномерных численных расчётов, выполненных с помощью лагранжева кода DIANA, учитывающего помимо гидродинамики также перенос тепла электронной и ионной теплопроводностью, термоядерное горение, вклад в энергию от  $\alpha$ -частиц, отрыв температур ионов и электронов, потери энергии на объёмное высвечивание и поглощение лазерного излучения. Приводятся результаты сформулированных трёхмерных расчётов и анализируются характеристики динамики роста возмущений и перемешивания. Все 3D расчёты выполнены на гибридном кластере Института прикладной математики им. М.В. Келдыша К-100.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, гранты №№ 14-01-00828-а и 14-02-00270-а.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СЖАТИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ НА УРОВНЕ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРА ПОРЯДКА 1 МДЖ

Г.В. Долголева<sup>1</sup>, А.И. Лебо<sup>2</sup>, И.Г. Лебо<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия, [dolgg@list.ru](mailto:dolgg@list.ru)*

<sup>2</sup>*Международный центр по информатике и электронике «ИнтерЭВМ», Москва, Россия, [lebo\\_a\\_i@mail.ru](mailto:lebo_a_i@mail.ru)*

<sup>3</sup>*Московский институт радиотехники, электроники и автоматики (ТУ), Москва, Россия, [lebo@mirea.ru](mailto:lebo@mirea.ru)*

С помощью методов математического моделирования изучается возможность достижения коэффициента усиления в термоядерной мишени ( $k_f$ ) порядка 1 при энергии лазера на уровне 1 МДж. Достижение такого уровня термоядерной энергии ( $E_{fus} \geq 1$  МДж) является важным этапом на пути исследований по созданию энергетического реактора на основе термоядерного синтеза. Проведено сравнительные расчеты облучения и сжатия оболочечных лазерных мишеней при прямом облучении по двум независимым методикам [1,2] и показано хорошее согласие результатов расчетов.

Для сравнения расчетов были выбраны параметры мишеней, не являющихся оптимальными для результатов одномерных расчетов. Авторы подбирали такие параметры, чтобы обеспечить надежность в предсказаниях, то есть оболочки имели умеренные значения аспектного отношения ( $A_S \approx 60$ ) и степень сжатия горючего (CR) на уровне 10 для газонаполненной мишени, и на уровне 30 для криогенной. В качестве материала мишени был взят полимер, без включения функциональных слоев из тяжелых металлов. Тем не менее, из проведенных расчетов можно сделать следующий вывод. Переход на режим прямого сжатия позволяет прогнозировать достижение коэффициентов усиления в мишени на уровне 1.

### Литература

- [1]. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. "Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза". Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2006.
- [2]. Антоненко Э.М., Долголева Г.В., Крупина С.Н. "Программа расчета одномерных задач лазерного термоядерного синтеза". ВАНТ. Сер. "Математическое моделирование физических процессов", 1994, вып. 4, 8.

## ЗАКОН СХОЖДЕНИЯ СИЛЬНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ И СФЕРИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН

Юсупалиев У., Сысоев Н.Н., Шутеев С.А., Еленский В.Г.

*Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия, nesu@phys.msu.ru*

Задача о схождении цилиндрических и сферических УВ в газе с однородной плотностью впервые была рассмотрена авторами работ [1, 2]. Ими в качестве масштаба длины был принят радиус фронта УВ  $R(t) = A_{sw}(-t)^\alpha$ , момент  $t = 0$  считался моментом её кумуляции ( $\alpha$  – показатель автомодельности,  $A_{sw}$  – размерный постоянный параметр, при  $t < 0$  УВ сходятся). Система уравнений задачи состояла из уравнений непрерывности, Эйлера и адиабатичности. В [1, 2] численным методом были определены значения величины  $\alpha$  лишь для некоторых значений показателя адиабаты газа  $\gamma$ , а именно: 1,4 [1, 2]; 1; 1,67; 3 и  $\gamma \rightarrow \infty$  [2]. Зависимость  $\alpha(\gamma)$  для сходящихся цилиндрических и сферических **детонационных** волн впервые получена в [3]. В связи с проблемой **управляемого газодинамического термоядерного синтеза**, эта задача снова приобретает актуальность [4]. Недавно она снова численно решалась для значений  $\gamma = 1,001 \div 3,0$  в [5]. Несмотря на давнюю историю исследований сходящихся УВ, до сих пор не определена аналитическая зависимость  $\alpha = \alpha(\gamma, M_{sw})$ , где  $M_{sw}$  – число Маха УВ. Поэтому данное сообщение посвящено установлению такой зависимости.

Для определения этой зависимости воспользуемся указанной системой уравнений и равенством внутренней энергии и кинетической энергии единицы массы газа за фронтом сильной УВ [6], откуда для давления газа получим  $p = 0,5(\gamma_{eff} - 1)\rho v^2$ , где  $\gamma_{eff}$  – эффективный показатель адиабаты газа за фронтом УВ,  $v$  и  $\rho$  – скорость и плотность газа за фронтом УВ соответственно. Тогда решения системы уравнений исчислив в виде произведений  $v = (dR/dt) \cdot u(\xi)$  и  $\rho = \rho_0 g(\xi)$  ( $\xi = r/R(t)$  – автомодельная переменная,  $\rho_0$  – плотность газа перед фронтом УВ). Подставляя  $v$  и  $\rho$  в эту систему, дифференциальные уравнения с частными производными сводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям, из которых определены закон схождения указанных УВ  $R(t) = A_{sw} t^{1/(1-C)}$ , где  $C$  – константа разделения переменных, которую удается определить при  $\xi = 1$  (что соответствует координате фронта УВ), а значит, и найти искомый показатель автомодельности:

$$\alpha(\gamma, M_{sw}) = \frac{\gamma + 1}{\gamma + 1 - v \left[ \gamma + 1 - 2 \left( 1 - \frac{\gamma_{eff}}{\gamma M_{sw}^2} \right) (2 + \gamma_{eff}) + 4 \left( 1 - \frac{\gamma_{eff}}{\gamma M_{sw}^2} \right)^2 \frac{1 + \gamma_{eff}}{\gamma + 1} \right]}$$

где  $v = 1$  или  $2$  для цилиндрической или сферической УВ соответственно.

Показано, что полученная зависимость  $\alpha(\gamma, M_{sw})$  при  $\gamma = 1,4$  и  $\gamma = 1,67$  в пределах ошибки измерений согласуется с опытными данными для сходящихся цилиндрических УВ, созданных двумя способами: с помощью  $\theta$ -пинча [7] и электрического взрыва металлизированной майларовой пленки в воздухе (при атмосферном давлении), реализованного нами.

### Литература

- [1]. Guderley G. // Luftfahrtforschung. 1942. В.19. Н. 9. S. 302–312.
- [2]. Ландау Л.Д., Станюкович К.П. // ДАН СССР. 1945. Т.46. № 9. С. 87.
- [3]. Нигматулин Р.И. // ПММ. 1967. Вып.1. С.158–163.
- [4]. Попов Н.А., Щербаков В.А., Минеев В.Н. и др. // УФН. 2008. Т. 178. № 10. 1087–1094.
- [5]. Валиев Х.Ф., Крайко А.Н. // ПММ. 2011. Т.75. Вып. 2. С. 314–326.
- [6]. Чу К., Гросс Р. Ударные волны в физике плазмы. В сб.: Физика высокотемпературной плазмы. М.: Мир, 1972. С. 262–336.
- [7]. Баронцев П.Н. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С.182–187.

## СХЕМЫ СТАНДАРТНОГО И КОМБИНИРОВАННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ В КОНЦЕПЦИИ МАГНИТНО-ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

В.В. Кузенов<sup>1,2</sup>, С.В. Рыжков<sup>1</sup>, П.А. Фролко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, e-mail: ryzhkov@power.bmstu.ru

<sup>2</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия,  
e-mail: kuzenov@ipmnet.ru

Предложена инновационная концепция сжатия и нагрева плазменных мишеней в схемах магнитно-инерциального термоядерного синтеза (МИТС) [1 – 5]. “Стандартный вариант” МИТС использует обжатие и нагрев плазменного образования (термоядерной мишени и “vmороженного” в плазму магнитного поля), высокоскоростными плазменными струями (плазменным лайнером) или (и) квазисимметричную имплозию замагниченной мишени лазерными пучками с высокой энергией импульса (лазерным драйвером). В “стандартном варианте” МИТС максимальные значения напряженности магнитного поля располагаются в теле мишени.

С целью более равномерного обжатия термоядерной мишени можно использовать комбинированную схему, состоящую:

- 1) из системы облучения мишени, которая расположена в центральной части. Эта система подразумевает использование hohlraum либо лазеров либо струй плазменных ускорителей;
- 2) из открытой “динамической” магнитной ловушки, сжимающей “затравочный” (специально созданный в начальный момент времени) магнитный поток, направленный вдоль геометрической оси симметрии схемы. При этом магнитная система “динамической” ловушки располагается вне области воздействия системы облучения мишени.

Магнитная ловушка, позволяющая удерживать в области занятой мишенью заряженные частицы, как в поперечном, так и в продольном направлении по отношению к вектору магнитной индукции, представляет собой Z–пинч или  $\Theta$ –пинч, несимметричный Z–пинч или другие самосжимающиеся разряды типа взрывающихся проволочек. Таким образом, она является мощным источником увеличивающегося во времени магнитного потока и широкополосного (в основном рентгеновского диапазона спектра) излучения.

В этом случае (в отличие от “стандартного варианта” МИТС) максимальные (и возрастающие с течением времени) значения напряженности магнитного поля располагаются снаружи от мишени, т.к. магнитное поле будет проникать в мишень за счет процесса диффузии относительно медленно. Это обстоятельство приводит к увеличению времени удержания термоядерной плазмы, дополнительному (за счет вихревых токов) нагреву приграничной плазмы мишени, стабилизации её границы.

Представленные результаты получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России № 13.79.2014/К.

### Литература

- [1]. Кузенов В.В., Рыжков С.В. Препринт ИПМех им. А.Ю. Ишлинского РАН. 2010. № 942.
- [2]. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. Problems of Atomic Science and Technology. 2013. №1. P. 12.
- [3]. Рыжков С.В. Известия РАН. Серия Физическая. 2014. Т. 78, № 5. С. 647-653.
- [4]. Кузенов В.В., Лебо И.Г., Лебо А.И., Рыжков С.В. Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2014.
- [5]. S.V. Ryzhkov, V.V. Kuzenov, P.A. Frolko. 25<sup>th</sup> IAEA Fusion Energy Conference. 13-25 October 2014, Saint Petersburg. PD/P6-1.

## ОПИСАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В ПРИБЛИЖЕНИИ САХА И ТОМАСА-ФЕРМИ

<sup>1</sup>В.В. Шумаев, <sup>1</sup>С.В. Рыжков, <sup>1,2</sup>В.В. Кузенов

<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, e-mail: [chubchic@gmail.com](mailto:chubchic@gmail.com)

<sup>2</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия, e-mail: [vik.kuzenov@gmail.com](mailto:vik.kuzenov@gmail.com)

Математическое моделирование взаимодействия мощного лазерного излучения с плазмой замагниченной мишени должно учитывать расчет уравнений состояний вещества, электромагнитные процессы, протекающие в плазменных *астрофизических* объектах, термоядерной плазме и области её окружающей, перенос широкополосного и лазерного излучения, расчет термодинамических и транспортных свойств плазмы, состоящей из смеси веществ, в широком диапазоне температур и плотностей [1]. Спецификой данной задачи является влияние магнитного поля (в процессе сжатия мишени оно может достигать величин порядка  $10^4$  Тл [2, 3]) на физические процессы, протекающие в плазме мишени. Выполненные авторами работы оценки показали, что магнитное поле такой индукции оказывает влияние только на транспортные свойства плазмы, но не изменяет вид внутренних оболочек атомов и ионов [4].

Для описания термодинамических свойств плазмы в области высоких температур и плотностей (температуры  $T > 10^5$  К, плотности порядка плотности твердого тела и выше) применяется модель Томаса – Ферми, учитывающая оболочечные и осцилляционные поправки [5 – 7]. Для более низких температур и плотностей используется модель ионизационного равновесия (модель Саха) [8, 9]. В работе получены данные о термодинамических функциях фтора, азота и кислорода. Проведено сопоставление расчетов, выполненных по модели Саха и Томаса – Ферми, в области термодинамических параметров, описываемой обеими моделями.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности Министерства образования и науки Российской Федерации № 13.79.2014/К.

### Литература.

- [1]. Шумаев В.В. // Молодежный научно-технический вестник. 2014. № 9. <http://sntbul.bmstu.ru/doc/732050.html>.
- [2]. Gotchev O.V., Chang P.Y., Knauer J.P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. 215004.
- [3]. Nakamura D., Sawabe H., Takeyama S. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. 036102.
- [4]. Кузенов В. В., Рыжков С.В., Шумаев В. В. // Прикладная физика. 2014. № 3. С. 22–25.
- [5]. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [6]. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчёта росселандовых пробегов и уравнений состояния. М.: Физматлит, 2000.
- [7]. Dyachkov S., Levashov P. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. 052702.
- [8]. Термодинамические и оптические свойства ионизованных газов при температурах до 100 эВ: Справочник / Ю.В. Бойко, Ю.М. Гришин, А.С. Камруков и др. М.: Энергоатомиздат. 1988. 192 с.
- [9]. Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю., Телех В.Д. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Машиностроение». 2003. № 3. С. 55-72.

## КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ПО ИМПУЛЬСАМ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

И.Н. Косарев

*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, Россия*  
*e-mail: [kossarev2006@yandex.ru](mailto:kossarev2006@yandex.ru)*

Квантовые эффекты существенно влияют на функцию распределения равновесного газа по импульсам [1]. Квантовая неопределённость энергии, возникающая в результате взаимодействия частиц, приводит к появлению степенных "хвостов" в функции распределения по импульсам. Распределение частиц по импульсам определяется интегралом по энергии от обычной функции распределения, умноженной на дисперсионную функцию Лоренцевского типа с шириной, равной квантовой неопределённости энергии [1, 2]. Аналогичное выражение для распределения частиц по импульсам (анзац Каданова – Бейма [2]) справедливо и в неравновесном лоренцевском газе для примеси легких частиц в тяжелом газе [3]. Степенные квантовые поправки могут значительно увеличивать скорости колебательной релаксации, возбуждения электронных уровней и ионизации в слабо ионизированном газе [3].

Равновесное распределение в идеальном газе релаксирует при учёте взаимодействия между частицами [1]. В настоящей работе рассматривается релаксация распределения по импульсам частиц разреженной плазмы, состоящей из двух сортов частиц в сильном лазерном поле нерелятивистской интенсивности. В этих условиях распределение по импульсам является сильно неравновесным. Квантовая неопределённость энергии возникает вследствие как взаимодействия с самосогласованным полем, так и столкновений частиц. Релаксация исследуется в рамках кинетической теории плазмы, основанной на построении пропагатора для функций распределения частиц на временах, больших времени релаксации [4].

В приближении самосогласованного поля частицы плазмы ускоряются вследствие затухания плазменных волн, возбужденных параметрическими неустойчивостями. Квантовые эффекты уменьшают классическое ускорение частиц в плазме. Столкновения (корреляции) частиц в лазерной плазме приводят к классическому нагреву плазмы вынужденным тормозным поглощением лазерного излучения. Квантовая неопределённость энергии (или импульса [3]) приводит к ускорению частиц плазмы при достаточно больших импульсах. Столкновительные квантовые поправки приводят к степенному спаданию (с ростом импульса) функции распределения по импульсам.

### Литература

- [1]. Галицкий В.М., Якимец В.В. ЖЭТФ, 1966, **51**, 957.
- [2]. Каданов Л., Бейм Г. "Квантовая статистическая механика". М.: Мир, 1964.
- [3]. Елецкий А.В., Старостин А.Н., Таран М.Д. УФН, 2005, **175**, 299.
- [4]. Косарев И.Н. ЖТФ, 2014, **84**(6), 140.

## УСКОРЕНИЕ ПРОТОНОВ В ТОНКОЙ СН ФОЛЬГЕ СВЕРХИНТЕНСИВНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

И.Н. Косарев

*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, Россия*  
e-mail: [kossarev2006@yandex.ru](mailto:kossarev2006@yandex.ru)

Проблема взаимодействия релятивистских (скорость осцилляций электрона близка к скорости света) лазерных импульсов с плазмой представляет фундаментальный интерес. Интерес к проблеме взаимодействия лазерных импульсов с плазмой с резкими границами обусловлен генерацией быстрых протонов. Различные механизмы ускорения ионов и протонов и приложения описаны в обзорах [1 – 5]. Пондеромоторная сила лазерного импульса ускоряет электроны и пробивает отверстия в электронной компоненте плазмы. Разделение заряда приводит к ускорению ионов и протонов амбиоплярным электрическим полем. Также, ионы и протоны могут ускоряться бесстолкновительной ударной волной, благодаря стохастическому ускорению электронов в падающей и отраженной ударной волне, Кулоновским взрывом, вихревым электрическим полем, благодаря поглощению ионно – звуковых волн (механизм ВОА [4]) и нагрев тяжелых многозарядных ионов [6].

В работе [7] обнаружен новый механизм ускорения протонов, связанный с развитием двухпотоковой неустойчивости электронного пучка, образованного пондеромоторной силой лазерного импульса. Неоднородное поле ленгмюровских волн ускоряет (пондеромоторной силой) электроны и протоны плазмы, которые ускоряются также и в обратном направлении. Максимальная энергия протонов 80 МэВ. Вычисления проводились для СН фольги толщиной 0,5 мкм, интенсивности лазерного импульса  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительности 70 фс. В настоящей работе этот механизм ускорения протонов исследуется в случае более интенсивных лазерных импульсов  $10^{21} \div 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, которые могут быть получены в будущем на лазерных установках, подобных ELI [8].

Ускорение протонов в СН фольге из пластика неоднородным полем Ленгмюровских волн, которое появляется в результате развития двух – потоковой и "косой" неустойчивостей электронного пучка, эффективно в ограниченном диапазоне толщин фольг. При интенсивностях лазерного импульса  $10^{21} \div 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> и толщинах 1,5 мкм и 5 мкм соответственно, протоны ускоряются до энергий более 5 ГэВ, но в обратном направлении. Механизмы ускорения протонов в направлении лазерного импульса зависят от интенсивностей: максимальные энергии протонов 130 МэВ (для  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>) и 1 ГэВ (для  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>).

### Литература

- [1]. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. Rev. Mod. Phys., 2006, **78**, 318.
- [2]. Косарев И.Н., УФН, 2006, **176**, 1267.
- [3]. Беляев В.С., Крайнов В.П., Лисица В.С., Матафонов А.П. УФН, 2008, **178**, 823.
- [4]. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. Rev. Mod. Phys., 2013, **85**, 751.
- [5]. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. Rep. Prog. Phys., 2012, **75**, 056401.
- [6]. Косарев И.Н. ЖТФ, 2007, **77**(12), 101.
- [7]. Kosarev I.N. " Two–flow instability induced generation of fast protons by relativistic femtosecond laser pulses in thin targets". Proc. of 37th EPS Conf. on Plasma Physics, Dublin, Ireland (21–25 June, 2010), Europhys. Conf. Abst., **34A**, P5.202.
- [8]. Mourou G.A., Labaune C.L., Dunne M., Naumova N., Tikhonchuk V.T. Plasma Phys. Control. Fusion, 2007, **49**, B667.

## О СПЕКТРЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОКРЕСТНОСТИ РЕЗОНАНСА

И. И. Метельский, В. Ю. Быченков, \*В.Ф. Ковалёв

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, [metelski@lebedev.ru](mailto:metelski@lebedev.ru)  
\*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Россия*

История изучения плазменных колебаний насчитывает более шестидесяти лет. Наибольший интерес в этой области представляют сильно нелинейные колебания большой амплитуды, рассмотренные впервые в виде «бегущей волны» [1]. В связи с прогрессом в развитии технологий в области лазер – плазменных взаимодействий, особенно актуальным является вопрос учета сильной нелинейности плазменных волн в случае, когда нельзя пренебречь релятивистскими эффектами. В частности, нелинейные эффекты проявляются при резонансном поглощении в области критической плотности [2], что приводит к генерации вторичных высокочастотных электромагнитных полей. Такие электромагнитные поля с частотами высокой кратности имеют широкое применение во многих областях как фундаментальной, так и прикладной науки [3]. В настоящее время подходы к описанию релятивистских плазменных колебаний, как правило, основаны на использовании численных или полуаналитических методов. В иных случаях методы расчетов базируются на приближенных моделях, носящих качественный характер. Поэтому на сегодняшний день остается актуальной возможность построения последовательной аналитической теории

В настоящей работе изложены результаты аналитического рассмотрения релятивистских плазменных колебаний в области плазменного резонанса с привлечением аппарата ренормгрупповых преобразований [4]. Проводится анализ полученного решения системы уравнений релятивистской холодной гидродинамики совместно с уравнениями Максвелла. В общем случае, при произвольной амплитуде плазменных колебаний показано, что учет релятивизма в исходных уравнениях влечет за собой сдвиг частоты колебаний отдельных частиц. В слаборелятивистском пределе получена хорошо известная поправка для частоты нелинейных волн [1].

Релятивистский сдвиг частоты в совокупности с неоднородностью амплитуды плазменной волны порождает нестационарные колебания и, в конце концов, опрокидывание волны. Найдено время наступления опрокидывания, определяемое неоднородностью параметров колебаний. Вычислены спектры квазистационарных колебаний в области критической плотности и показано, что в ультрарелятивистском пределе они имеют степенной характер убывания.

### Литература

- [1]. Ахиезер А. И., Половин Р. В. ЖЭТФ 30 915 (1956).
- [2]. Б. Н. Гершман, В.Л. Гинзбург, Н.Г. Денисов УФН 61 561-612 (1957).
- [3]. Ганеев Р. А. УФН 183 815-847 (2013).
- [4]. В. Ф. Ковалев, В. В. Пустовалов ТМФ 81:1 (1989), 69-85.

## СПЕКТР ИОНОВ И ВОЛНЫ В РАЗЛЕТАЮЩЕМСЯ ГОРЯЧЕМ ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ

Е. А. Говрас, В. Ю. Быченков

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

Взаимодействие коротких мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями позволяет получать в лабораторных условиях пучки ионов с энергией в несколько десятков МэВ. Многочисленные эксперименты и результаты численных моделирований показывают, что при уменьшении толщины мишени происходит существенное увеличение энергии ионов. На данный момент имеющиеся технологии позволяют создавать ультратонкие фольги толщиной всего несколько десятков нанометров. А современные ультрамощные лазеры имеют настолько хороший контраст, что мишень практически не разрушается предимпульсом. Совокупность всех перечисленных факторов обуславливает практический интерес к исследованию ускорения ионов при взаимодействии лазерных импульсов с субмикронными мишенями. Диапазон доступных лазерных интенсивностей настолько широк, что могут реализовываться различные режимы ускорения ионов, определяемые температурой лазерно нагретых электронов. Так, их нагрев может быть достаточно слабым, и тогда разлёт плазмы мишени происходит в квазинейтральном режиме без образования сильных полей разделения заряда. При очень сильном нагреве будет происходить полная эвакуация электронов с последующим разлёт мишени в режиме кулоновского взрыва.

Теоретическое изучение ускорения ионов при разлёт плазмы в вакуум ведётся уже более 50 лет. Несмотря на это, до сих пор ощущается существенная нехватка адекватных теоретических моделей, охватывающих широкие диапазоны режимов разлёт. В пионерской работе [1] рассматривался квазинейтральный разлёт плазмы в вакуум. Следующим существенным шагом стала работа [2], основным результатом которой стал учёт полей разделения заряда вблизи фронта ионов и появление отсечки по энергии у спектра ионов из работы [1]. Обе эти работы рассматривали случай полубесконечной плазмы, что ограничивает их применимость к современным экспериментам с ультратонкими мишенями.

При слабом разделении заряда в плазме, с её фронта внутрь движется волна разрежения, вовлекающая ионы в движение. В случае плазмы конечной толщины, волны, идущие с двух концов мишени, встретятся в середине, и начнётся их взаимодействие с неизбежным влиянием на движение и распределение ионов [3]. Однако с повышением температуры электронов разлёт плазмы протекает в полях сильного разделения заряда, и традиционный гидродинамический подход становится неприменим.

В настоящей работе мы построили полу-аналитическую теорию разлёт плазмы конечной толщины в вакуум для произвольной температуры электронов. Был произведён учёт влияния возмущений зарядовой плотности ионно-звукового типа на структуру ускоряющих полей. Точность теории контролировалась сравнением с результатами одномерного электростатического кинетического моделирования. Полученные результаты, например спектральные распределения ионов, имеют правильные предельные переходы как в квазинейтральный режим [2], так и в режим кулоновского взрыва [4].

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проекты №№ 13-02-00426-а, 14-02-31407-мол\_а).

### Литература

- [1]. А. В. Гуревич, Л. В. Парийская, Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **49**, 647 (1965).
- [2]. P. Mora, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003).
- [3]. Yu. M. Medvedev, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 1031 (2005).
- [4]. В. Ю. Быченков, В. Ф. Ковалев, Квантовая электроника **35**, 1143 (2005).

## О ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЗАДНЕЙ ГРАНИЦЕ ФОЛЬГИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

С. Г. Бочкарев, В. Ю. Быченков

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия,  
e-mail: bochkar@sci.lebedev.ru*

Известно, что из-за низких ускоряющих градиентов электрического потенциала в линейных ускорителях радиационные потери малы и такие системы неэффективны для генерации вторичного электромагнитного излучения (ЭМИ). Однако в случае воздействия мощного лазерного излучения на тонкие мишени ситуация меняется кардинальным образом. При воздействии интенсивного фемтосекундного лазерного импульса на фронтальной поверхности мишени генерируются быстрые электроны, которые ускоряются по направлению распространения импульса и формируют на её тыльной стороне сильное квазистатическое поле разделения заряда [1, 2]. Генерируемое в результате торможения электронов тыльной стороне мишени ЭМИ будет обладать высокой яркостью и ультракороткой длительностью. Для практических приложений важно, что источник такого излучения будет иметь крайне малый размер. Как следствие этого, можно ожидать высоких плотностей потоков такого ЭМИ, недостижимых в других устройствах.

В данной работе обсуждается механизм генерации ЭМИ, связанный с образованием виртуального катода за тонкой и плоской мишенью, например, фольгой. В результате формирования катода пространственным зарядом электронов, происходит захват значительной части частиц умеренных энергии, которые многократно проходя через тонкую фольгу в процессе финитного движения внутри потенциальной ямы, обеспечивают высокую плотность потока вторичного ЭМИ. Ограничиваясь рассмотрением механизма генерации некогерентного ЭМИ с широким спектром, а также анализом динамики тестовых релятивистских электронов в потенциальной яме, были определены угловые и спектральные характеристики такого излучения. В отличие от случая переходного излучения, характерная частота которого лежит в области мягкого или жесткого рентгеновского излучения, спектр рассматриваемого тормозного излучения может содержать низкие частоты, включая терагерцовую область, если подобрать соответствующим образом толщину мишени, ее плотность и энергию электронов, т.е. интенсивность лазера.

Работа была поддержана грантом Российского научного фонда, контракт № 14-12-00194.

### Литература

- [1]. Maksimchuk A., Gu S., Flippo K. et. al., Phys. Rev. Lett. 2000, **84**, p.4108.
- [2]. Vychenkov V.Yu., Novikov V.N., Batani D., Tikhonchuk V.T. and Bochkarev S.G., Phys. Plasmas. 2004, **11** p. 3242.

## О СПЕКТРАХ НЕЛИНЕЙНОГО ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ОСТРОСФОКУСИРОВАННОГО МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

\*О. Е. Вайс, С. Г. Бочкарев, В. Ю. Быченков

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия,  
e-mail: bochkar@sci.lebedev.ru*

\**Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

В настоящее время фемтосекундные лазерные технологии позволили достигнуть очень высокой концентрации энергии при острой фокусировке лазерного пучка с пиковой интенсивностью вплоть до  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>. Фемтосекундная лазерная плазма является уникальным источником электронов высоких энергий, ионов и вторичного излучения, в том числе ультракоротких рентгеновских и гамма-импульсов [1]. Новой, представляющей практический интерес схемой, является схема получения ярких аттосекундных импульсов при нелинейном томсоновском рассеянии лазерного импульса на свободных электронах или на встречном пучке частиц. Такие импульсы имеют много приложений в атомной и молекулярной физике, химии, и др.

В работе мы исследуем спектрально-угловые характеристики нелинейного томсоновского рассеяния острогофокусированного лазерного импульса. Рассмотрен режим, когда размер фокального пятна,  $D_F$ , сравним с длиной волны,  $\lambda$ . Для описания электромагнитного поля острогофокусированного лазерного импульса в условиях, когда параксиальное приближение заведомо не применимо, использовано точное решение векторного уравнения Гельмгольца [2]. С помощью численного интегрирования релятивистского уравнения движения Лоренца были рассчитаны траектории электронов, а также с использованием известных формул для спектральной мощности излучения определены его спектрально-угловые характеристики. Расчет проведен для пробных электронов вблизи фокуса и значений диаметра фокального пятна в диапазоне  $D_F = \lambda + 15\lambda$  для фиксированной энергии лазерного импульса.

Детальный анализ спектров томсоновского рассеяния показывает, что параксиальное приближение даже с учетом влияния продольных компонент ЭМ полей применимо для описания нелинейного томсоновского рассеяния только при  $D_F > 5\lambda$ . При меньших значениях диаметра параксиальное приближение приводит к значительному завышению спектральной мощности вторичного излучения. Также, по сравнению со спектрами, вычисленными по параксиальным полям, отсечка спектральной функции сдвинута в область низких значений энергий фотонов.

На основе анализа векторно-фазовой структуры полей для параксиальных и непараксиальных (точных полей) дана интерпретация выявленного в расчетах эффекта генерации одиночных импульсов рентгеновского излучения в случае предельно острой фокусировки при использовании для описания импульса непараксиальных полей.

Работа частично была поддержана РФФИ (проекты №12-02-00231-а, 13-02-00426-а, 14-02-31407-мол-а, 14-02-00849-а), грантом Президента РФ по господдержке ведущих научных школ (НШ-1424.2014.2).

### Литература

- [1]. Lee K., Chung S.-Y., and Kim D.-E., in book: *Advances in Solid-State Lasers*, INTECH, 2010.
- [2]. Bochkarev S. G., Popov K. I., Bychenkov V. Yu., *Plasma Physics Reports*, 2011, **37**, p. 603.

## **ОСОБЕННОСТИ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ КОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ИЗ МИШЕНЕЙ С ПЛОТНОСТЯМИ ПОРЯДКА КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ И НИЖЕ**

Брантов А.В., Быченков В.Ю., Ксенофонтов П.А., \*Савельев-Трофимов А.Б.,  
\*Цымбалов И.Н.

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия,  
e-mail: [ksenofontov@sci.lebedev.ru](mailto:kxenofontov@sci.lebedev.ru)*

*\* Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия,  
e-mail: [abst@physics.msu.ru](mailto:abst@physics.msu.ru)*

Последнее десятилетие ознаменовалось бурным прогрессом в разработке и создании нового поколения твердотельных лазеров и лазерных систем, генерирующих импульсы фемтосекундной длительности. Эти системы позволяют получать в лабораторных условиях сверхсильные световые поля, использование которых делает возможным проведение экспериментов по генерации горячих электронов в лазерной плазме. При этом, сам по себе лазерный импульс не способен эффективно ускорить электрон в вакууме, поскольку его поперечное по отношению к направлению распространения электрическое поле вынуждает электрон только совершать поперечные осцилляции, не передавая ему энергии. Однако, распространение короткого лазерного импульса в плазме приводит к возбуждению электронных плазменных колебаний за счет пондеромоторного воздействия (для этого длительность импульса должна быть порядка длины волны плазменных колебаний, определяемой плотностью плазмы). Продольное поле этих колебаний способно ускорять впрыснутые и захваченные электроны до ГэВ-ных энергий.

Взаимодействие мощных лазерных импульсов с плазмой – это сложный нелинейный процесс, зачастую сопровождающийся самофокусировкой, возбуждением параметрических неустойчивостей и т.д. Он дает возможность, меняя длительность, фокусировку лазерного импульса и плотность мишени, переходить в различные режимы взаимодействия, например, возбуждая плазменные волны более длительными импульсами и/или в неоднородной плазме. При этом возможно опрокидывание плазменных волн, что обеспечивает впрыск электронов в волну для их последующего ускорения. Зачастую для практических применений важно не столько энергия электронов, сколько число горячих частиц. Это особенно существенно в случае использования лазерно-генерируемых горячих электронов для создания рентгеновского источника, получения практически интересных токов ускоренных частиц, например для ускорения ионов. Именно для этой задачи для более детального исследования механизмов ускорения заряженных частиц были проведены серии численных расчетов взаимодействия мощного лазерного импульса с плазменными мишенями на суперкомпьютере «Ломоносов» с использованием 3D 3V PIC-кода «Mandor».

## САМОИНЖЕКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КИЛЬВАТЕРНУЮ ВОЛНУ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ ГРАНИЦЫ ПЛАЗМЫ

Кузнецов С.В.

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия,  
e-mail: shenau@rambler.ru*

Качественные характеристики сгустков электронов, получаемых при лазерно-плазменном ускорении, в большой степени определяются исходной длиной инжектированного для ускорения электронного сгустка. Теоретические оценки показывают, что для получения в лазерно-плазменном ускорении сгустков высокоэнергетичных электронов с малым разбросом по энергии необходима точная инжекция в соответствующую фазу электрического поля кильватерной волны очень коротких электронных сгустков (~10 мкм и менее).

Одним из методов введения электронов в ускоряющее кильватерное поле, который может обеспечить выполнение этих требований, является способ, основанный на явлении самоинжекции фоновых электронов плазмы в кильватерную волну при прохождении лазерным импульсом перепада плотности в неоднородной плазме. В частности таким скачком плотности плазмы может быть ее граница [1].

Данное исследование посвящено аналитическому изучению в одномерной постановке процесса захвата кильватерной волной, генерируемой лазерным импульсом, фоновых электронов плазмы при прохождении лазерным импульсом ее резкой границы. Показано, что для кильватерной волны, в которой осциллирующие электроны имеют энергию осцилляции  $E_{os}$  слегка превышающую величину  $mc^2\gamma_{ph}$ , фоновые электроны плазмы, находящиеся в некотором слое  $L_{p0}$ , расположенном в глубине плазмы на расстоянии от ее границы порядка амплитуды их осцилляций, полностью захватываются кильватерной волной. Процесс захвата фоновых электронов прекращается автоматически вследствие роста заряда сгустка захваченных электронов, влияющего на кильватерную волну. Этот эффект определяет заряд сгустка и толщину слоя плазмы, из которого происходит захват электронов:

$$L_{p0} \sim k_p^{-1} \sqrt{2(E_{os} / mc^2 - \gamma_{ph})}$$

где  $\gamma_{ph} = 1 / \sqrt{1 - V_{ph}^2 / c^2}$  - гамма-фактор кильватерной волны ( $V_{ph}$  - ее фазовая скорость).

Захват кильватерной волной фоновых электронов плазмы в данном режиме происходит таким образом, что в ускоряющее кильватерное поле инжектируется сгусток, плотность электронов в котором многократно превосходит плотность фоновых электронов плазмы. Вследствие этого захваченный для ускорения сгусток электронов имеет чрезвычайно малую длину, оцениваемую формулой:

$$L_b \sim \frac{|e| E_w L_{p0}^2}{mc^2 \gamma_{ph}^3},$$

где  $|e| E_w / mc^2 k_p \sim \sqrt{2(E_{os} / mc^2 - \gamma_{ph})}$  - поле кильватерной волны, действующее на электроны в процессе захвата.

Полученные аналитические результаты подтверждены численным моделированием. Из анализа полученных результатов следует, что в данном режиме при определенных параметрах лазерного импульса и плазмы возможен захват кильватерной волной из фоновых электронов плазмы сверхкоротких электронных сгустков длиной порядка сотен аттосекунд, которые являются весьма подходящими для последующего моноэнергетического ускорения.

### Литература

- [1]. Буланов С.В., Иновенков И.П., Наумова Н.М., Сахаров А.С. Физика плазмы, 1990, Т.16, С. 764.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В УЛЬТРАМЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ

Д.С. Носуленко, Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, М.В. Елисеев,  
А.В. Потапов, А.С. Тищенко, А.Л. Шамраев

*Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский НИИ технической физики  
имени академика Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия, e-mail: [dep5@vniitf.ru](mailto:dep5@vniitf.ru)*

В докладе представлены результаты измерений рентгеновского излучения (РИ) мишеней из Al, Cu, Sn и Bi облучаемых фемтосекундными импульсами лазерного излучения с интенсивностью  $\sim 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Измерение спектра ультрамягкого РИ в диапазоне энергий  $0,07 \div 0,3$  кэВ производилось с помощью спектрографа на основе пропускающей дифракционной решетки и рентгеновской ПЗС-камеры. Дифракционная решетка была откалибрована на рентгеновской установке РКК-1-100 [1]. В интервале энергий  $0,6 \div 1,3$  кэВ измерение непрерывного спектра проводилось абсолютно калиброванным рентгеновским спектрометром на основе сферических зеркал полного внешнего отражения. Схема спектрометра аналогична описанной в [2].

Для проведения экспериментов в частотном режиме был разработан и изготовлен мишенный узел на основе моторизированных трансляторов.

Спектр мягкого РИ в диапазоне энергий  $0,3 - 1,3$  кэВ характеризуется эффективной температурой электронов  $T_e \sim 200 \pm 20$  эВ для Cu, Sn и Bi мишеней и  $T_e \sim 120$  эВ для Al мишени.

Показана возможность создания высокоинтенсивного точечного источника излучения в диапазоне  $100 - 300$  эВ с эффективностью преобразования лазерного излучения в рентгеновское порядка нескольких процентов.

### Литература

- [1]. Гилев О.Н., Вихляев Д.А., Елисеев М.В. и др. "Рентгеновский калибровочный комплекс РКК-1-100". ПТЭ, 2008, №1, 119.
- [2]. Вихляев Д.А., Гаврилов Д.С., Елисеев М.В. и др. "Спектрометр мягкого рентгеновского излучения на основе сферических зеркал полного внешнего отражения для исследования плазмы на лазерной установке Сокол-П". ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 2, 69.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ

Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, М.В. Елисеев, Д.С. Носуленко,  
А.В. Потапов, К.В. Сафронов, П.А. Толстоухов

*Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский НИИ технической физики  
имени академика Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия, e-mail: [dep5@vniitf.ru](mailto:dep5@vniitf.ru)*

При взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения (ЛИ) ультракороткой длительности с твердотельной мишенью в тонком слое на поверхности мишени образуется горячая и плотная плазма, которая является ярким источником рентгеновского излучения (РИ). Абсолютные измерения спектров РИ в широком спектральном диапазоне дают важную информацию, как о параметрах плазмы, так и о нестационарных процессах, протекающих в ней. Кроме того, интенсивное ультракороткое ЛИ может использоваться для создания плазменных рентгеновских источников в прикладных целях [1, 2].

На пикосекундной лазерной установке СОКОЛ-П [3] проведены измерения спектров непрерывного РИ в диапазоне энергий квантов  $0,6 \div 4,5$  кэВ при интенсивностях ЛИ  $I \sim 10^{17} \div 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> из Al, Cu, Mo, W и Pb мишеней.

Проведенные эксперименты позволили определить зависимость электронной температуры плазмы от интенсивности ЛИ, а также зависимость конверсионной эффективности ЛИ в мягкое РИ от атомного номера материала мишени. Электронная температура плазмы увеличивается от 0,4 до 0,6 кэВ с ростом интенсивности ЛИ от  $10^{17}$  до  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Конверсионная эффективность лазерного излучения в рентгеновское изменяется от  $0,5 \cdot 10^{-3}$  до  $1,5 \cdot 10^{-3}$  1/ср для Al и Pb мишеней соответственно.

### Литература

- [1]. Gibbon P., Forster E. "Short-pulse laser plasma interactions". Plasma Phys. Control. Fusion, 1996, **38**, 769.
- [2]. Gibbon P. "Short pulse laser interaction with matter". World Scientific Pub. Co Inc., 2005.
- [3]. Гаврилов Д.С., Дмитров Д.А., Какшин А.Г., Капустин И.А., Лобода Е.А. "30-ТВт пикосекундная лазерная установка СОКОЛ-П". Сборник аннотаций XI Международной конференции "Забабахинские научные чтения", Россия, Снежинск, 2012, с. 136.

## **ИЗМЕРЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДА ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ АТОМНОГО НОМЕРА МАТЕРИАЛА МИШЕНИ НА СУБПИКОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКЕ**

П.А. Толстоухов, Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, А.Г. Какшин,  
Е.А. Лобода, А.В. Потапов, К.В. Сафронов

*Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский НИИ технической физики имени академика Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия, e-mail: [dep5@vniitf.ru](mailto:dep5@vniitf.ru)*

На субпикосекундной лазерной установке СОКОЛ-П [1] проведены эксперименты по облучению Al (100 мкм), Cu (85 мкм), Mo (100 мкм) и W (110 мкм) мишеней с целью получения экспериментальных данных по температуре быстрых электронов и определения зависимости коэффициента конверсии лазерного излучения (ЛИ) в жесткое рентгеновское излучение (РИ). Интенсивность ЛИ в экспериментах варьировалась от  $10^{17}$  до  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Измерение спектра РИ проводилось в области энергии квантов  $25 \div 80$  кэВ спектрометром на основе полупроводниковых детекторов [2].

Проведенные измерения показали, что с увеличением атомного номера материала мишени растет как температура быстрых электронов, так и выход рентгеновского излучения. Температура быстрых электронов изменяется от 40 кэВ при интенсивности  $I = 1,5 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> до 78 кэВ при  $I = 3,2 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Коэффициент конверсии ЛИ в жесткое рентгеновское излучение увеличивается от  $1,8 \cdot 10^{-5}$  до  $2 \cdot 10^{-4}$  1/ср для Al и W мишеней соответственно.

### **Литература**

- [1]. Гаврилов Д.С., Дмитров Д.А., Какшин А.Г., Капустин И.А., Лобода Е.А. "30-ТВт пикосекундная лазерная установка СОКОЛ-П". Сборник аннотаций XI Международной конференции "Забабахинские научные чтения", Россия, Снежинск, 2012, с. 136.
- [2]. Потапов А.В., Сафронов К.В., Толстоухов П.А. и др. Физика Плазмы, 2011, **37**(10), 928.

## **ГЕНЕРАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВАКУУМНОМ НАГРЕВЕ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ НАНОЦИЛИНДРОВ**

О.Ф. Костенко

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия,  
e-mail: [olegkost@ihed.ras.ru](mailto:olegkost@ihed.ras.ru)*

Повышение эффективности преобразования энергии коротких лазерных импульсов в узкополосное рентгеновское излучение при использовании наноструктурированных мишеней актуально для различных приложений, в том числе, для диагностики плотной плазмы.

В данной работе исследуется выход  $K_{\alpha}$ -фотонов из медной фольги при вакуумном нагреве электронов лазерным полем вблизи поверхности ионизированных золотых наноцилиндров, расположенных на фольге наклонно и параллельно друг другу. При перпендикулярном падении лазерного поля на фольгу электроны ускоряются компонентой электрического поля, нормальной к «освещённой» поверхности каждого цилиндра, затем возвращаются в цилиндр, выходят из его «теневого» поверхности и попадают в фольгу. Ударная ионизация К-оболочки атомов фольги приводит к испусканию  $K_{\alpha}$ -излучения.

Показано, что для определения максимальной величины ускоряющего поля на поверхности цилиндра необходимо учитывать поглощение энергии лазерного поля ускоряемыми электронами. Максимальная величина ускоряющего поля достигается, если лазерное поле поляризовано в плоскости, образуемой осью цилиндра и волновым вектором. В этом случае влиянием поля на «теневого» поверхности цилиндра на ускоренные электроны можно пренебречь. Максимальный выход  $K_{\alpha}$ -излучения достигается при угле наклона цилиндров и соотношении между их диаметром и длиной волны, которые соответствуют максимальной величине ускоряющего поля. Определены геометрические характеристики указанной мишени, при которых выход рентгеновского излучения увеличивается более чем на порядок по сравнению с использованием мишени, покрытой плотноупакованными сферическими кластерами [1].

### **Литература**

- [1]. Костенко О.Ф. Квантовая электроника (2014). Т. 44, № 5. С. 478.

## К ИНТЕГРИРУЕМОСТИ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ

Д.Н. Габышев

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,  
e-mail: gabyshev-dmitrij@rambler.ru*

В работе [1] формулы, определяющие координаты заряженной частицы в поле плоской квазимонохроматической электромагнитной волны, в общем случае зависят от интегралов

$$I_{nc}(\varphi) \stackrel{\text{def}}{=} \int_{\tau_0}^{\tau} \varphi(\tau') \cos n\Phi' d\tau', \quad I_{ns}(\varphi) \stackrel{\text{def}}{=} \int_{\tau_0}^{\tau} \varphi(\tau') \sin n\Phi' d\tau', \quad (1)$$

где  $\Phi = \omega\tau + \alpha$  — фаза волны,  $\omega$  и  $\alpha$  — постоянные,  $\tau = t - z/c$ ,  $t$  — время,  $z$  — координата частицы по оси  $Z$ , вдоль которой распространяется волна,  $c$  — скорость света,  $n \in \mathbb{N}$  — натуральное число,  $\varphi(\tau)$  — некоторая плавная функция. В [1] задача решена в низшем порядке по параметру  $\Lambda \sim 1/\omega\tau_b$  в адиабатическом приближении  $\Lambda \ll 1$  ( $\varphi(\tau)$  меняется заметно при изменении  $\tau$  на  $\tau_b$ ). Однако определенный интерес представляет учет всех поправок по степеням  $\Lambda$  и поиск точно интегрируемых случаев. Можно ввести комплексную величину  $\tilde{I}_{ncs} = I_{nc} + iI_{ns}$ , представимую в виде функционального ряда Дирихле

$$\tilde{I}_{ncs}(\varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\varphi^{(k)}(\tau')}{(n\omega)^{k+1}} \exp\left(i\left(n\Phi' + \frac{\pi k}{2}\right)\right) \Bigg|_{\tau_0}^{\tau} \quad (2)$$

разделимого на разность двух рядов  $\tilde{I}_{ncs} = \tilde{R}_{ncs}(\tau) - \tilde{R}_{ncs}(\tau_0)$ , причем ряд  $\tilde{R}_{ncs}(\tau)$  удовлетворяет простому дифференциальному уравнению

$$\frac{d\tilde{R}_{ncs}}{d\tau} = n\omega \cdot \varphi(\tau) \cdot \exp\left\{i\left(n\Phi + \frac{\pi}{2}\right)\right\}, \quad (3)$$

где  $\tilde{R}_{ncs}(\varphi) \stackrel{\text{def}}{=} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\varphi^{(k)}(\tau)}{(n\omega)^{k+1}} \exp\left(i\left(n\Phi + \frac{\pi k}{2}\right)\right)$ .

Функция  $\varphi(\tau)$  сама может быть представлена разложением в ряд. Если это ряд Маклорена, то  $\tilde{I}_{ncs}$  выражается через неполную гамма-функцию Эйлера. Аналогично, если  $\varphi(\tau)$  задана некоторым аппроксимирующим полиномом. Для  $\varphi(\tau)$  в форме ряда Тейлора с раскрытием степеней  $(\tau - a)^k$  по биному Ньютона ( $a$  — точка разложения) интегрирование сводится к предыдущим двум случаям. Если  $\varphi(\tau)$  задана рядом Лорана, при интегрировании его главной части возникает интегральная показательная функция, а для  $\varphi(\tau)$ , заданной рядом Дирихле, интегрирование не выводит из класса элементарных функций. Функция  $\varphi(\tau)$ , разложенная в ряд Фурье, также интегрируема в квадратурах.

Следовательно, выбором нужного представления  $\varphi(\tau)$  можно достичь более или менее просто вычислимых интегралов в уравнениях движения заряженной частицы в плоской квазимонохроматической электромагнитной волне.

### Литература

- [1]. Андреев С.Н., Еремичева Ю.И., Макаров В.П., Рухадзе А.А. "О движении заряженной частицы в плоской квазимонохроматической электромагнитной волне". Препринт ИОФ РАН, 2013, №3.

## УСРЕДНЕННЫЕ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЗАРЯЖЕННУЮ ЧАСТИЦУ В ПОЛЕ ВОЛНЫ БИЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.П. Милантьев, С.П. Степина

*Российский университет дружбы народов, Москва, Россия. e-mail: [vmilant@mail.ru](mailto:vmilant@mail.ru)*

Рассматривается релятивистское движение заряженной частицы в поле волны биений мощного лазерного излучения, представляемого в виде суперпозиции двух гауссовых пучков основной моды круговой поляризации. С помощью усреднения по методу Боголюбова получены уравнения для сглаженных переменных частицы, обобщающие результаты [1]. Малым параметром служит отношение длины волны к сужению пучка. Отмечается необходимость дополнения полученных уравнений нелинейным уравнением для фазы волны биений. Вычислены также быстро осциллирующие добавки к ведущему центру частицы и сглаженным компонентам вектора импульса. Сглаженными считаются величины, усредненные по быстрым фазам парциальных волн. Получены выражения для усредненной (пондеромоторной) силы в разных формах, из которых следует, что эта сила не является потенциальной и существенно зависит от медленно меняющейся фазы волны биений [2]. Релятивистские эффекты и дифракционное расплывание пучков существенно ослабляют усредненное воздействие на частицу. Показано, что в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучков, траектория частицы может рассматриваться приближенно как окружность с плавно меняющимся ведущим центром. Получено уравнение эволюции полной усредненной энергии заряженной частицы, из которого следует, что энергия сохраняется, если амплитуды парциальных волн и фаза волны биений не изменяются со временем. Пондеромоторные силы приводят к разбуханию сгустка частиц в радиальном направлении и ускорению в направлении распространения излучения до его расплывания на расстоянии порядка рэлеевской длины. Возможно, что с помощью комбинации различных мод гауссовых пучков можно найти оптимальные режимы ускорения заряженных частиц или обеспечить пространственную локализацию сгустков частиц.

### Литература

- [1]. Литвак А.Г. "Динамические нелинейные электромагнитные явления в плазме". Сб. Вопросы теории плазмы (п.ред. М.А. Леонтовича), 1980, Вып.10, М.: Атомиздат. стр.164.
- [2]. Кастильо А.Х., Милантьев В.П. Инженерная физика, 2014, №4, 16.

## ОБ ОПИСАНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПАРАКСИАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В.П. Милантьев, С.П. Карнилович, Я.Н. Шаар

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия. e-mail: [vmilant@mail.ru](mailto:vmilant@mail.ru)

В исследованиях движения заряженных частиц в поле лазерного излучения важную роль играет адекватное задание векторов поля. Эта проблема рассматривалась, например, в работах [1, 2]. Поскольку мощное лазерное излучение является импульсным, то его описание должно определяться размером фокального пятна и длительностью импульса. Если размер фокального пятна  $a$ , называемый сужением лазерного пучка, намного превосходит длину волны  $\lambda$ , то лазерное излучение достаточно хорошо описывается в параксиальном квазиоптическом приближении. В этом случае характерный дифракционный угол  $\vartheta$

считается достаточно малым [3]:  $\vartheta = \frac{\lambda_0}{\pi a} = \frac{\alpha}{z_R} \ll 1$ . Здесь  $z_R = \frac{k_0 a^2}{2}$  – рэлеевская длина,

определяющая дифракционное распывание волнового пучка,  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{\omega_0}{c}$  – волновое число. Таким образом, в параксиальном приближении существует малый параметр:

$$\mu = \frac{2}{k_0 a} \ll 1. \quad (1)$$

при этом  $\frac{\alpha}{z_R} = \mu$ . С использованием подобного параметра возможно описание фемтосекундных импульсов с интенсивностью около  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> [1].

В случае остро сфокусированного лазерного излучения с огромной интенсивностью порядка  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> и выше размер фокального пятна может быть меньше длины волны [2]. В этом случае параметр (1) не мал, так что параксиальное приближение неприменимо, и описание лазерного излучения требует особого подхода.

В данной работе рассматривается поле мощного лазерного излучения в рамках параксиального приближения (1) при произвольной форме импульса. В отличие от [1] обсуждаются различные случаи малости длины волны по сравнению с длительностью импульса и рассматриваются гауссовы пучки произвольной моды круговой поляризации. Векторы поля вычислены непосредственно с помощью параболического уравнения в квазиоптическом приближении. Показано, что в случае фемтосекундных импульсов возникают поправки первого приближения к поперечным компонентам вектора напряженности электрического поля, тогда как для более длинных импульсов такие поправки являются величинами второго порядка по параметру (1).

### Литература

- [1]. Quesnel B., Mora P. // Phys. Rev. E. 1998. Vol.58 (3). P.3719-3732.
- [2]. Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю. // Квантовая электроника. 2007. Т.37 (3). С.273-284.
- [3]. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука. 1990. 432 с.

## РАСЧЕТ РЕЛАКСАЦИИ ТЕМПЕРАТУР В ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ ПОЗИТРОНИЯ, ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Р.И. Голятина, \*М.К. Исанова, \*С.К. Коданова, \*Т.С. Рамазанов, С.А. Майоров

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия, e-mail: [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)*

*\*НИИЭТФ, КазНУ им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан, e-mail: [kodanova@mail.ru](mailto:kodanova@mail.ru)*

В данной работе методом молекулярной динамики проведено моделирование выравнивания температур для полностью ионизованной, горячей, идеальной плазмы. Рассмотрены следующие физические системы:

- 1) плазма позитрония, т.е. система с равными массами и зарядами;
- 2) полностью ионизованная плазма водорода, дейтерия или трития, т.е. система, состоящая из частиц с одинаковыми по величине зарядами, но разными массами (электроны и ионы);
- 3) плазма гелия, т.е. система с разными зарядами и сильно различающимися массами.

Задача о релаксации температур рассмотрено многими авторами, начиная с первых кинетических моделей [1], а также методами вычислительного эксперимента [2 – 4].

Мы рассматриваем некий объем, в котором в начальный момент времени содержатся два компонента с различными температурами: некоторое число электронов и протонов – для плазмы водорода, электронов и ядер с зарядом 2 (ионы гелия), и электронов с позитронами для плазмы позитрония.

Для высокотемпературной плазмы инерционного термоядерного синтеза в качестве потенциала взаимодействия 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.

Работа проводилась в рамках работы над грантом РФФИ-14-02-0502-а и при поддержке Министерства образования и науки РК - грант 1573/ГФ3 (ЭП-14).

### Литература

- [1]. Коган В.И. // В сб. Физика плазмы и проблема упр. терм. реакций, т.1, 1958, с.130-137.
- [2]. G. Dimonte, J. Daligault // Phys. Rev. Lett. 10, 135001 (2008).
- [3]. M.S. Murillo, M.W.C. Dharma-wardana // Phys. Rev. Lett 100 205005 (2008).
- [4]. С.А. Ordenez, M.I. Molina // Phys. Plasmas. 1, 2515(1994).

## СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ В Z-ПИНЧАХ

В.В. Вихрев, В.Д. Королев

*Национальный Исследовательский Центр "Курчатовский Институт", Москва, Россия,  
Korolev\_VD@nrcki.ru*

Установлено, что спектры нейтронов в Z-пинчах [1] чрезвычайно широки для того, чтобы объяснить их наличием высокой температуры или выделенной группы ускоренных частиц. Ни высокой температуры, ни выделенных групп высокоэнергичных частиц в экспериментах не наблюдалось. По этой причине избегали строить серьезные планы относительно увеличения нейтронного излучения в Z-пинчах. Известно, что Z-пинчи были первыми устройствами, в которых была создана плазма, являющаяся источником нейтронного излучения. Поэтому одной из важных проблем в программе исследований по управляемому термоядерному синтезу было установление механизма генерации нейтронов в плазме Z-пинча. Дальнейшие исследования нейтронного излучения в Z-пинчах показали, что скейлинг нейтронов с увеличением вкладываемой энергии довольно высокий – выход нейтронов пропорционален току пинча в четвертой степени [2].

На многие вопросы удалось ответить когда выяснили, что энергетический спектр ионов, генерируемых в плазме Z-пинча, содержит значительное количество дейтонов с энергией выше 10 кэВ. При исследовании распределения дейтонов по энергии было выяснено, что спектр ионов в плазме в области высоких энергий ближе всего к степенной зависимости с показателем  $k = 2,5 - 4$  [2]. Такого рода распределение должно иметь место и при выполнении условий зажигания самоподдерживающейся термоядерной реакции. При этом столкновения между ионами не успевают полностью максвеллизовать ионы в таких распределениях.

Анализ генерации нейтронов при столкновениях ионов со степенными спаданием в хвосте показал, что ширина спектра нейтронов не столько характеризует температуру ионов или энергию ускоренных дейтонов, а в большей степени определяется универсальной зависимостью сечения ядерной реакции энергии и характером спада количества ионов в хвосте энергетической зависимости [3].

В данном докладе дан обзор исследований по проблеме генерации нейтронов в Z-пинчах и дано описание характеристик нейтронного излучения на различных установках. Приведены результаты измерений спектрального распределения нейтронов по энергии в различных направлениях, установления временной корреляции между нейтронным и рентгеновским излучением, а также динамикой плазмы в Z-пинче. нейтронов для Z-пинчей в случае образования немаксвелловской изотропной плазмы. Как следствие были выяснены не только зависимости нейтронного излучения от параметров в данных системах, но и основные характеристики этого нейтронного излучения. В докладе приведены результаты реконструкции функции распределения ионов по энергиям. Также дано объяснение появления анизотропии в распределениях нейтронов по энергиям в аксиальном направлении. Приведены результаты анализа появления анизотропии в энергетических спектрах использования образования высокотемпературной плазмы в Z-пинчах.

### Литература

- [1]. Бакшаев Ю.Л., Брызгунов В.А., Вихрев В.В., Волобуев И.В., Данько С.А., Казаков Е.Д., Королев В.Д., Клир Д., Мироненко-Маренков А.Д., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устров Г.И. "Генерация и анизотропия нейтронного излучения в конденсированном Z-пинче". Физика плазмы, 2014, **40**(6), 516.
- [2]. Вихрев В.В., Королев В.Д. "Генерация нейтронов в Z-пинче". Физика плазмы, 2007, **33**(5), 397.
- [3]. Вихрев В.В., Мироненко-Маренков А.Д. "О спектре нейтронов из плазмы Z-пинча". Физика плазмы, 2012, **38**(3), 251.

## ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ СЖАТИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО Z-ПИНЧА НА УСТАНОВКЕ «АНГАРА-5-1»

В.В. Александров\*, Е. В.Грабовский\*, А.Н. Грицук\*, И.В. Волобуев\*\*, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, В.Д. Королев, Я.И. Лаухин\*, С.Ф. Медовщиков\*, К.Н. Митрофанов\*, Г.М. Олейник\*, Г.И. Устроев, И.Н. Фролов\*.

*Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт», Москва, Россия, [Korolev\\_VD@nrcki.ru](mailto:Korolev_VD@nrcki.ru)*

*\*ГНЦ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», г. Троицк Московской области, Россия, [angara@triniti.ru](mailto:angara@triniti.ru)*

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

Динамика сжатия конденсированного Z-пинча изучалась на установке Ангара-5 при токах 3,5 МА с фронтом нарастания 100 нс. Для усиления концентрации энергии использовались составные профилированные нагрузки, в центральной части которых устанавливались цилиндры с диаметром 1–3 мм, выполненные из микропористого дейтерированного полиэтилена с плотностью 0,1–0,4 г/см<sup>3</sup>. Пространственно-временные характеристики плазмы измерялись с помощью диагностического комплекса установки, обеспечивающего электронно-оптическое фотографирование в видимой области спектра в хронографическом режиме, интегральное по времени рентгеновское фотографирование, регистрацию импульсного мягкого рентгеновского излучения вакуумными фотоэмиссионными детекторами и спектроскопию в области вакуумного ультрафиолета. Основная информация о динамике плазмы была получена с помощью рентгеновской (E > 100 эВ) электронно-оптической камеры, обеспечивающей регистрацию 10 кадров с экспозицией 4 нс. Одновременно измерялись энергетические характеристики нейтронного излучения методом времени пролета с помощью сцинтилляционных детекторов, установленных вдоль оси пинча и перпендикулярно к ней. Интегральный нейтронный выход регистрировался активационными детекторами. Из результатов эксперимента следует, что динамика плазмы слабо зависит от плотности нагрузки. Обычно наблюдалось две стадии сжатия плазмы, приводившие к появлению высокотемпературных плазменных образований, которые сопровождалась возникновением коротких импульсов МР-излучения и нейтронной эмиссией. Измеренный нейтронный поток  $10^{10} - 3 \times 10^{10}$  практически не зависел от плотности нагрузки. Полученный результат связан с особенностью динамики плазмы в Z-пинче. Нейтронное излучение возникало при повторном формировании высокотемпературных плазменных образований из хаотически разлетающейся плазмы, а не в результате ее компактного сжатия. Дальнейшие исследования будут направлены на оптимизацию конфигурации нагрузки с целью увеличения нейтронного выхода.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №12-02-00522-а

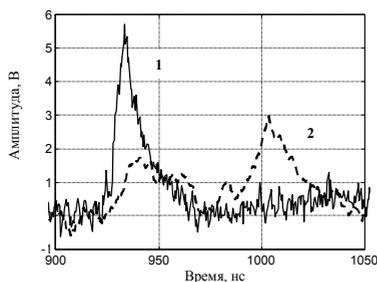
## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Z-ПИНЧА ПРИ ИМПЛОЗИИ ВОЛОКОННЫХ СБОРОК НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1

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

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

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

Приведены данные исследования токовой имплозии сборок, изготовленных из капроновых волокон с нанесенными на них слоями металлов: Al, In, Sn, Bi. Получены экспериментальные данные об энергии и мощности импульса мягкого рентгеновского излучения (МР-излучения) в аксиальном и радиальном направлениях в диапазоне энергии квантов 0,02 – 2 кэВ двумя наборами фильтрованных ВРД-детекторов [1]. Спектры источника МР-излучения при имплозии Z-пинча металлизированных капроновых лайнеров получены с помощью дифракционного спектрометра скользящего падения в радиальном направлении с пространственным разрешением по радиусу лайнера. Показано, что наличие вещества капроновых волокон определяет характеристики МР-излучения, испускаемого Z-пинчем в радиальном и аксиальном направлениях. Характерной особенностью временных профилей сигналов ВРД, измеряющих мощность МР-излучения в аксиальном направлении наблюдения, является наличие в второго пика, который в радиальном направлении сильно подавлен (рис.1). На рис.1 кривая 1 – сигнал радиального ВРД за лавсановым фильтром толщиной 2 мкм а кривая 2 – сигнал аксиального ВРД с таким же фильтром в выстреле №5143 в фотонах с энергией свыше 100 эВ. Обнаружено, что мощность, полная энергия и спектры излучения зависят от количества металлизированных волокон и массы нанесенного на них слоя металла, но не зависят



от его характеристик: плотности, атомного номера и т.п. Кадровые рентгеновские изображения показывают, что Z-пинчи, полученные при имплозии металлизированных капроновых лайнеров, характеризуются повышенной устойчивостью с меньшими, по сравнению с проволочными, инкрементами нарастания МГД-возмущений. Меньшая интенсивность плазмообразования из капроновых волокон [2] приводит к тому, что плазма, образованная на периферии лайнера из их вещества, образует слой, который выполняет функцию стенки хольраума, запирая МР-излучение Z-пинча, образовавшегося при имплозии материала нанесенного слоя. Показано, что перекрытие анодного отверстия удваивает энергию излучения в радиальном направлении.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Госкорпорации Росатом по договору Н.4Х.44.90.13.1108 и РФФИ по грантам: №12-02-00369-а, №12-02-00900-а, №13-02-00013-а, №13-02-00482-а и 14-02-00438.

### Литература.

- [1]. Браницкий А.В., Олейник Г.М., ПТЭ, 2000, 22, №4, с.480-486.
- [2]. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А. Н. и др., Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 6. С. 520-547.

### **3D МГД МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СЖАТИЯ Z-ПИНЧЕЙ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1**

В.А. Гасилов, О.Г. Ольховская, Н.С. Смирнова

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

Проведено трехмерное моделирование 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.

Результаты моделирования сопоставляются с данными, полученными на установке Ангара-5-1 (ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ). Расчеты выполнялись для многопроволочных конфигураций, описанных в работе [1], где были экспериментально исследованы особенности формирования прорывов магнитного потока внутрь сборки на финальной стадии плазмообразования проволочныхборок из различных металлов и измерены их характеристики.

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 14-01-31154-мол а, 13-02-00013-а, 14-01-00678-а и программой фундаментальных исследований №3 ОМН РАН.

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.

## ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПОЛУЧЕНИЮ СВЕРХСИЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ В КОНФИГУРАЦИИ МНОГОПРОВОЛОЧНОГО Z – $\theta$ ПИНЧА

Б.Г. Репин, А.П. Орлов

*Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия, e-mail: repinbg@mail.ru*

Излагаются результаты численного эксперимента по компрессии начального аксиального магнитного поля  $B_{z0}$  цилиндрической многопроволочной сборкой при её запитке импульсом тока от установки Z (амплитуда  $I_{\max} \approx 18$  МА, время нарастания  $\sim 100$  нс). Показано, что в результате имплозии лайнерной плазмы в конфигурации Z –  $\theta$  пинча возможно получение мультимегабарных давлений внутри полого цилиндрического контейнера с хорошо проводящими (медными) стенками, расположенного в центре разрядной камеры. Результирующее давление компрессируемого магнитного поля, действующее на стенки контейнера, может быть использовано для исследования свойств различных материалов [1]. Основная цель проведённых расчётных исследований заключается в прогнозировании параметров импульса давления в контейнере в зависимости от его диаметра  $D$ .

Численное моделирование Z –  $\theta$  пинча проведенное с помощью трёхмерного резистивного магнитогидродинамического кода FLUX-3D [2] показало следующее:

- Многопроволочный лайнер с начальным радиусом  $R_0 = 2$  см, состоящий даже из малого ( $\sim 20$ ) количества тонких вольфрамовых проволочек, может эффективно осуществлять компрессию начального аксиального магнитного потока. Это происходит вследствие того, что плазменные струи, возникающие в ходе абляции вещества проволочек лайнера, в ходе своего радиального ускорения к оси расширяются в диаметре и одновременно приобретают некоторую азимутальную (вращательную относительно оси системы) скорость. На радиусе  $\sim 0,7 \cdot R_0$  фронтальные области этих струй образуют электропроводящую в азимутальном направлении низкоплотную плазменную оболочку, которая в процессе дальнейшей имплозии начинает компрессировать захватываемый в этот момент аксиальный магнитный поток.
- Амплитуда генерируемого импульса давления растет при уменьшении диаметра контейнера. В частности, при начальном внешнем магнитном поле  $B_{z0} = 100$  кГс в результате имплозии многопроволочного Z- $\theta$  пинча на установке Z возможно получение коротких ( $\sim 10$  нс) импульсов давления с амплитудой  $P_{\max} \approx 5$  Мбар при  $D \approx 4$  мм и  $P_{\max} \approx 13$  Мбар при  $D \approx 265$  мм.

### Литература

- [1]. Boriskov G.V., Timareva V.I., Panov A.I., Sokolov S.S. "Simulation of Isentropic Compression Process in a Device Based on Magneto-Cumulative Generator". In: "Megagauss-XI", Proc. of the Eleventh International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, London, UK, 2006, 219.
- [2]. Орлов А.П., Репин Б.Г. "Трёхмерное магнитогидродинамическое моделирование имплозии многопроволочных цилиндрических лайнеров с использованием программы FLUX-3D". Математическое моделирование, 2014, 26(6), 3.

## **ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАДИАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ИЗ ХОРДОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ: АЛГОРИТМ И ЧИСЛЕННЫЙ КОД**

Е.О.Баронова, А.М.Степаненко

*Национальный Исследовательский Центр "Курчатовский Институт", Москва, Россия,  
e-mail: [baronova04@mail.ru](mailto:baronova04@mail.ru)*

Экспериментальные измерения, проведенные без пространственного разрешения, несут информацию об усредненных параметрах плазмы. При этом, если реализовано пространственное разрешение в одном направлении, то измеряется так называемое хордовое (усредненное или интегральное) распределение, из которого можно восстановить радиальное, используя преобразование Абеля. Нами проведен анализ интерферограмм и восстановлено радиальное распределение плотности плазмы пинчевого разряда.

Алгоритм восстановления радиального профиля плотности, используемый в данной работе, основан на сквозной полиномиальной интерполяции радиальной и хордовой функций ортогональными полиномами Чебышева. В таком представлении процедура абелизации не подразумевает вычисления производной от хордовой функции, а сводится к простейшим операциям численного интегрирования: по совокупности экспериментально измеренных значений хордовой функции с помощью численного интегрирования определяются значения радиальной функции.

Для ускорения процедуры восстановления создан численный код в программной среде Delphi. Код считывает интерферограмму, генерирует на ней сетку для качественной оцифровки выбранной интерференционной полосы, записывает значения экспериментально полученной хордовой функции, взятой из точек, указанных кликами мыши, в заранее выбранный файл, строит ее графически. Затем проводится сглаживание хордовой функции методом кубических сплайнов таким образом, что между каждой парой экспериментальных точек подбирается свой кубический сплайн. На следующей стадии полученная гладкая хордовая функция аппроксимируется ортогональными полиномами Чебышева. На последней стадии после численного интегрирования находится радиальная функция.

Таким образом, имея на входе интерферограмму, созданный численный код генерирует радиальное распределение плотности плазмы.

Применение созданного кода не ограничивается интерферометрией. После небольшой модификации его можно использовать, например, и в спектроскопии.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ НА УСТАНОВКЕ "ТЮЛЬПАН"

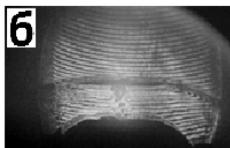
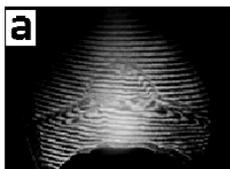
Е.О.Баронова, \*Е.Д. Вовченко, \*\*В.Я.Никулин,  
\*\*П.В.Силин, А.М.Степаненко, С.В.Суслин

Национальный Исследовательский Центр "Курчатовский Институт", Москва, Россия,  
e-mail: [baronova04@mail.ru](mailto:baronova04@mail.ru)

\*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия  
\*\*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Методами оптической дифференциальной интерферометрии исследована динамика образования плазменной струи, возникающей в процессе сжатия плазмы, получаемой в установке типа плазменный фокус (установка "Тюльпан", ФИАН). Генерация струи изучалась в различных режимах работы установки, рабочими газами которой являлись дейтерий, неон и аргон.

Показано, что осевые плазменные струи образуются в неоновой и дейтериевой плазме, причем в каждом разряде струи движутся как в сторону анода, так и в противоположном направлении. Такой характер распространения плазменного потока подтверждается расчетами, проведенными в рамках двумерной МГД. На некоторых стадиях разряда экспериментально измеренная средняя скорость движения струи одинакова для разрядов в дейтерии и неоне, и скорость струи всегда превышает скорость движения токовой оболочки. Полученные данные свидетельствуют о более эффективном выбросе струи в неоновом разряде.



В разрядах, рабочим газом которых являлся аргон, наблюдались небольшие непрозрачные области плазмы, хаотично разбросанные вблизи оси разряда, и не было зарегистрировано плазменных струй. На рисунке показаны характерные интерферограммы, полученные в разрядах с рабочими газами дейтерием (а) и аргоном (б).

На поздних стадиях разряда при использовании всех трех рабочих газов зарегистрирован выброс вещества с поверхности анода и свечение прианодного пространства. Предложена интерпретация данного явления, в основу которой заложен анализ процесса взаимодействия струи плазмы с поверхностью анода.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ НА УСТАНОВКЕ КПФ-4 “ФЕНИКС” ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ НАПУСКА ГАЗА

Д.А. Войтенко, Г.И. Астапенко, В.И. Крауз\*,  
К.Н. Митрофанов\*\*, В.В. Мялтон\*, С.С. Ананьев\*

ГНПО “Сухумский физико-технический институт”, Сухум, Абхазия,  
[opti-sfti@yandex.ru](mailto:opti-sfti@yandex.ru)

\*НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия, [krauz\\_vi@nrcki.ru](mailto:krauz_vi@nrcki.ru)

\*\*ФГУП “ГНЦ РФ ТРИНИТИ”, Москва, [mitrofan@triniti.ru](mailto:mitrofan@triniti.ru)

На установке КПФ-4 “Феникс” в ГНПО СФТИ начат цикл работ по лабораторному моделированию астрофизических джетов, основной задачей которых является исследование процессов генерации и распространения плазменных потоков, генерируемых в плазмофокусном (ПФ) разряде. При таком моделировании важным фактором являются параметры фоновой плазмы, в которой распространяются плазменные потоки. В условиях стационарного напуска рабочего газа в разрядный объем, традиционно используем в плазмофокусном эксперименте, регулировать параметры фоновой плазмы крайне затруднительно. Режимы с импульсным напуском рабочего газа, позволяющие создавать профилированные начальные распределения плотности, являются весьма перспективными с точки зрения оптимизации работы ПФ установок, особенно в случае большой энергии разряда (несколько сотен кДж и выше). Однако опыт работы в таких режимах крайне незначителен, что обусловлено высокой сложностью эксперимента.

На установке КПФ-4 разработаны и внедрены две системы импульсного напуска газа: через осевой канал в центральном электроде (аноде) и путем впрыска газа в зазор между катодом (беличье колесо) и анодом. Разработаны методы измерения распределения рабочего газа при импульсном напуске. Для исследования динамики газовой струи использованы мембранные датчики-микрофоны различных типов (электродинамические, конденсаторные).

На первом этапе работ проведены исследования основных параметров плазменных потоков при стационарном напуске различных газов (водород и аргон). С помощью световых коллиматоров исследована динамика изменения скорости плазменного потока при его распространении на значительные расстояния. Первые результаты свидетельствуют о слабой зависимости скорости потока от сорта газа: зарегистрированная скорость в разрядах в аргоне и водороде отличается не более чем в 2 раза при существенном различии в массах ионов (40). Для измерения захваченных магнитных полей использовались двухкомпонентные магнитные зонды, позволяющие проводить регистрацию азимутальной и аксиальной (вдоль оси разрядной системы) компонент магнитного поля. Все магнитные зонды калибровались как на величину вектора индукции магнитного поля, так и на его направление. Обнаружена корреляция скорости движения плазмы, определенной по данным магнитозондовых измерений, и скорости, полученной из данных регистрации оптического свечения плазмы. Это свидетельствует о распространении в пространстве плазменного потока с захваченным магнитным потоком. Зарегистрировано наличие нескольких плазменных образований (сгустков), движущихся вдоль оси Z с захваченными магнитными полями  $\sim 10$  кГс. В некоторых случаях зарегистрирована временная зависимость аксиальной компоненты магнитного поля имеет немонотонный знакопеременный характер. Это связано с различным направлением циркуляции азимутальных токов в отдельных частях плазменного потока. При распространении плазменного потока вдоль оси установки происходит его торможение, связанное с взаимодействием захваченного им магнитного поля с окружающей плазмой;

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проекты № 13-02-90303\_Абх и № 14-29-06085-офи\_м.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ И ДИНАМИКИ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА В ПЛАЗМОФОКУСНОМ РАЗРЯДЕ

В.И. Крауз, В.В. Мялтон, С.С. Ананьев, В.П. Виноградов,  
Ю.В. Виноградова, С.А. Данько, Ю.Г. Калинин, А.М. Харрасов

*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [krauz\\_vi@nrcki.ru](mailto:krauz_vi@nrcki.ru)*

В НИЦ «Курчатовский институт» на установке ПФ-3 начат новый цикл экспериментов по лабораторному моделированию астрофизических джетов. Одной из основных задач является исследование механизмов генерации плазменных потоков в плазмфокусном разряде, имитирующих астрофизические джеты. Другой не менее важной задачей является исследование их распространения в фоновой среде и анализ физических процессов, влияющих на их стабильность. Вопрос о стабильности астрофизических джетов, обеспечивающих их аномально большое аспектное отношение  $l/d$ , где  $l$  – длина джета, а  $d$  – его поперечные размеры, является одним из самых актуальных.

Для расширения экспериментальных условий генерации и последующего распространения плазменных потоков эксперименты проведены в различных рабочих газах (водород, дейтерий, гелий, неон, аргон). Процесс формирования плазменного потока при компрессии токнесущей плазменной оболочки (ТПО) на оси исследован с помощью скоростных фоторегистраторов, работающих как в кадровом режиме, так и в режиме щелевой развертки. Обнаружено существенное различие в структуре ТПО при работе на различных газах. Показано, что формирование потока коррелирует с фазами развития МГД-неустойчивостей пинча и его последующего распада.

Для исследования процессов распространения потоков в фоновой плазме, наряду со скоростными фоторегистраторами, применены световые коллиматоры, позволяющие определять мгновенную скорость плазменного потока на различных расстояниях от места генерации. Обнаружено, что начальная скорость плазменного потока слабо зависит от сорта рабочего газа и составляет  $\geq 10^7$  см/с. Напротив, последующее торможение потока определяется эффектами его взаимодействия с фоновым газом и плазмой, возникающей в камере в результате ионизации рабочего газа излучением пинча. В случае работы с тяжелыми газами степень ионизации газа существенно падает с увеличением расстояния от места генерации, что приводит к более сильному торможению плазменного потока. Тем не менее, зафиксировано распространение плазменного потока на расстояние  $\sim 1$  м (граница пролетной рабочей камеры). Плотность потока энергии на расстоянии 95 см при этом составляет  $\geq 2$  Дж/см<sup>2</sup>.

Показано существенное превышение продольной скорости потока над поперечной скоростью его расширения. Поток сильно структурирован. На расстоянии 35 см от анода зафиксированы компактные плазменные образования с поперечными размерами  $\leq 1$  см. Более отчетливо эти структуры проявляются при работе с тяжелыми газами (аргон, неон), что может быть обусловлено явлением радиационного охлаждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 14-29-06085-офи\_м, № 14-02-01203-а, №14-02-00179-а и №14-02-31473-мол-а).

## ОБРАЗОВАНИЕ СТРУИ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

В.В. Вихрев, С.В. Суслин

НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, [SuslinSV@yandex.ru](mailto:SuslinSV@yandex.ru)

Исследована динамика дейтериевой плазмы и потоков энергии в установках с плазменным фокусом на основе численного моделирования в одножидкостном двумерном МГД приближении.

По итогам моделирования, обнаружены потоки плазмы двух типов: струя, распространяющаяся вдоль оси камеры, после формирования плазменного фокуса; и поток разреженной плазмы вдоль анода, наблюдающийся все время разряда.

После образования плотного пинча, формируются два интенсивных потока плазмы в направлениях к аноду и от анода. Аналогичная струя наблюдалась на установке ПФ-4, («Тюльпан») [1]. Осевые струи состоят из узкого уплотнения непосредственно на оси установки, поддерживаемого магнитным пузырьём. Магнитный пузырь расширяется, вытесняя невозмущенный газ, и образуя ударную волну. Острие струи движется со скоростью порядка  $10^7$  см/с. По-видимому, такая скорость поддерживается за счет градиента давления магнитного поля. Сделана оценка зависимости аспектного отношения осевой струи от времени.

Обнаружен высокоскоростной поток разреженной плазмы вдоль анода. Это течение переносит магнитную и кинетическую энергию от изолятора к токнесущей плазменной оболочке. Обнаружен эффект каналирования прианодного течения, который оказывает влияние на форму токнесущей оболочки. Скорость течения в прианодном потоке достигает  $10^8$  см/с. Такая скорость достигается за счет того, что течение происходит в узком межэлектродном зазоре переменного сечения, наподобии сопла. При такой конфигурации, скорость течения может превышать скорость быстрого магнитного звука.

### Литература

- [1]. Baronova E. O., Bashutin O. A., Vihrev V. V. et al. // Plasma Physics Reports, 2012, V.38, №9, P. 751.
- [2]. Морозов А.И. «Введение в плазмодинамику». – М. ФИЗМАТЛИТ 2006. Стр.125.

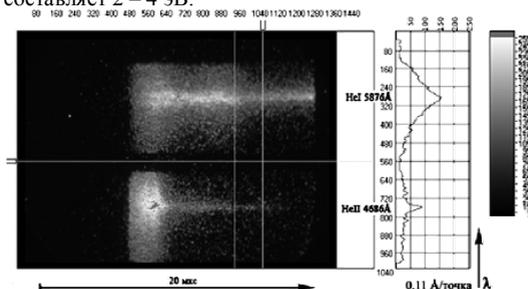
## СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ПЛАЗМЕННОМ ФОКУСЕ

С.С. Ананьев, С.А. Данько, В.В. Мялтон, А.И. Жужунашвили,  
Ю.Г. Калинин, В.И. Крауз, \*М.С. Ладыгина, \*А.К. Марченко

*Национальный Исследовательский Центр "Курчатовский Институт", Москва,  
Россия, e-mail: [Ananyev\\_SS@nrcki.ru](mailto:Ananyev_SS@nrcki.ru)*

*\*Институт физики плазмы НИИ "Харьковский физико-технический институт",  
Харьков, Украина, e-mail: [ladyginams@kipt.kharkov.ua](mailto:ladyginams@kipt.kharkov.ua)*

Для исследования параметров плазмы струи, генерируемой в плазменном фокусе, и фонового газа на установке ПФЗ был создан диагностический комплекс, включающий светосильный спектрограф в сочетании с время-анализирующей электронно-оптической камерой. В качестве спектрографа был использован СТЭ-1 – спектрограф со скрещенной дисперсией, который позволяет получить обзорный спектр излучающего плазменного объекта в диапазоне 4500 – 9000 Å в трех различных порядках со спектральным разрешением не хуже 10 Å/мм. Свет из пролётной камеры установки собирался на входном торце световода, выходной конец которого выводился на входную щель спектрографа. Для передачи изображения линий в интересующих нас спектральных интервалах с выхода спектрографа на время-анализирующую щель электронно-оптической камеры были использованы световоды с регулярным расположением волокон. К спектрографу пристыковывался магнитный держатель для световодов и фотоприставка для интегральной регистрации двух видимых порядков спектра. Таким образом, система регистрации временного хода характеристических линий позволяет как получать обзорный спектр излучения плазмы в видимом диапазоне спектра, так и одновременно регистрировать временной ход интенсивностей нескольких характеристических линий. В качестве электронно-оптической камеры используется камера К008, размещенная вместе с ноутбуком и блоком бесперебойного питания в экранированном ящике. В связи с тем, что коэффициент усиления К008 оказался недостаточным для получения временной развертки в описанной схеме регистрации, камера была снабжена дополнительным усилителем яркости на основе электронно-оптического преобразователя ЭП-10. Регистрация изображения с экрана ЭОК производится штатной видеокамерой и обрабатывается специализированным софтом на ноутбуке. Для временного анализа из спектра, полученного на удалении 35 см от плазменного фокуса, были выбраны две яркие линии, одна из которых принадлежит нейтральному гелию –  $\lambda_1 = 5876 \text{ \AA}$ , а вторая - водородоподобному  $\lambda_2 = 4686 \text{ \AA}$ . Концентрация фоновой плазмы, оцененная по штарковскому уширению линий, до прихода струи не превышает  $N_e < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Концентрация электронов в плазменных сгустках превосходит начальную концентрацию газа ( $N_e > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Максимальная ионизационная температура в плазменной струе составляет 2 – 4 эВ.



Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты №№: 14-02-00179-а, 14-02-31473-м, 14-02-90427 Укр-а и 14-29-06085-офи\_м.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗРЫВНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИГОЛЬЧАТОГО КАТОДА МЕТОДОМ ТОЧЕЧНОЙ ПРОЕКЦИОННОЙ РЕНТГЕНОГРАФИИ

Е.В. Паркевич, И.Н. Тиликин, А.В. Агафонов, А.Р. Мингалеев,  
Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*  
*e-mail: v754@rambler.ru*

Взрывная электронная эмиссия (ЕЭ) хорошо известное и широко используемое явление в сильноточной электронике [1]. Большинство теорий ЕЭ базируется на механизме катодной эмиссии, происходящей после взрыва микроострий на поверхности катода [2]. Было показано, что ЕЭ имеет сложную неоднородную пространственную и временную структуру, но экспериментальные методы в то время не могли с высоким временным и пространственным разрешением исследовать механизм взрыва игольчатых электродов. Физическое состояние материала взрывающихся игольчатых электродов и его природа еще недостаточно исследованы. В данной работе мы использовали метод проекционной рентгенографии [3] с использованием гибридного X-пинча в качестве точечного источника мягкого рентгеновского излучения для получения изображения взрыва игольчатого электрода в сильноточном диоде с микронным пространственным и субмикронным временным разрешением [4]. Электроды, сделанные из медных и молибденовых проволочек припаивались к плоскому катоду сильноточного диода, который помещался в цепь обратного тока гибридного X пинча на установке БИН (250 кА, 100 нс). Рентгеновские изображения взрыва микроострия регистрировались с увеличением 7,4 раза на пленку Kodak DR. Длина игольчатого электрода и величина зазора между ним и анодом варьировалась в широком диапазоне значений. Измерялись диодный ток и напряжение. Также регистрировалось жесткое рентгеновское излучение электронного пучка, генерированного а исследуемом диоде. В экспериментах с анодным зазором в пределах 0,1–1 мм наблюдалось образование расширенного ядра проволочек – игольчатых катодов.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда №14-02-00784.

### Литература

- [1]. Mesyats G.A. "Explosive electron emission and the portion model of the electric aec". Gerald of the Russian Academy of Sciences, 2014, **84**, 242.
- [2]. Bugaev S.P., Litvinov E.A., Mesyats G.A., Proskurovskii D.I. "Explosive emission of electrons". Soviet Physics – Uspekhi, 1975, **18**, 51.
- [3]. Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Pikuz S.A., Chandler K.M., Hammer D.A. "Point-projection X-ray radiography using an X-pinch as the radiation source". Rev. Sci. Instrum., 2001, **72**, 667.
- [4]. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Cahill A.D., Knapp P.F., Hammer D.A., Sinars D.B., Tilikin I.N., Mishin S.N. "Hybrid X-pinch", Phys. Plasmas, 2010, **17**, 112707.

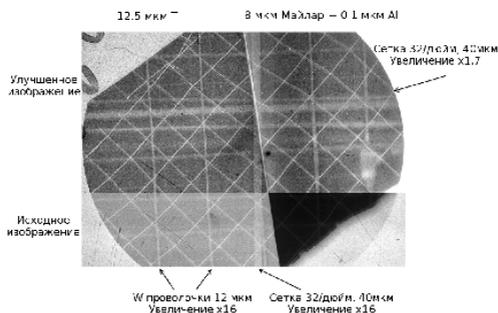
## ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГИБРИДНЫХ Х-ПИНЧЕЙ НА ГЕНЕРАТОРЕ КИНГ

И.Н. Тиликин, Т.А. Шелковенко, С.А. Чайковский\*, В.Б. Зорин, С.А. Пикуз,  
В.М. Романова, С.Н. Мишин, А.Р. Мингалеев

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия*

*\*Институт Сильноточной Электроники СО РАН, Томск, Россия*

Малогобаритный генератор мягкого рентгеновского излучения КИНГ был разработан в Томском институте сильноточной электроники. Зарядное напряжение генератора составляет 30–50 кВ. Ток через нагрузку достигает 180 кА, а время нарастания тока 200 нс при зарядном напряжении 40 кВ. Генератор КИНГ был спроектирован для работы с X-пинчами в качестве нагрузки для создания источника излучения, который может быть использован для точечной рентгенографии [1]. Гибридные X-пинчи [2] в качестве нагрузки были исследованы на генераторе КИНГ. Эксперименты показали, что только Cu и Ag в качестве материала проволочек, может быть использован в гибридных X-пинчах. Диаметр проволочек должен быть 20–25 мкм и зазор между электродами около 2 мм. В качестве диагностики использовались PCD и Si-диод за различными фильтрами для определения энергии излучения и времени излучения импульсов фотонов различной энергии. Ступенчатый ослабитель и камеры обскуры так же использовались для определения диапазонов энергии излучения. Изображения тест объектов, полученные с помощью метода точечной рентгенографии, использовались для определения количества источников излучения, интенсивности каждого источника, а так же размера источника излучения. Так же спектрометр с выпуклым кристаллом CsAP использовался для измерения параметров плазмы гибридного X-пинча.



Изображение тест объекта, полученное в излучении гибридного X-пинча с 25 мкм Ag проволочкой.

Эксперименты показали, что при протекании тока через гибридные X-пинчи образуется источник излучения с размером в несколько микрометров с интенсивным непрерывным излучением. Такой источник излучения может быть использован для точечной рентгенографии (см. рисунок) и других применений. Гибридный X-пинч имеет более простую конфигурацию и меньше жесткого рентгеновского излучения по сравнению со стандартным многопроволочным X-пинчем.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 14-02-01206.

### Литература

- [1]. Artyomov A.P., Bykova M.G. et al., *Izvestiya vuzov. Physics*, 2012, 55, 26-29.
- [2]. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A. et al., *Plasma Physics Reports*, 2012, 38, 359-381.

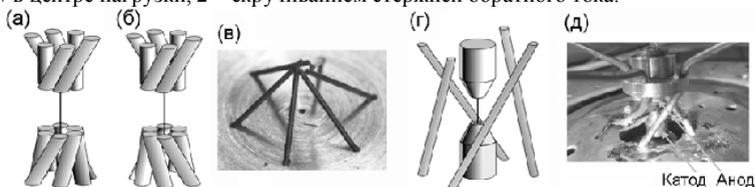
## ЗАМАГНИЧЕННЫЙ Х-ПИНЧ

С.А. Пикуз, П.А. Гордан, Т.А. Шелковенко, И.Н. Тилюкин, Д.Б. Гринли\*,  
Л.А. Атоян\*, Д.А. Хаммер\*

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

*\*Корнельский университет, Итака, США*

Х-пинч является уникальным источником рентгеновского излучения из горячей точки (ГТ), образующейся в перекрестии проволочек стандартного Х-пинча [1] или между электродами гибридного Х-пинча [2]. Неопределенность положения ГТ может достигать нескольких сотен микрон в зависимости от конфигурации Х-пинча. Такая неопределенность не влияет на параметры и качество излучения, однако может быть важна при создании прецизионных систем проекционной рентгенографии с большим увеличением. Исследования каскадирования перетяжки Х-пинча показали, что ГТ образуется преимущественно в областях, сдвинутых относительно геометрического центра нагрузки, причем направление сдвига является статистически равновероятным. Мы попытались стабилизировать положение ГТ путем наложения внешнего аксиального магнитного поля, что должно было либо нарушить симметрию пинча и сдвинуть область образования ГТ к одному из электродов, либо локализовать ее около центра. Предполагалось, что внешнее поле окажет влияние в начальной стадии образования перетяжки, поэтому его величина может быть значительно меньше азимутального поля тока, протекающего через Х-пинч. Аксиальное поле в гибридном Х-пинче создавалось двумя способами (рисунок): 1 – использованием электродов из тонких стержней, ориентированных так, чтобы магнитное поле при протекании через них тока имело аксиальную компоненту либо с максимумом, либо с «каспом» в центре нагрузки, 2 – скручиванием стержней обратного тока.



Конфигурации диодов замагниченных гибридных Х-пинчей: (а) – с электродами, создающими продольное поле, (б) – с электродами, создающими поле с «каспом», (г) – со скрученными проводниками обратного тока, (в) – фотография электрода с вольфрамовыми стержнями, (д) – фотография диода на установке БИН.

Эксперименты на установках XP (450 кА, 40 нс), SOBRA (1,2 МА, 100 нс) и БИН (270 кА, 100 нс) показали, что наиболее обещающие результаты получаются при использовании электродов, создающих поле с «каспом». Аксиальное поле, возникающее в схеме со скрученными проводниками обратного тока, при превышении им определенной величины препятствует формированию горячей точки.

Работа частично поддержана грантами PHY-1102471, DE-SC0002151, DE-NA0001839, DE-NA0001847, РФФИ 14-02-01206.

### Литература

- [1]. Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Pikuz S.A., Hammer D.A., Phys. Plasmas, 2001, **8**, 1305-1318.
- [2]. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Cahill A.D., Knapp P.F., Hammer D.A., Sinars D.B., Tilikin I.N., Mishin S.N., Phys. Plasmas, 2010, **17**, 112707.

## МГД РАСЧЁТЫ ПРОЦЕССОВ ВЗРЫВА ГОРЯЧЕЙ ТОЧКИ X-ПИНЧА

Г.В. Иваненков, В. Степневски\*

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва, Россия*

*\*Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза (ИФПиЛМ), Варшава, Польша  
e-mail: ivanenkov.gv@mail.ru*

Долгое время область рентгеновской вспышки и последующего за ней взрыва горячей точки X-пинча осталась недоступной в МГД расчётах. Важность стадии вспышки требовала глубоких преобразований как существовавшей ранее модели [1], так и применяемого для её реализации кода. Основные изменения вычислительной части выразались в замене явной разностной схемы неявной и полной переработке процедур формирования сетки, добавления и удаления узловых точек, коррекции их положений. Также был введён новый алгоритм расчёта переноса излучения и улучшена процедура вычисления заряда ионов. В физической части были усовершенствованы, в первую очередь, блоки расчёта электронных коэффициентов переноса и понижения потенциалов ионизации. Это позволило вести расчёты в области экстремально высоких температур и плотностей плазмы, где становятся существенными квантовые эффекты.

Многочисленные расчёты показали глубокое различие процессов, происходящих в горячей наружной и во внутренней экстремально плотной частях горячей точки. Если параметры внешней части хорошо согласовались с данными рентгеновской спектроскопии, то вторая оказалась недостижимой для сегодняшней техники из-за высокого поглощения излучения в плазме с плотностью ионов на уровне  $10^{24} \text{ см}^{-3}$  и электронов  $5 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$ . В этих условиях возросла роль квантовых эффектов, которые характеризовались отношением температуры Ферми к температуре свободных электронов, достигавшим 0,5 и более. Эта роль проявлялась, в первую очередь, в понижении потенциалов ионизации. Для ионов Mo с зарядом  $Z = 15$  они падали в такой плазме до нуля, и начиналась ионизация давлением, а проводимость находилась на уровне минимально возможных значений. Возникновение такого эффекта вело к прекращению рекомбинации и связанного с нею излучения. В результате резко уменьшаются потери на излучение и ионизацию, которые прежде способствовали сжатию плазмы (радиационно-ионизационный коллапс). В результате шёл быстрый джоулев нагрев приосевого сгустка плотной плазмы, что повышало и без того экстремально высокое давление и давало начало быстрому расширению периферии сгустка в процессе разгрузки сильно неравновесного состояния. Таков предположительный механизм инициации взрыва горячей точки.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 14-02-01206.

### Литература

- [1]. Иваненков Г.В., Степневски В., Гуськов С.Ю. Физика плазмы 2008, 34, 675.

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ Z-ПИНЧА В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ С ЛАЗЕРНЫМ ПОДЖИГОМ

В.А. Гасилов, А.Ю. Круковский, В.Г. Новиков, \*И.В. Романов, И.П. Цыгвинцев

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия*

*e-mail: [iliatsygvintsev@gmail.com](mailto:iliatsygvintsev@gmail.com)*

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

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

В работах [1, 2] экспериментально исследованы динамика и эмиссионные свойства плазмы быстрого лазерно-индуцируемого вакуумного разряда малой и средней мощности в широком диапазоне энергий и плотностей мощности лазерного импульса. В частности показано, что время развития разряда (время образования плазменной переемычки между анодом и катодом) определяется плотностью мощности лазерного излучения на катоде, а процесс пинчевания плазмы при токопрохождении в диоде находится в зависимости от массы аблированного лазерным излучением вещества. В дальнейшем для разработки источников рентгеновского, VUV-излучения, многозарядных ионов на основе таких разрядов важным является построение математической модели совокупности плазменных процессов, протекающих в разряде. Корректировка модели по экспериментальным данным позволит выполнять расчеты по предсказательному моделированию и оптимизации параметров системы для достижения характеристик разряда, требуемых в различных приложениях.

Целью настоящей работы являлось численное моделирование процессов, протекающих в вакуумном диоде при инициировании в нём электрического тока посредством воздействия на катод импульса лазерного излучения. Модель описывает в R – Z геометрии формирование "факела" лазерной плазмы, а также МГД эффекты (пинчевание и др.), обусловленные прохождением по плазме электрического тока. Модель учитывает эффекты, связанные с двухтемпературностью, нестационарность ионизации, выносом вещества с поверхности катода током и потерями энергии на излучение. Временная зависимость тока, протекающего в системе и площадь пятна эмиссии, предполагаются заранее заданными.

Результаты вычислительного эксперимента позволяют утверждать, что численная модель адекватно описывает процесс лазерной абляции и заполнение лазерной плазмой разрядного промежутка. Найденные скейлинги испарённой массы и максимальной температуры хорошо согласуются с результатами экспериментов. Последующее пинчевание модель описывает не вполне корректно, но экспериментальные зависимости параметров пинча от энергии лазера и тока на качественном уровне соблюдаются. Достигнуто разумное количественное согласие с данными экспериментов и теоретическими оценками по времени и месту образования пинча, величинам температуры и плотности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №12-02-00708).

### Литература

- [1]. Romanov I.V., Rupasov A.A., Shikanov A.S., Paperny V.L., Moorti A., Bhat R.K., Naik P.A., Gupta P.D. "Energy distributions of highly charged ions escaping from a plasma via a low-voltage laser-induced discharge". J. of Phys. D: Appl.Phys., 2010, **43**(46), 465202.
- [2]. Романов И.В., Паперный В.Л., Коробкин Ю.В., Киселев Н.Г., Рупасов А.А., Шиканов А.С. "Влияние параметров лазерного импульса на характеристики источника многозарядных ионов металлов на основе лазерно-индуцируемого искрового разряда средней мощности". ПЖТФ, 2013, **39**(8), 62.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДИОДНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЭП С ПОЛИМЕРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

С.С. Ананьев, С.А. Данько, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, \*А.А. Курило,  
\*Т.А. Минеева, \*\*А.И. Потапенко, М.Г. Стрижаков

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия,  
[kazakoved82@gmail.com](mailto:kazakoved82@gmail.com)*

*\*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия  
[mister.kurilo@mail.ru](mailto:mister.kurilo@mail.ru)*

*\*\*12 Центральный научно-исследовательский институт МО РФ, Сергиев Посад,  
Россия, [a.potapenko@mail.ru](mailto:a.potapenko@mail.ru)*

При изучении взаимодействия релятивистского электронного пучка (РЭП) с твердотельной мишенью одним из важнейших аспектов является исследование динамики диодной плазмы, возникающей в результате мощного импульсного энерговыделения в её поверхностных слоях. В связи с тем, что возникновение в мишени импульса механической отдачи и формирование в ней ударной волны существенным образом зависят от разлёта вещества с поверхности, необходимо знать не только массу испаренного вещества, но и скорость его разлета. В данной работе представлены результаты исследования динамики плазмы в диоде электронного ускорителя «Кальмар» [1] при взаимодействии импульсного (~100 нс) электронного пучка с полимерными мишенями. Максимальная энергия электронов в импульсе составляла 350 кэВ, ток 25 кА, плотность энерговыделения в диапазоне 200 – 800 Дж/см<sup>2</sup>. Основной используемой диагностикой являлась электронно-оптическая регистрация собственного свечения плазмы в видимом диапазоне спектра с помощью камеры СФЭР-6, работающей в режиме щелевой развёртки. Для синхронизации хронограммы динамики диодной плазмы с током пучка на времяанализирующую щель камеры проецировался свет от светодиода ВЛ-ВВ43V1 ( $\lambda = 455$  нм), на который подавался сигнал с шунта ускорителя. Вложенная энергия в мишень определялась из электротехнических измерений, область взаимодействия пучка с анодом – по её рентгеновскому изображению, фиксировавшемуся камерой-обскурой с расширенным динамическим диапазоном. Оценена скорость движения границы светящейся области, значения которой лежали в пределах от 10 до 35 км/с. Показано, что с ростом энерговыклада скорость разлёта увеличивается. Для более точного определения границы разлетающейся плазмы, а также для измерения её плотности на следующем этапе планируется создания системы лазерного теневого и шпирен фотографирования.

### Литература

- [1]. Демидов Б. А., Ивкин М. В., Петров В. А. и др. Атомная энергия. 1979 т. 46. вып. 2. стр. 100-104.

## ИЗМЕРЕНИЕ РАЗМЕРОВ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ОБЛАСТИ СИЛЬНОТОЧНОГО Z-ПИНЧА НА ФИНАЛЬНОЙ СТАДИИ ЕГО СЖАТИЯ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ КВАНТОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М.В. Хилько, Г.С. Волков, И.Н. Фролов, А.Н. Грицуц

*ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ", Троицк, Москва, Россия, e-mail: [liner@triniti.ru](mailto:liner@triniti.ru)*

В работе проведено измерение средних поперечных и продольных размеров излучающей области сильноточного Z-пинча на финальной стадии его сжатия в диапазоне энергий квантов мягкого рентгеновского излучения (50 эВ – 2,5 кэВ). Регистрация излучения Z-пинча проводилась в ходе импlosionи многопроволочных сборок на сильноточном электрическом генераторе "АНГАРА-5-1". Для измерения соответствующих размеров Z-пинча, была разработана методика, позволяющая получать цифровое изображение Z-пинча (рисунок) в квантах мягкого рентгеновского излучения (50 эВ – 2,5 кэВ). Данная методика основана на регистрации цифровой фотокамерой изображения Z-пинча, формируемого камерой-обскурой (в квантах мягкого рентгеновского излучения) на сцинтиллирующей пленке и усиливаемого кадровым ЭОПом. В результате измерений, средний поперечный размер излучающей области Z-пинча составил величину 1,2 мм, а соответствующий средний продольный размер составил величину 12 мм. В ходе радиального сжатия многопроволочной сборки образуется цилиндрическая плазменная оболочка, сжимающаяся к оси сборки, в результате чего происходит нагрев вещества проволочек до состояния высокотемпературной плазмы (образуется короткоживущий Z-пинч). На основе полученных в работе результатов была оценена плотность и ионная концентрация оболочки, в момент кумуляции ударной волны (формирующей Z-пинч), которые составили величины  $2 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> и  $5 \cdot 10^{18}$  1/см<sup>3</sup> соответственно. Кроме того, на основе результатов обработки изображений Z-пинча, было получено, что в ходе ударного сжатия оболочки, ее плотность приблизительно возрастает на порядок.



*Изображение Z-пинча в квантах мягкого рентгеновского излучения.*

Изображения Z-пинча, полученные в ходе работы, показывают, что центральная область Z-пинча состоит в основном из горячей плазмы, а вокруг нее присутствует холодное "плазменное гало", интенсивность излучения которого значительно ниже, чем в центральной области. Методика, используемая в данной работе, позволяет прослеживать динамику формы и размеров излучающей области Z-пинча в квантах мягкого рентгеновского излучения.

## АЗИМУТАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЧАСТИ ВАКУУМНОЙ ТРАНСПОРТИРУЮЩЕЙ ЛИНИИ УСТАНОВКИ АНГАРА-5-1

Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Шихлов А.О.

ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Троицк, Россия, e-mail: [Shishlov@triniti.ru](mailto:Shishlov@triniti.ru)

Рассматривается многомодульная установка «Ангара-5-1» с выходной электрической мощностью до 6 ТВт, которая состоит из 8 одинаковых модулей. В каждом модуле электромагнитный импульс мегавольтного уровня с длительностью ~100 нс, сформированный в двойной водяной формирующей линии (ДФЛ), передается к нагрузке по водяной передающей линии (ПЛ), а затем по вакуумной транспортирующей линии (ВТЛ). Каждая ПЛ заканчивается разделительным изолятором вода - вакуум и переходит в ВТЛ. Лайнерный узел и соединенные с ним восемь ВТЛ модулей образуют вакуумный концентратор электромагнитной мощности [1].

Каждая ВТЛ состоит из трёх частей: коаксиальной цилиндрической линии, коаксиальной конической линии и переходной части, которая подсоединена к лайнерному узлу. В связи с аксиальной неоднородностью переходной части ВТЛ и тем, что лайнерный узел подсоединён в верхней точке ВТЛ, возникает вопрос об азимутальной однородности протекающего тока по коаксиальной части ВТЛ (рисунок).

В данной работе рассматриваются сигналы, полученные с четырёх азимутально-расположенных в цилиндрической части ВТЛ датчика B-dot.

Сигналы были получены для различных нагрузок и для различных нестандартных ситуаций.

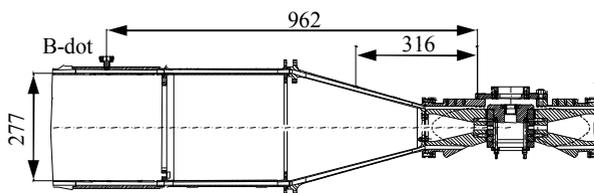
В случае выстрела, в котором произошёл пробой в рассматриваемой ВТЛ, есть заметное азимутальное перераспределение тока.

При отсутствии пробоев в ВТЛ, ток в цилиндрической части линии протекает равномерно по азимуту; следовательно, азимутальная неоднородность конволюции не влияет на распределение тока в цилиндрической части ВТЛ.

Работа выполнена по договору с госкорпорацией «Росатом» № Н.4х.44.90.13.1108

### Литература

- [1]. В.В. Александров, Е.В. Грабовский, А.Н. Грибов, Г.М. Олейник, А.А. Самохин. «Транспортировка электромагнитного импульса к нагрузке на установке АНГАРА-5-1». Физика плазмы, Т.34, №11, 2008, с.988-996.



## PIC МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ ПРОТОН – БОР В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА НАНОСЕКУНДНОГО ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА

Ю.К.Куриленков, В.П.Тараканов и С.Ю.Гуськов<sup>1</sup>

ОИВТ РАН,

<sup>1</sup>ФИ РАН, Москва, Россия

Ранее был получен выход DD нейтронов в компактном наносекундном вакуумном разряде (НВР) малой энергии с дейтерированным Pd анодом [1]. Полное PIC моделирование в рамках кода КАРАТ [2] позволило отнести этот эксперимент с НВР к хорошо известной схеме инерциального электростатического удержания (ИЭУ) [3–5]. Представляет дальнейший интерес реализация возможности безнейтронного горения протон – бор в эксперименте с НВР на основе ИЭУ. В данной работе приведены примеры пробного моделирования реакции  $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^8\text{Be} \rightarrow \alpha$  в коде КАРАТ при нынешних реальных рабочих параметрах НВР (ток и напряжение в максимумах составляют, соответственно, 1 кА и 120 кВ). Моделирование ведётся в аксиально-симметричном приближении. Вдоль коаксиала на диод запускается импульс напряжения с передним фронтом в 5 нс и амплитудой 100 кВ. Рассчитываются эволюция напряжения на входе коаксиала и напряжения между анодом и виртуальным катодом (ВК). Как обычно, с части катода обеспечена самосогласованная эмиссия электронов. Последние, проходя сквозь «полупрозрачный» анод, моделируемый как фольга, образуют плазму и продолжают движение к оси, где формируют виртуальный катод. Ионы бора и протоны ускоряются в потенциальной яме (ПЯ) виртуального катода в направлении оси, где их плотность и энергия нарастают, что и приводит к появлению альфа-частиц. В расчётах используется блок, в котором моделируется реакция синтеза  $p + {}^{11}\text{B}$ , также при этом используется отдельный блок распада  ${}^8\text{Be}$ . Был учтён уточнённый в последние годы спектр альфа-частиц реакции протон – бор [6]. Обсуждаются полученные фазовые портреты частиц, динамика всех ионов, а также глубина и характер ПЯ. Отметим, что глубина нестационарной ПЯ оказывается заметно больше приложенного напряжения между электродами, что увеличивает выход реакции. В будущем эксперименте нас будет интересовать область узкого пика сечения  $p - \text{B}^{11}$  при энергии 148 кэВ, которая вполне достижима в полученной в нашем расчёте ПЯ даже для однократных ионов бора (схема ИЭУ является одной из немногих, где такие энергии ионов вполне достижимы, хотя недавно реакция  $p - {}^{11}\text{B}$  был продемонстрирована в лазерной плазме [7]). В целом, как отмечалось в [8], не исключено, что требованиям будущего практического синтеза будет удовлетворять компактная и безнейтронная схема горения с немаксвелловским распределением ионов по энергиям.

Работа поддержана грантами РФФИ 12-08-01333а и 12-08-12055 ОФИм

### Литература

- [1]. Yu.K. Kurilenkov, M. Skowronek and J. Dufty. *J.Phys.A:Math&Gen* **39** (2006) 4375.
- Yu. K. Kurilenkov et al. *Plasma Physics Reports* **36** (2010)1227–1234
- [2]. Yu.K. Kurilenkov, V.P.Tarakanov et al. *Contrib. Plasma Phys.* **51**, No. 5 (2011) 427 – 443.
- [3]. Лаврентьев О.А. К истории термоядерного синтеза в СССР. Изд. 2-е. – Харьков, 2012.
- [4]. W. C. Elmore, J. L. Tuck, and K. M. Watson. *Phys. Fluids* **2** (1959)239.
- [5]. R. A. Nebel and D. C. Barnes *Fusion Technology* **38** (1998) 284 J. Park, R.Nebel et al. *Physics of Plasmas* **12** (2005) 05631.
- [6]. S. Stave , M.W. Ahmed et al. *Physics Letters B* **696** (2011) 26–29
- [7]. C. Labaune et al. *Nature Communications* 4:2506 doi:10.1038/ncomms3506 (2013)
- [8]. Robert L. Hirsch Where to Look for Practical Fusion Power. 14th U.S.-Japan IECF Workshop, October 16, 2012.

**ЛАБОРАТОРНАЯ АСТРОФИЗИКА НА ОСНОВЕ ЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ  
В ГЛУБОКОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА  
НАНОСЕКУНДНОГО ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА**

Ю.К.Куриленков, В.П.Тараканов, С.Ю.Гуськов<sup>1</sup> и В.Т.Карпухин

ОИВТ РАН,

<sup>1</sup>ФИ РАН, Москва, Россия

Выход DD нейтронов из межэлектродного пространства компактного наносекундного вакуумного разряда (НВР) малой энергии с дейтерированным Pd анодом был получен ранее [1]. Полное PIC моделирование условий эксперимента с НВР было проведено с помощью электродинамического кода КАРАТ. В частности, была выявлена принципиальная роль образования виртуального катода (ВК) и соответствующей глубокой квазистационарной потенциальной ямы (ПЯ) в процессах синтеза [2]. PIC моделирование позволило отнести настольный эксперимент с НВР к известной ранее схеме инерциального электростатического удержания (ИЭУ) [3 – 5]. Дейтроны ускоряются в ПЯ до энергий в десятки кэВ, что и обеспечивает DD ядерный синтез при встречных столкновениях дейтронов в моменты их коллапса на «дне» ПЯ. В частности, дейтроны могут совершать высокочастотные (~80 МГц) гармонические колебания в потенциальной яме, аналогичные ПОПС [5], что сопровождается в эксперименте пульсирующим выходом DD нейтронов [6]. Забавно, что данная схема ИЭУ как нагревает ионы до термоядерных температур на стадии сжатия, так и приводит к их «остыванию» до криогенных температур, когда плазма расширяется и становится сильнонеидеальной [5]. Накопленные опытные данные в эксперименте по DD синтезу в НВР позволяют предположить, что ядерное горение в ПЯ может также имитировать и некоторые особенности нуклеосинтеза в звёздах. Действительно, ионы других элементов, таких как He, C, O, Si (основные компоненты звёздных оболочек) даже при малых зарядах Z, оказавшись на краю ПЯ в НВР могут быть ускорены до энергий встречных столкновений формально соответствующих температурам зажигания в различных оболочках  $T_{ign} \sim 1 - 300$  кэВ [7] (напомним, что энергия сложных ионов на «дне» ПЯ будет  $\sim ZU$ , где U есть глубина ПЯ). Эксперимент с НВР с дейтерированным анодом обнаруживает появление и накопление таких элементов как C, O, Na, Mg, Al, Si, S, Cl, K, Ca и других. В частности, компонентный анализ показал, что характеристическое излучение рентгена с поверхности анода содержит появившиеся в процессе эксперимента новые линии кремния и серы. Поверхность края алюминиевого катода также, помимо лёгких элементов, содержит Fe и Mn. При этом соотношение их концентраций оказалось  $Mn/Fe > 1$  во всех областях катода, и может быть объяснено захватом DD нейтронов железом,  $Fe(n,p)Mn$ , в процессе большого числа выстрелов. В целом, можно заключить, что гипотеза об имитации некоторых особенностей звёздного нуклеосинтеза при ядерном горении в потенциальной яме виртуального катода в НВР представляется не абсурдной и стимулирующей дальнейшее изучение горения сложных элементов, включая безнейтронное типа  $p - B^{11}$ .

Работа поддержана грантами РФФИ 12-08-01333а и 12-08-12055 ОФИМ

- [1]. Yu.K. Kurilenkov, M. Skowronek and J.Dufty. *J.Phys.A:Math&Gen* **39** (2006) 4375.
- [2]. Yu.K. Kurilenkov, V.P.Tarakahov, S.Yu.Gus'kov et al. *J.Phys.A: Math & Theor* **42**(2009) 214041; Yu. K. Kurilenkov et al. *Plasma Physics Reports* **36** (2010)1227–1234
- [3]. Лаврентьев О.А. К истории термоядерного синтеза в СССР. Изд. 2-е. – Харьков, 2012.
- [4]. W. C. Elmore, J. L. Tuck, and K. M. Watson. *Phys. Fluids* **2** (1959)239.
- [5]. R. A. Nebel and D. C. Barnes. *Fusion Technology* **38** (1998) 284 J. Park, R.Nebel et al. *Physics of Plasmas* **12** (2005) 05631.
- [6]. Yu.K. Kurilenkov, V.P.Tarakanov et al. *Contrib. Plasma Phys.* **51**, No. 5 (2011) 427 – 443.
- [7]. D. D. Clayton . *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. The University of Chicago Press, Chicago and London, 1983.

**КОРРЕЛЯЦИЯ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ ИЗ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА С ИЗМЕНЕНИЕМ ЭНЕРГИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ РАЗРЯДНОГО КОНТУРА**

**В. Е. Аблесимов, Ю.Н Долин, А.Е. Калинычев, З. С.Цибиков**

*РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Нижегородская область, РФ, E-mail: [ablesimov.v@gmail.com](mailto:ablesimov.v@gmail.com)*

Для разрядной плазмофокусной камеры мейзеровского типа исследована связь выхода нейтронов  $Y$  с величиной изменения энергии  $\Delta W$  магнитного поля разрядного контура. Интегральный выход ДД-нейтронов источника измерялся активационной методикой (активация изотопов серебра). Временная зависимость выхода нейтронов регистрировалась сцинтилляционными детекторами.

Для исследованной установки обнаружена линейная связь выхода нейтронов с величиной изменения энергии  $\Delta W$  магнитного поля разрядного контура в момент генерации нейтронов, а также влияние на указанную связь величины начального давления дейтерия в разрядной камере.

## **РАЗРАБОТКА ТРАНСПОРТАБЕЛЬНОГО ПЛАЗМОФОКУСНОГО НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА, ЗАПИТЫВАЕМОГО ОТ ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА**

Аблесимов В.Е., Андрианов А.В., Базанов А.А., Глыбин А.М., Долин Ю.Н., Дроздов И.Ю., Дроздов Ю.М., Дудай П.В., Зименков А.А., Иванов В.А., Ивановский А.В., Калинычев А.Е., Карпов Г.В., Краев А.И., Ломтев С.С., Нудиков В.Н., Пак С.В., Поздов Н.И., Полюшко С.М., Рыбаков А.Ф., Скобелев А.Н., Туров А.Н., Февралев А.Ю.

*РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Нижегородская область, РФ, E-mail: [kalinychev@inbox.ru](mailto:kalinychev@inbox.ru).*

Описывается подготовка эксперимента с плазмофокусным нейтронным источником, запитываемым от взрывомагнитного генератора. На начальном этапе проводится лабораторная отработка устойчивой работы плазмофокусной разрядной камеры. Затем, используя экспериментально измеренную зависимость индуктивности камеры от времени, проводится отработка взрывомагнитного источника энергии, способного обеспечить во взрывном эксперименте тот же темп ввода энергии в камеру, что и в лабораторных условиях на конденсаторной батарее. И, наконец, на заключительном этапе осуществляются подготовка и проведение взрывного эксперимента. В статье приведены результаты лабораторных и взрывного экспериментов с плазмофокусной разрядной камерой мейзеровского типа при амплитуде разрядного тока на уровне 1,3...1,4 МА. В лабораторных экспериментах выход ДД-нейтронов достигал  $10^{11}$  нейтронов за импульс. Во взрывном эксперименте при наполнении камеры дейтерий-третиевой газовой смесью интегральный выход ДТ-нейтронов с энергией 14 МэВ превысил  $10^{12}$  нейтронов за импульс.



**СЕКЦИЯ**  
**«ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ**  
**В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ»**

**SECTION**  
**«PHYSICAL PROCESSES**  
**IN LOW-TEMPERATURE PLASMAS»**



**РАСЧЁТ ЭЛЕКТРОННЫХ ТРАНСПОРТНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ И ДАВЛЕНИЯ  
В ПЛАЗМЕ НИКЕЛЯ**

Е.М. Апельбаум

*Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия, e-mail:  
apfel\_e@mail.ru*

Изучение уравнения состояния, коэффициентов переноса и других теплофизических свойств необходимо как в теории, так и в практике. Поэтому соответствующие расчёты и измерения проводятся уже более века. Это относится и к металлам, для которых в области кристаллической фазы и жидкости имеются надёжные измерения. Но при повышении температуры и при переходе в область плазмы или плотного горячего вещества (*warm dense matter* в англоязычной терминологии) проведение измерений становится затруднительным или почти невозможным. Эта область начинается при температурах больших 5–10 тысяч градусов и плотностях ниже нормальной плотности металла (для никеля это  $\rho_0 = 8.9 \text{ г/см}^3$ ). Тем не менее, в последние два десятилетия появились новые измерения электропроводности, давления, внутренней энергии для целого ряда веществ именно в плазменной области [1–4]. Это, как правило, эксперименты по электровзрыву проводников (проволочек и фольг). В этих экспериментах температура не может быть прямо измерена. Поэтому приходится использовать гибридный подход (эксперимент + расчёт), чтоб найти температуру. Однако эти новые данные следует учитывать при построении и корректировке теоретических моделей.

Одна такая модель уже была разработана нами ранее для плазмы благородных металлов, инертных газов и полупроводников [5–7]. В её рамках рассчитывается химический (ионный) состав плазмы, давление, внутренняя энергия и электронные транспортные коэффициенты (электропроводность, теплопроводность и термоэдс). Расчёт состава и термодинамики основан на законе действующих масс (см., например, [8]). Электронные коэффициенты переноса рассчитываются в приближении времени релаксации. В этом приближении особенно важно знать точное сечение электрон – атом, так как именно такой вид рассеяния доминирует. В настоящей работе мы использовали нашу модель для расчёта давления и электронных транспортных коэффициентов в плазме никеля. Эксперименты по измерению этих свойств представлены в [1] при  $T \geq 10\,000 \text{ К}$  на изохоре  $\rho = 0,1 \text{ г/см}^3$  (т.е. металл расширяется в  $\rho_0/\rho = 89$  раз!). Это соответствует области низкотемпературной частично ионизованной плазмы. Изотермы только для электропроводности плазмы никеля ( $T=10\,000, 20\,000, 30\,000 \text{ К}$ ) при изменении плотности от 0,01 до  $\sim 1 \text{ г/см}^3$  были измерены в [2, 3]. Наши расчёты проводились  $\text{г/см}^3$  для этих изохор и изотерм. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами измерений и расчётов других авторов.

**Литература**

- [1]. Clerouin J., Noiret P. et. al., *Phys. Plasmas*, (2012) V. 19, 082702.
- [2]. DeSilva A. W., Rakhel A. D., *Contributions to Plasma Physics*, (2005) V. 45, 237.
- [3]. DeSilva A. W., Vunni G. B., *Phys. Rev. E*, (2011) V. 83, 037402.
- [4]. Korobenko V. N., Rakhel A. D., *Phys. Rev. B*, (2013) V. 88, 134203.
- [5]. Apfelbaum E. M., *Contributions to Plasma Physics*, (2011) V. 51, 395.
- [6]. Apfelbaum E. M., *Phys. Rev. E*, (2011) V. 84, 066403.
- [7]. Apfelbaum E. M., *Contributions to Plasma Physics*, (2013) V. 53, 317.
- [8]. Kuhlbrodt S., Holst B., Redmer R., *Contributions to Plasma Physics*, (2005) V. 45, 73.

## О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВКЛАДА ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЭФФЕКТОВ В ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ

В.Я. Карпов, \*Г.В. Шпатаковская

*ИНЭУМ им. И.С.Брука, Москва, Россия, e-mail: u1327@rambler.ru*

*\*ИИПМ им. М.В.Келдыша РАН, Москва, Россия, e-mail: shpagalya@yandex.ru*

В работах [1, 2] одного из авторов был представлен современный квазиклассический метод (УТФ) описания свойств электронной компоненты вещества. Метод основан на усовершенствовании статистической модели Томаса – Ферми (ТФ) и учитывает вклад оболочечных и других физических эффектов. Хотя область применимости метода УТФ существенно расширяется за счет возможности его использования для классической плазмы, но все же она соответствует экстремальным состояниям вещества, т.е. высоким температурам и/или высоким сжатиям.

В последнее время активизировались попытки усовершенствовать как вычисления по самой модели ТФ [3], так и модифицировать ее [4] с учетом оболочечных эффектов в подходе, близком к использованному в [1, 2]. Цель настоящей работы привлечь внимание к ограничениям, которые могут встретиться на этом пути.

Квазиклассический метод [1, 2] существенно использует малость поправок (по сравнению с ТФ-членом) и основанную на этом их аддитивность. Для высоких температур малость оболочечной поправки и эффективность ее применения были проверены на расчетах степени ионизации и уравнения состояния плазмы. Однако при получении простых выражений для оболочечной поправки были сделаны некоторые дополнительные предположения, которые подтверждаются при высоких температурах, но нуждаются в обосновании или изменении при понижении температуры. К ним относятся:

- сведение интегрирования по спектру к эффективным выражениям, зависящим только от величины химического потенциала,
- предположение о квадратичной зависимости радиального действия от орбитального момента,
- игнорирование дискретности орбитального квантового числа  $l$ .

Последнее допущение означает, что сумма по  $l$  заменяется интегралом. В недавней работе авторов [5] было показано, что отказ от этого приближения, а именно точное вычисление суммы по  $l$ , позволяет существенно повысить точность квазиклассического метода при вычислении потенциалов ионизации свободных ионов. Однако оказалось, что для плазмы ситуация гораздо сложнее и требует более тщательного исследования.

В настоящей работе на примере расчета числа одночастичных состояний в классической плазме обсуждается корректность использования перечисленных выше допущений при понижении температуры, и анализируются результаты отказа от них.

### Литература

- [1]. Шпатаковская Г.В. УФН, 2012, 182, 457.
- [2]. Шпатаковская Г.В. Квазиклассический метод в задачах квантовой физики. LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH, 2012. ISBN 978-3-8465-2681-1.
- [3]. Shemyakin O.P., Levashov P.R., Obruchkova L.R., Khishchenko K.V. J. Phys. A:Math. Theor. 2010, 43, 335003.
- [4]. Dyachkov S.A., Levashov P.R. Book of Abstracts of XXIX International Conference “Equation of State for Matter”, Elbrus, 2014, P. 21.
- [5]. Карпов В.Я., Шпатаковская Г.В. Письма в ЖЭТФ, 2013, 98, 389.

## ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ В ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ И ОБЫЧНЫХ МЕТАЛЛОВ, ВОДОРОДЕ И ЭКСИТОНАХ

Хомкин А.Л., Шумихин А.С.

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия,  
alhomkin@mail.ru*

Предложена единая термодинамическая модель, позволяющая рассчитать параметры критической точки и бинодали перехода диэлектрик-металл (пар-жидкость) в парах щелочных и других металлов, атомарном водороде и экситонах. В основу модели положено предположение о том, что главной причиной перехода является появление в плотном атомарном газе (в газовой окрестности критической точки) особого вида притяжения между атомами металла, обусловленного возникновением зоны проводимости и появлением электронов проводимости. При жидкометаллических плотностях такое притяжение хорошо известно – это когезия (cohesive energy). Для атомарного водорода [1], паров щелочных металлов [2] и газа экситонов когезию можно рассчитать аналитически при всех плотностях атомов. Для металлов, имеющих многоэлектронную валентную оболочку, когезия может быть рассчитана только численно с использованием методов Хартри-Фока и функционала плотности. Применительно к таким металлам мы воспользовались скейлинговыми зависимостями для энергии сцепления. Универсальное расчетное выражение для когезии определяется через энергию испарения, нормальную плотность и изотермический модуль упругости металла при нормальной плотности.

Изотермы предложенной модели применительно ко всем рассмотренным веществам, как и в [1, 2], при понижении температуры демонстрируют появление петли Ван-дер-Ваальса, что однозначно свидетельствует о наличии фазового перехода первого рода пар-жидкость и позволяют сразу оценить критическую температуру, плотность и давление. Расчеты выполнены для щелочных и щелочноземельных металлов, металлов группы Бора и переходных металлов, а также благородных металлов I группы. Мы применили нашу модель также к расчёту критических параметров перехода пар-жидкость в газе экситонов. Получено неплохое согласие с экспериментом.

Расчитанные параметры критической точки неплохо согласуются с экспериментальными данными для щелочных металлов и с оценками параметров критической точки остальных металлов, выполненных другими авторами. Модель позволяет аналитически рассчитать бинодали фазового перехода пар-жидкость для всех рассмотренных веществ, т.е. получить плотности жидкой и газовой фазы в окрестности критической точки. Жидкая фаза является металлической, поскольку в ней присутствуют электроны проводимости. Переходу в жидкометаллическое состояние предшествует образование новой, необычной субстанции – газообразного металла Ликальтера. Обсуждается аналогия этого фазового перехода для паров металлов, атомарного водорода и экситонов. Заметим, что экспериментальная информация о свойствах паров металлов в окрестности критической точки практически отсутствует, впрочем, как и информация о положении самой критической точки.

Предложенная модель дает определенный ответ на вопрос, поставленный Ландау и Зельдовичем [3] о возможном несовпадении перехода пар-жидкость и диэлектрик-металл. В нашей модели они совпадают с одним уточнением: превращение газа атомов в металлическую жидкость идет через промежуточное и необычное состояние – газообразный металл Ликальтера.

### Литература

- [1]. Хомкин А.Л., Шумихин А.С. Физика плазмы, 2013, **39**, № 10, с. 958.
- [2]. Хомкин А.Л., Шумихин А.С. ЖЭТФ, 2014, **145**, с. 84.
- [3]. Ландау Л.Д., Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1944, **14**, с. 32.

## МОДЕЛЬ ИОНИЗАЦИОННО-РЕКОМБИНАЦИОННОГО БАЛАНСА В СИЛЬНО-НЕИДЕАЛЬНОЙ РИДБЕРГОВСКОЙ ПЛАЗМЕ

Ю.В. Думин

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ, e-mail: [dumin@yahoo.com](mailto:dumin@yahoo.com)  
ИКИ РАН, Москва, РФ

Ультрахолодная ридберговская плазма представляет собой новый тип сильнонеидеальных кулоновских систем, исследования которого стали активно осуществляться в последние 15 лет. В частности, в одном из наиболее тщательно проведенных недавних экспериментов [1] удалось проследить как спонтанную лавинообразную ионизацию ридберговского газа, так и последующий быстрый распад образовавшейся плазмы в процессе расширения газового облака.

Вышеупомянутая стадия ионизации хорошо описывается уравнениями кинетики, в которых учитываются ридберговская блокада, чернотельная фотоионизация и ионизирующие столкновения электронов с атомами. С другой стороны, имеет место значительное расхождение между теоретическим описанием стадии распада и ее экспериментально наблюдаемой динамикой [2].

Цель настоящего доклада – показать, что интерпретация распада плазмы в терминах индивидуальных процессов рекомбинации может оказаться неадекватной в случае сильной кулоновской неидеальности, когда заряженные частицы непрерывно испытывают множественные взаимодействия друг с другом. Возможной альтернативой такому подходу является теоретическая модель [3], которая была первоначально разработана для описания искусственных выбросов плазмы с космических аппаратов, однако по-видимому хорошо применима также и в лабораторных условиях.

В этой модели рассматривается движение каждого электрона в потенциальной яме, сформированной ближайшим ионом; а малые возмущения со стороны остальных частиц учитываются, как эффект термостата с эффективной температурой, определяемой условием “вириализации” энергии всех заряженных частиц плазмы [4]. В таком случае, низкоэнергетическая часть одночастичной функции распределения соответствует электронам в составе ридберговских атомов, а высокоэнергетическая – свободным электронам, которые могут перескакивать между потенциальными ямами. Как вытекает из расчетов, проведенных в рамках данной модели, количество свободных электронов быстро убывает (а ридберговских атомов, соответственно, возрастает) по мере расширения газового облака, что хорошо соответствует стадии распада плазмы, наблюдавшейся в эксперименте [1].

### Литература

- [1]. Robert-de-Saint-Vincent M., Hofmann C.S., Schempp H., *et al.*, Phys. Rev. Lett., 2013, v. 110, p. 045004.
- [2]. Whitlock S., Gavryusev V., 2013, частное сообщение.
- [3]. Dumin Yu.V., J. Low Temp. Phys., 2000, v. 119, p. 377.
- [4]. Думин Ю.В., Физика плазмы, 2011, т. 37, с. 919.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ТЁПЛОГО ПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ЭЛЕКТРОВЗРЫВЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЬГ С ПОМОЩЬЮ МЕГААМПЕРНЫХ ТОКОВ

С.Ф. Гаранин<sup>1</sup>, С.Д. Кузнецов<sup>1</sup>, Р.Е. Рейновски<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Нижегородская обл., Россия, e-mail: [sfgar@vniief.ru](mailto:sfgar@vniief.ru)

<sup>2</sup> Лос-Аламосская Национальная Лаборатория, Лос-Аламос, Нью Мексико, США

Теплым плотным веществом (ТПВ) 0 называют состояние вещества в промежуточной области между конденсированным веществом и идеальной плазмой, более горячей, чем обычное конденсированное вещество, но более холодной и более плотной, чем традиционная идеальная плазма. В этой области состояния, которую часто характеризуют диапазоном температур  $1 < T < 50$  эВ и плотностью в диапазоне  $0.01\rho_0 < \rho < 2\rho_0$  ( $\rho_0$  - твердотельная плотность), вещество не может описываться теориями, применимыми для идеальной плазмы или для конденсированного (твердотельного) вещества. Задача получения ТПВ представляет интерес для целого ряда приложений. ТПВ встречается в ядрах газовых планет-гигантов, а в технических и физических приложениях образуется в системах, испытывающих быстрый переход от твердого состояния в плазму, таких как взрывающиеся проволочки и быстро нагреваемое (под действием, например, лазерного излучения или сильных магнитных полей) вещество.

Рассмотрена система для получения ТПВ, образующегося при электровзрыве тонкой металлической фольги, окруженной изолятором, в цилиндрической геометрии. Эти эксперименты, близки по постановке к изучению фольговых размыкателей тока [2], выпускающих магнитный поток в бесконечную нагрузку, и обеспечивают однородность ТПВ и доступность образующегося ТПВ для электротехнических измерений. Для электровзрыва металлической фольги можно использовать как взрывомагнитные генераторы (ВМГ), так и сильноточные стационарные установки. В качестве примеров таких источников тока в настоящей работе рассматриваются спиральный ВМГ с узлом разрыва и стационарная установка PHELIX [3] ЛАНЛ.

Использование ВМГ Ø200 мм и взрывного узла разрыва дает возможность получить ток ~5 МА с характерным временем нарастания 0,3 мкс. Показано, что в системе для получения ТПВ, запитываемой от ВМГ с узлом разрыва, можно получить значительный объём вещества с плотностью порядка (0,01 – 1) твёрдотельной и температурой порядка 2 – 3 эВ.

Установка PHELIX представляет собой малогабаритную конденсаторную батарею, соединенную с трансформатором тока, и позволяет получить в нагрузке токи 3 – 5 МА с характерным временем ~10 мкс. Показано, что с использованием этой установки, можно получить значительный объём однородного ТПВ с плотностью ~0,1 – 1 г/см<sup>3</sup> и температурой порядка 3 – 4 эВ и с хорошей доступностью для электротехнических измерений. Рассмотрена схема восстановления параметров ТПВ, использующая результаты электротехнических измерений и измерений скорости границ взрывающейся фольги.

### Литература

- [1]. Reinovsky R. E. “Warm Dense Matter: Another application for pulsed power hydrodynamics,” // Dig. Tech. Papers, XVII IEEE Int. Pulsed Power Conf., Washington, DC, USA, 2009. P. 203.
- [2]. A. M. Buyko et al., “Numerical Simulation of Exploding-Foil Opening Switch and Applications to DEMG Experiments,” // Proc. of VII Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Sarov, Russia. 1996. Vol. 1. P. 407.
- [3]. Rousculp C. L. et al., “Small scale magnetic drivers for shock physics and other applications,” // Int. Conf. XV Khariton’s topical scientific readings, 2013.

## МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ИОНИЗОВАННЫХ ЛАЗЕРОМ КЛАСТЕРАХ

Быстрый Р.Г., Морозов И.В.

*Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН)*

Облучение наноразмерных кластеров мощным коротким лазерным импульсом приводит к быстрой ионизации вещества, образованию так называемой «кластерной плазмы» и последующему взрывному разлету ионизованных ионов в результате электростатического отталкивания [1]. Взаимодействие лазерных импульсов с кластерами имеет как практические приложения, например, генерация коротких рентгеновских импульсов или потоков заряженных частиц, так и предоставляет уникальную возможность для изучения быстротекущих процессов в плотной плазме. При определенных условиях кластерная плазма может оказаться неидеальной.

Исследование такой плазмы в экспериментах [2] и с помощью численного моделирования [3] показали, что динамика электронов не может быть описана имеющимися теоретическими закономерностями. В частности, частоты собственных колебаний электронного облака не соответствуют частотам колебаний Ми или ленгмюровских плазменных волн. Полученные отличия качественно объяснялись размерными эффектами и неидеальностью плазмы. Однако, исследованный в этих работах диапазон размеров кластеров (50 – 1000 атомов), не давал ответа на вопрос, при каких числах частиц в спектре электронных колебаний появляются эффекты неоднородности.

Это потребовало проведения нового молекулярно-динамического (МД) моделирования кластерной плазмы [4] с применением графических ускорителей (ГУ). В результате были рассмотрены три основные моды колебаний электронного облака кластера при неподвижных ионах для ионизованных кластеров натрия размером от 50 до  $10^5$  атомов. При этом подтверждены высказанные ранее предположения о наличии порогового значения размера кластера для появления моды колебаний, соответствующей ленгмюровским плазменным колебаниям с учетом ограничений, налагаемых геометрией задачи.

На основе МД моделирования были рассчитаны корреляционные функции полного тока электронов, на основании которых рассчитывались частоты и декременты затухания мод колебаний в зависимости от размера кластера. Показано, что при увеличении размера кластера рассчитанные значения частот стремятся к теоретическим пределам для однородного распределения электронов в кластере. Затухание колебаний оказалось практически независимым от размера кластера в пределах статистической погрешности, однако величины затухания отличаются для различных мод колебаний.

Результаты подробно изложены в работе.

### Литература

- [1]. Th. Fennel, K.-H. Meiwes-Broer, J. Tiggesbaumker, P.-G. Reinhard, P. M. Dinh, E. Suraud. *Rev. Mod. Phys.*, V. 82, P. 1793 (2010).
- [2]. T. Döppner, Th. Fennel, P. Radcliffe, *et al.* // *Phys. Rev. A*. 2006. V. 73. P. 031202.
- [3]. T. Raitza, G. Ropke, H. Reinholz, I. Morozov. *Phys. Rev. E*, V. 84, P. 036406 (2011).
- [4]. R. Bystryi, I. Morozov // *J. Phys. B*. (to be published)

## **УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ДЛЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

В.М. Жданов, А.А. Степаненко

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия,  
e-mail: vmzhdanov@mail.ru*

На основе обобщенного метода моментов Грэда получена полная система линеаризованных уравнений переноса (уравнений моментов) для частично ионизованной многокомпонентной плазмы в магнитном поле с учетом внутренних степеней свободы частиц и химических реакций, включая реакции диссоциации, ионизации и рекомбинации. Обосновывается отделение уравнений переноса для электронов от соответствующих уравнений для тяжелых частиц плазмы (ионов и атомов). Линейные соотношения переноса для электронов записываются с учетом неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами плазмы, приводящих к возбуждению вращательных и колебательных степеней свободы молекул и электронному возбуждению атомов плазмы, а также реакции ионизации атомов электронным ударом и трехчастичной электрон-ионной рекомбинации. Получены выражения для поправок к скоростям реакции ионизации-рекомбинации в уравнении непрерывности для электронов, а также выражения для дополнительных слагаемых в тензоре давлений электронов и соотношение для величины отрыва температуры электронов от температуры тяжелых частиц. Получены соотношения для диффузионных и тепловых потоков, а также тензора вязких напряжений электронов и выражения для соответствующих им коэффициентов переноса в магнитном поле. Эти результаты являются обобщением соответствующих выражений, полученных Девото [1] на основе метода Чепмена-Энскога для плазмы, состоящей из бесструктурных частиц.

В приближении 17 моментов получена система скалярных, векторных и тензорных уравнений переноса для тяжелых компонентов химически активной плазмы, частицы которой обладают внутренними степенями свободы, и анализируются выражения для коэффициентов переноса тяжелых частиц такой плазмы в магнитном поле.

Совокупность полученных соотношений для неравновесных параметров плазмы вместе с уравнениями сохранения и уравнениями Максвелла для электромагнитного поля образуют полную систему уравнений магнитной газодинамики частично ионизованной химически активной плазмы с учетом неупругих столкновений частиц плазмы.

### **Литература**

- [1]. Devoto R. S. Phys. Fluids, 1967, V.10, P. 2105.

## О ПЛАЗМЕННОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ В ЦЕЗИИ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Воробьев В.С.\*, Грушин А.С.\*\*, Новиков В.Г.\*\*

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия, [vrby@mail.ru](mailto:vrby@mail.ru);*

*\*\*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН*

Свойства вещества при сверхвысоких давлениях всегда вызывали значительный интерес в ряде областей физики и смежных наук - астрофизики, геофизики и некоторые прикладные науки. В последние годы эти исследования приобрели особенно большой интерес. Это связано с развитием новых экспериментальных методов, с использованием мощных генераторов тока и импульсных лазеров ультракороткой длительности. С их помощью можно создать рекордно высокие давления, которые не могли быть получены на обычных взрывных установках или легкогазовых пушках. Плотности, достигнутые в этих экспериментах, в несколько раз выше, плотности при нормальных условиях, что приводит к существенным изменениям в ядерной, химической и электронной структуре материалов. Это также может привести к ранее неизвестным фазовым переходам. Методом среднего атома (квазизонная модель) показано, что холодная кривая цезия имеет два минимума - первый при относительно малых плотностях  $\rho \sim 0,3 \text{ г/см}^3$  и второй при значительно больших плотностях  $\rho \sim 6,2 \text{ г/см}^3$ . Наличие первого минимума приводит к появлению обычного фазового перехода пар-жидкость, параметры которого вместе с критической точкой согласуются в данными эксперимента. Появление второго минимума на холодной кривой связано с  $6s-5d$  переходом валентного электрона, приводящего к скачкообразному изменению объема атома. Следствием этого является появление второго фазового перехода с критической точкой при температуре  $T \sim 6400 \text{ К}$ , плотности  $\rho \sim 5,3 \text{ г/см}^3$  и давлении  $P \sim 61000 \text{ атм}$ . В этих условиях цезий находится в плазменном состоянии. При этом вырожденная неидеальная плазма со средним зарядом ионов  $Z \sim 1,5$  и плотностью  $\rho \sim 3 \text{ г/см}^3$  скачком переходит в высокоионизованное состояние  $Z \sim 3,5$  и плотностью  $\sim 6,5 \text{ г/см}^3$ .

## ДИНАМИКА ТОКОВ ХОЛЛА И КОЛЕБАНИЯ ПЕРИФЕРИЙНЫХ ОБЛАСТЕЙ ТОКОВОГО СЛОЯ

Сатунин С.Н., Франк А.Г.

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

Анализируются результаты экспериментов по наблюдению изменений со временем структуры токовых слоев, развивающихся в магнитных полях с особыми линиями  $X$  типа. В присутствии продольной компоненты магнитного поля, направленной вдоль  $X$  линии, периферийные (боковые) области токовых слоев испытывают разнонаправленные отклонения от его срединной плоскости, так что слой становится асимметричным. Такие отклонения, проявляющиеся в пространственных распределениях протекающего в слое тока и сосредоточенной в нем плазмы, свидетельствуют о возбуждении токов Холла [1–4]. Отклонения максимальны на ранней стадии эволюции слоя и со временем уменьшаются, а знак отклонения изменяется при изменении направления продольной компоненты магнитного поля [3].

Неожиданное явление было обнаружено на поздней стадии эволюции токовых слоев. Боковые концы слоя могут вновь отклоняться от средней плоскости, но эти отклонения имеют противоположное направление по сравнению с начальной стадией, что указывает на появление в слое противоположно направленных токов Холла [3, 4]. В свою очередь, направления токов Холла должны быть однозначно связаны с направлением основного тока в слое, так что наблюдаемый эффект переориентации слоя служит еще одним (косвенным) доказательством возбуждения в токовом слое обратных токов, возникающих при движении быстрых потоков плазмы в магнитном поле [5, 6].

Результаты, полученные в последнее время, свидетельствуют о пространственно-временной корреляции между появлением токов обратного направления и изменением направления токов Холла в токовом слое, который формируется в 2D магнитном поле, т.е. в отсутствие продольной компоненты.

Таким образом, колебания периферийных областей токового слоя, возникающие при возбуждении разнонаправленных токов Холла, являются естественной составной частью динамических процессов в токовых слоях.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проект № 12-02-00553а, и Программой фундаментальных исследований РАН ОФН-15 «Плазменные процессы в космосе и в лаборатории».

### Литература

- [1]. A.G. Frank, S.Yu. Bogdanov, G.V. Dreiden et al. *Phys. Lett. A* **348** (2006) 318.
- [2]. С.Ю. Богданов, Г.В. Дрейден, В.С. Марков и др. *Физика плазмы* **33** (2007) 1014.
- [3]. А.Г. Франк, С.Н. Сатунин. Письма в ЖЭТФ **100** (2014) 83.
- [4]. Г.В. Островская, А.Г. Франк. *Физика плазмы* **40** (2014) 24.
- [5]. А.Г. Франк, С.Н. Сатунин. *Физика плазмы* **37** (2011) 889.
- [6]. A.G. Frank, N.P. Kyrie, S.N. Satunin. *Phys. Plasmas* **18** (2011) 111209.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ, ВРАЩАЮЩЕЙСЯ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

Горкунов А.А.<sup>1</sup>, Горкунов М.А.<sup>1</sup>, Горшунов Н.М.<sup>1</sup>, Потанин Е.П.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия, [gorshunov\\_nm@nrcki.ru](mailto:gorshunov_nm@nrcki.ru)

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

Исследуются возможности моделирования магниторотационных неустойчивостей (МРН) на относительно простых установках с замагниченной плазмой. Эти неустойчивости вызывают интерес у астрофизиков в связи с проблемой аномальной вязкости аккреционных дисков. В экспериментальной установке водородная плазма создается в газоразрядном источнике с термоэмиссионным вольфрамовым катодом и кольцевым анодом. Плазма, выходящая из источника, распространяется вдоль силовых линий магнитного поля ( $B_0 < 0,1$  Тл) в трубе из нержавеющей стали длиной 0,4 м с внутренним диаметром 6,5 см. Вдоль оси трубы располагается стержень-электрод из ниобия диаметром 1 см. Для вращения плазмы в скрещенных E и B полях на этот стержень подается отрицательный относительно трубы электрический потенциал, создающий радиальное электрическое поле  $E_r$ . Рост  $E_r$  с уменьшением радиуса создает возможность роста дрейфовой скорости  $V_\phi$  с уменьшением R, что является необходимым условием существования МВН. Контроль за распределением плавающего потенциала плазмы по радиусу ведется с помощью трех кольцевых зондов различного радиуса. До подачи отрицательного потенциала на центральный электрод на всех кольцах устанавливаются одинаковые потенциалы. В первые микросекунды после подачи потенциала по плазме течет радиальный ток (1–10)А, связанный с поляризацией и закруткой среды. В дальнейшем в течение нескольких миллисекунд протекает значительно меньший радиальный ток  $\sim 100$ мА и на кольцевых зондах устанавливаются отрицательные потенциалы, модуль которых уменьшается с ростом радиуса кольца. Это указывает на вращение плазмы. Измерения отношения токов собираемых плазменным зондом Маха также подтверждает вращение замагниченной плазмы и указывает на быстрый рост электронной температуры при подаче отрицательного потенциала на стержневой электрод. Из экспериментальных данных оценивались профили напряженности электрического поля и скорости вращения плазмы. Оценки показывают, что критерий МРН для исследованных режимов вращения не выполняется. Однако результаты измерений указывают на возможность проведения на созданной установке исследований, связанных с магнитовращательной неустойчивостью.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ РТУТНЫМ РАЗРЯДОМ ПРИ ДАВЛЕНИИ БУФЕРНОГО ГАЗА МЕНЕЕ 1 ТОРР

\*Л.М. Василяк, \*\*Н.Н. Кудрявцев, В.А. Левченко, Д.А. Собур,  
\*\*\*П.В. Старшинов, \*\*\*Е.П. Шаранов

*ЗАО ПК «ЛИТ», Москва, Россия, e-mail: levchenkovl@npo.lit.ru*

*\*ОИВТ РАН, Москва, Россия, e-mail: vasilyak@yandex.ru*

*\*\*МФТИ (ГУ), Москва, Россия, e-mail: rector@mipt.ru*

*\*\*\*НИУ «МЭИ», Москва, Россия, e-mail: starshinovpyv@gmail.com*

Амальгамные газоразрядные лампы низкого давления (АГРЛНД), излучающие две резонансные УФ линии (254 нм и 185 нм), широко применяются при очистке воздуха, обработке поверхностей, дезинфекции и др. Такие источники имеют высокий КПД (30 – 45%) преобразования электрической энергии в УФ излучение при достаточно высокой погонной мощности разряда (1,5 – 4 Вт/см) [1, 2]. Разработка АГРЛНД с высоким КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм представляет особый интерес, поскольку излучение на этой длине волны вносит основной вклад в наработку радикалов для протекания фотохимических реакций разложения при очистке воздуха от запахов и вредных веществ.

При разработке АГРЛНД необходимо определить ряд параметров: давление и состав смеси буферных газов, плотность тока разряда, состав амальгамы и др. При понижении давления буферного газа в области от 1–2 Торр наблюдается рост КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм. В настоящей работе исследовалась зависимость КПД генерации резонансной линии ртутного разряда с длиной волны 185 нм от давления буферного газа в малоизученной области давлений менее 1 Торр. Для проведения исследований были изготовлены образцы амальгамных ГРЛНД с длиной разрядного промежутка 40 см и внутренним диаметром 16,6 мм. В качестве буферного газа были выбраны технические аргон и неон, давление изменялось в пределах от 0,05 до 2 Торр. В качестве источника паров ртути в разряде использовалась индиевая амальгама, плотность разрядного тока составляла 0,9 А/см<sup>2</sup>, частота разрядного тока – 80 кГц.

Было выявлено, что при понижении давления буферного газа от 2 до 0,05 Торр, выход УФ излучения с длиной волны 185 нм монотонно растет, и КПД генерации данной линии вырастает в 1,4 раза при использовании в качестве буферного газа аргона. При использовании в качестве буферного газа неона, выход излучения 185 нм остается практически постоянным, в то время, как КПД его генерации вырастает примерно в 1,2 раза. Максимальная абсолютная величина КПД генерации линии с длиной волны 185 нм составила ~7,5%, при этом мощность разряда была ~70 Вт.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности продолжения практических и теоретических исследований в области низких давлений при использовании в качестве буфера неон-аргоновых смесей [3].

### Литература

- [1]. Рохин Г.Н. Разрядные источники света. - М.: Энергоатомиздат, 1991. – 720 с.
- [2]. Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Ф.В. Карамзинова, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцева, С.В. Храменкова – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012. – 392 с.
- [3]. Шунков Ю.Е., Попов О.А., Левченко В.А. Вакуумное ультрафиолетовое излучение плазмы, возбужденной на частотах 10 – 80 кГц в смеси паров ртути и инертных газов // Вестник МЭИ. 2014. №2. С. 51 – 55.

## ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ПОТЕНЦИАЛА ОТ ВЕЛИЧИНЫ ДАВЛЕНИЯ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОТРАЖАТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ БОЛЬШОГО РАЗМЕРА

А.В. Гавриков, Г.Д. Лизякин, Р.А. Усманов, А.А. Самохин, В.П. Смирнов

*ОИВТ РАН, Москва, РФ, e-mail: [glizyakin@gmail.com](mailto:glizyakin@gmail.com)*

В рамках исследования возможности отделения минорных актиноидов от продуктов деления урана из отработавшего ядерного топлива методом плазменной сепарации [1] остается мало изученным вопрос о создании заданного профиля электрического потенциала. В то время, как на торцевые электроды плазменного сепаратора подаются отрицательные напряжения, вакуумная камера заземлена, что приводит к возникновению отражательного разряда. Главной отличительной особенностью от традиционного разряда Пеннинга является геометрический фактор. Катод существенно удален от анода (радиус катода  $r = 2$  см, радиус анода  $R = 40$  см), а торцы вакуумной камеры закрыты диэлектриком, при этом осевой размер камеры также значительно превосходит геометрические размеры катода ( $L = 200$  см).

В цилиндрической вакуумной камере, выполненной из нержавеющей стали длиной 200 см и 85 см в диаметре, создавалось квазиоднородное магнитное поле, направленное вдоль оси. Исследовался разряд с катодами различных форм: в форме диска ( $r = 2$  см), в форме кольца ( $r_1 = 295$  см,  $r_2 = 235$  см).

В работе изучался разряд в атмосфере гелия при давлениях 1 и 35 мТорр, величине магнитного поля до 2,1 кГс и напряжением до 1,2 кВ. В случае давления 35 мТорр обнаружено два режима горения разряда. Измерялись вольт-амперные характеристики разряда и профиль распределения потенциала в радиальном и осевом направлениях.

С помощью вольт-амперной характеристики двойного зонда определялась температура плазмы и концентрация заряженных частиц.

Установлено, что помимо основных факторов (напряжение на электродах, давление газа в камере, величина магнитного поля) на ток разряда также влияет предыстория.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-29-00231).

### Литература

- [1]. Смирнов В. П., Самохин А. А., Ворона Н. А., Гавриков А. В. Физика плазмы, 2013, Т. 39, вып. 6. — С. 523–533.

## ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ $Ar(1S_5)$ И $Ar(1S_3)$ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В АРГОНЕ ОТ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА И МАТЕРИАЛА ПОВЕРХНОСТИ СТЕНКИ ТРУБКИ

Г.М. Григорьян, \*Н.А. Дятко, \*И.В. Кочетов

СПбГУ, С.-Петербург, Россия, e-mail: [galina\\_grigorian@yahoo.com](mailto:galina_grigorian@yahoo.com)

\*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Москва, Россия, e-mail: [dyatko@triniti.ru](mailto:dyatko@triniti.ru)

Выполнены исследования радиального распределения метастабильных атомов аргона  $Ar(1S_5)$  и  $Ar(1S_3)$  в газовом разряде постоянного тока в аргоне. Распределения измерялись в разрядных трубках (внутренний радиус  $R = 2$  см, длина зоны разряда  $\sim 40$  см), изготовленных из пирекса и молибденового стекла, для двух случаев: чистая стенка и стенка, предварительно покрытая карбонитридной или углеродной пленкой. Давление аргона менялось в диапазоне  $P = 0,1 - 10$  Торр, ток разряда – в диапазоне  $I = 10 - 50$  мА. Имелась система охлаждения трубки водой.

Результаты измерений для трубок из пирекса и молибденового стекла с чистой стенкой совпадают в пределах ошибки измерений во всем диапазоне давлений (для одинаковых значений разрядного тока).

Что касается результатов измерений для трубок, стенки которых покрыты пленкой, то при давлениях 7–10 Торр они практически не отличаются от результатов, полученных для трубок с чистой стенкой (рис. 1). Отличие наблюдается при низких давлениях (0,1 Торр). При наличии пленки радиальный профиль концентрации метастабильных атомов аргона лежит ниже (вблизи стенки), чем в случае чистой стенки (рис. 2). Это означает, что коэффициент отражения метастабильных атомов (без потери возбуждения) от пленки меньше, чем от чистой стеклянной поверхности.

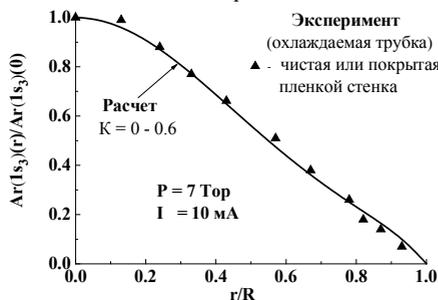


Рис. 1.

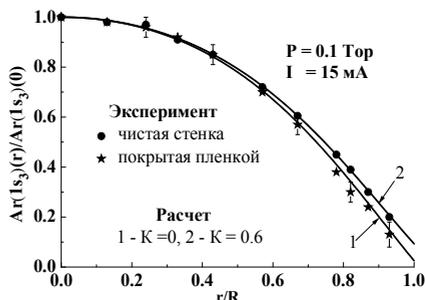


Рис. 2.

В рамках 1-мерной (по радиусу трубки) модели разряда в аргоне [1] выполнены расчеты параметров плазмы для экспериментальных условий. В расчетах варьировалось (в граничных условиях) значение коэффициента отражения метастабильных атомов от стенки трубки,  $K$ . Как видно из рис. 1–2, для давлений 0,1 Торр и 7 Торр расчетные профили хорошо согласуются с измеренными. Из сопоставления экспериментальных и расчетных результатов, полученных для давления 0,1 Торр, дана оценка величины коэффициента  $K$ . Для чистой стеклянной стенки  $K = 0,4 \pm 0,2$ , а для стенки, покрытой карбонитридной или углеродной пленками,  $K < 0,2$ .

Работа поддержана РФФИ, проект № 13-02-00197-а.

### Литература

- [1]. Dyatko N. A., Ionikh Yu., 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, p. 055204.

## ТЕМНАЯ СТАДИЯ АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА: ОТ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ДО НЕЙТРОНОВ

Агафонов А.В., Богаченков В.А., Огинов А.В., Русецкий А.С., Рябов В.А.,  
Чубенко А.П., Шпаков К.В.

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

Приведены результаты регистрации излучений (радиоизлучение, ультрафиолет, рентген, нейтроны), возникающих в начальной (темной) стадии высоковольтного лабораторного атмосферного разряда до завершения стримерно-лидерной стадии. Эксперименты проводились на сильноточном электронном ускорителе ЭРГ, реконструированном для исследований высоковольтного разряда в атмосфере, при напряжении до 1 МВ, токе атмосферного разряда 10 – 15 кА и длине разрядного промежутка до 1 м [1]. Длительность импульса напряжения составляла около 1 мкс при фронте импульса 150 – 200 нс. Радиоизлучение регистрировалось только в дециметровом диапазоне с помощью стандартных методов. Формирование разряда контролировалось с помощью интегральной съемки в оптическом диапазоне с разных ракурсов. Регистрация видимого, УФ и рентгеновского излучений с временным разрешением велась с использованием импульсных ФЭУ различных типов с оптическими фильтрами, или состыкованных с пластиковыми сцинтилляторами. Детекторы мягкого и жесткого рентгеновского излучения закрывались слоями материалов различной толщины для обрезания квантов с заданной энергией. Регистрация нейтронов в режиме реального времени осуществлялась с помощью детекторов на основе сцинтиллятора (полистирол с РОРОР) с ФЭУ, размещаемых за защитой из Рb толщиной 10 см. Оценка интегральных характеристик нейтронных потоков осуществлялась по данным трековых детекторов CR-39. В качестве контрольной методики регистрации нейтронов использовался многоканальный детектор на основе <sup>3</sup>He-счетчиков СНМ-18, работающих в пропорциональном режиме [2]. Сигналы со счетчиков регистрировались как в реальном времени после компараторов, так и в аналоговом режиме до компараторов. Полученные ранее данные о характеристиках нейтронных потоков [3] сопоставлены с результатами измерений с помощью <sup>3</sup>He-счетчиков [4]. Ранее [3] отмечалось, что импульс нейтронного излучения, регистрируемый сцинтилляционным детектором, размещенным за свинцовой защитой, строго коррелирован с возникновением импульса жесткого рентгена и расположен внутри него. Более подробные измерения показали, что структура нейтронного импульса более сложная. Возникновение жесткого рентгеновского излучения не всегда сопровождается появлением нейтронов, регистрируются двойные нейтронные импульсы, лежащие как внутри, так и вблизи импульсов рентгеновского излучения, а в некоторых, более редких случаях, нейтронный импульс появляется и в завершающей стадии разряда. Приведены данные об анизотропии проникающих излучений в лабораторном атмосферном разряде. Обсуждаются возможные механизмы генерации нейтронов.

Работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ 13-08-01379 и 14-08-31397 мол\_а.

### Литература

- [1]. 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.
- [2]. Gurevich A.V., Antonova V.P., Chubenko A.P. et al. Strong Flux of Low-Energy Neutrons Produced by Thunderstorms. *PRL* 2012, 108, 125001.
- [3]. Agafonov A.V., Bagulya A.V., Dalkarov O.D. et al. Observation of Neutron Bursts Produced by Laboratory High-Voltage Atmospheric Discharge. *PRL* 2013, 111, 115003.
- [4]. Агафонов А.В., Огинов А.В., Шпаков К.В. и др. Сб. аннотаций Международной конференции ХУІ Харитоновские тематические чтения «Мощная импульсная электрофизика». 2014. Саров, С. 117-118.

## ЧИСЛЕННОЕ ИСЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА Пониженного Давления

\*И.Ш. Абдуллин, \*\*И.Б. Бадриев \*\*\* В.С. Желтухин, \*\*\*\* В.Ю. Чебакова

\*ФГБОУ ВПО "КНИТУ", Казань, Россия, [abdullin\\_i@kstu.ru](mailto:abdullin_i@kstu.ru)

\*\*ФГАОУ ВПО К(П)ФУ, Казань, Россия, [ildar.badriev1@mail.ru](mailto:ildar.badriev1@mail.ru)

\*\*\*ФГБОУ ВПО "КНИТУ", Казань, Россия, [vzheltukhin@gmail.com](mailto:vzheltukhin@gmail.com)

\*\*\*\*ФГАОУ ВПО К(П)ФУ, Казань, Россия, [vchebakova@mail.ru](mailto:vchebakova@mail.ru)

Высокочастотный емкостной (ВЧЕ) разряд при давлениях  $p = 13,3 - 133$  Па эффективно применяется для обработки натуральных полимерных материалов таких, как кожа, ткани, мех [1]. Отличительными особенностями такого процесса является одновременная обработка нескольких образцов одновременно и большие размеры самих образцов. В связи с этим возникает необходимость использования плазмотронов с большими размерами электродов и межэлектродными расстояниями. В результате анализа ряда разработанных математических моделей ВЧЕ-разряда пониженного давления, сделанного в работе [2] установлено, что существующие модели ВЧЕ-разрядов в аргоне не могут быть использованы для решения указанных выше актуальных задач, так как эти модели не учитывают ряд специфических факторов, присущих ВЧЕ разрядам в плазмотронах с большими межэлектродными расстояниями при использовании аргона в качестве рабочего газа. Большие размеры электродов и большие межэлектродные расстояния, как показывают оценки элементарных процессов в плазме высокочастотных ВЧ-разрядов пониженного давления, приведенные в работе [1], а также то, что в разрядах емкостного типа электрическое поле близко к потенциальному [3], позволяют считать что ВЧЕ-разряд однороден вдоль электродов. Все это позволяет обосновывает допустимость использования для решения поставленной задачи одномерной нестационарной модели в приближении сплошной среды, описанной нами в работе [4]. Результаты расчетов показали приемлемое соответствие с известными численными расчетами при небольших межэлектродных расстояниях.

В данной работе проведены численные расчеты в широком диапазоне расстояний между электродами, соответствующих условиям экспериментов. Коэффициенты скоростей процессов при электронном ударе рассчитывались с помощью уравнения Больцмана с учетом электрон-электронных столкновений. При решении уравнения Больцмана использована программа BOLSIG+ [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 15-01-05686, 14-01-00755) и Минобрнауки РФ (базовая часть госзадания, проект от 01.02.2014 г. № 2196)

### Литература

- [1]. Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кашапов Н.Ф. Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях. Теория и практика применения. - Казань: Изд-во Казанского ун-та, 2000, 348 с
- [2]. Чебакова В.Ю., Желтухин В.С. Труды Математического центра имени Н.И. Лобачевского. – Казань: Отечество, 2013. –Т.48. – С.98–128.
- [3]. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостной разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. – М: Изд-во МФТИ, 1995. – 320 с.
- [4]. Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Чебакова В.Ю., М.Н. Шнейдер, Ученые записки Казанского университета. Серия физико-математические науки, 2013, Т.155, Кн.2, С. 123–130
- [5]. G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, Plasma Sources Sci. Techn., 14, 722-733(2005).

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЕННЫХ АНТЕНН (АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ)

Г.П. Кузьмин, И.М. Минаев, А.А. Рухадзе, О.В. Тихоневич

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Российская Федерация;  
e-mail: [minaev1945@mail.ru](mailto:minaev1945@mail.ru), e-mail: [ruk@fpl.gpi.ru](mailto:ruk@fpl.gpi.ru)*

Проведены исследования спектральных характеристик сигналов излучаемых плазменными антеннами на частоте 430 МГц и различных частотах модуляции (от 200 до 2000 Гц) при различной мощности задающего генератора и сравнение с сигналами, излучаемыми металлическими антеннами. Изменение мощности задающего генератора позволяет менять плотность плазменного столба и действующую высоту плазменной антенны [1]. Полученные результаты показывают, что общая картина спектральных характеристик у плазменных антенн сохраняется рис. 1. Уровень шумов остается на таком же уровне, как и у металлических антенн. Основной отличительной особенностью в этих режимах работы является изменение ширины спектра излучения в зависимости от частоты модулирующего сигнала. Полученные результаты показывают, что существует возможность создания широкодиапазонной плазменной антенны, рабочий диапазон которой лежит в области 100 – 600 МГц [2]. Такая антенна представляет собой набор элементов, объединенных в общий блок, резонансные частоты которых разнесены по рабочему диапазону. Максимальная частота передачи кодовой посылки (длительность импульса) такой антенны будет определяться плотностью плазмы в высокочастотном элементе.

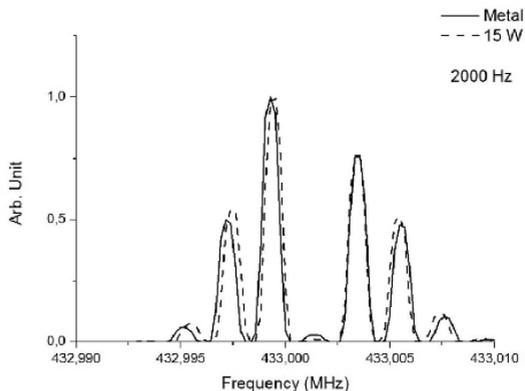


Рис.1. Спектральные характеристики плазменной антенны (пунктирная кривая), частота модуляции 2000 Гц (Мощность задающего генератора 15Вт) по сравнению с металлической антенной.

### Литература

- [1]. В.Н. Коновалов, И.М. Минаев, А.А. Рухадзе. Радиотехника. №10 2012 г.
- [2]. В.Н. Коновалов, Г.П. Кузьмин, И.М. Минаев, А.А. Рухадзе, О.В. Тихоневич. Радиотехника. 2015.(в печати).

## ДИНАМИКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В СМЕСИ ГАЗОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е.С. Дзलिएва, М.А. Ермоленко, В.Ю. Карасев, С.И. Павлов, Л.А. Новиков, \*С.А. Майоров

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: [plasmadust@yandex.ru](mailto:plasmadust@yandex.ru)*

*\* Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва,  
Россия, e-mail: [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)*

Рассчитаны характеристики дрейфа ионов и электронов в разряде в смесях газов с сильно отличающимися потенциалами ионизации и массой ионов. На основе расчетов предложен способ управления силой ионного увлечения, действующей на пылевую частицу в комплексной плазме, осуществляемый путем выбора состава газовой смеси и проведена его экспериментальная проверка.

При добавлении в легкий буферный газ более тяжелой добавки, имеющей меньший потенциал ионизации, ионный состав и скорость ионного потока меняются, что в свою очередь вызывает значительное изменение силы ионного увлечения. Для экспериментальной проверки использована комплексная плазма, созданная в разряде в смеси гелия с ксеноном, помещенном в продольное магнитное поле.

Произведены измерения угловой скорости пылевой структуры, вращающейся в относительно малом магнитном поле, до наступления инверсии вращения [1–3]. Обнаружено увеличение абсолютной величины угловой скорости вращения структуры и существенный сдвиг наступления инверсии вращения в сторону большего значения магнитного поля. Эксперименты выполнены с пылевыми структурами при давлении 1,5 Торр в чистом гелии, и при добавках ксенона в 2 и в 4% (при больших добавках примеси ксенона получать стабильную плазменно-пылевую структуру в используемой разрядной трубке в магнитном поле не удавалось).

Величина измеренной угловой скорости согласуется с выполненной численной оценкой силы ионного увлечения, меняющейся (увеличивающейся) при наличии малой, менее 5 процентов добавки ксенона, и с аналогичными расчетами характеристик дрейфа ионов и электронов [4–5]. Рассмотрены приложения предложенного способа управления силой ионного увлечения через вариации потоков плазменных частиц, например, для создания плазменных кристаллов с новыми свойствами.

### Литература

- [1]. Karasev V.Yu., Dzllieva E.S., Ivanov A.Yu., Eichvald A.I., Phys. Rev. E, 2006, 74, 066403
- [2]. Васильев М.М., Дьячков Л.Г., Антипов С.Н., Петров О.Ф., Фортов В.Е., Письма в ЖЭТФ, 2007, 86, 414.
- [3]. Nedospasov A. V., Phys. Rev. E, 2009, 79, 036401.
- [4]. Майоров С.А., Физика плазмы, , 35, 869(2009).
- [5]. Майоров С.А., Кр. Сообщ. по физике ФИАН, No 10, 20(2014).

## НЕКОТОРЫЕ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ РАЗРЯДОВ С ЖИДКИМИ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

В.А. Титов

*Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново, Россия,  
e-mail: [titov25@gmail.com](mailto:titov25@gmail.com)*

Газовые разряды, возбуждаемые между твердыми и жидкими (вода или растворы электролитов) электродами, а также в парогазовых пузырьках в объеме жидкостей, привлекают внимание исследователей как генераторы неравновесной плазмы для различных приложений. В докладе на основе литературных данных и собственных экспериментальных результатов рассматриваются физические характеристики отдельных типов разрядов и некоторые процессы, протекающие в газовой и в жидкой фазах.

Наиболее подробно исследованы свойства разрядов постоянного тока с одним или двумя жидкими электродами. При относительно низком токе (1 – 100 мА) разряд обладает структурой и свойствами, типичными для тлеющего разряда атмосферного давления с металлическими электродами. Однако имеется ряд важных отличий, среди которых можно отметить: (а) высокие значения катодного падения потенциала (~500 – 700 В), зависящие от состава раствора-катода; (б) изменение состава плазмы в результате переноса частиц растворителя и растворенных веществ в плазму; (в) зависимость характеристик плазмы от состава раствора-катода; (г) образование химически активных частиц не только в зоне плазмы, но и в растворе, который используется в качестве электрода. Таким образом, состав и свойства плазмы оказываются тесно связанными с составом и свойствами жидкости.

Коэффициенты переноса компонентов раствора (количество частиц растворителя и растворенного вещества, переходящих в газовую фазу, в расчете на один падающий на катод ион) составляют для растворителя (воды) 50 – 500 частиц/ион, а для растворенного вещества  $10^{-3}$  – 1 частиц/ион в зависимости от состава жидкости и энергии ионов (катодного падения потенциала). В спектрах излучения плазмы наблюдаются не только линии и полосы, связанные не только с исходными компонентами газа, но и с продуктами переноса компонентов жидкого катода. Эксперименты и расчеты показывают, что появление в газовой фазе продуктов переноса влияет на баланс заряженных частиц и, как следствие, на напряженность поля, поддерживающего плазму, на заселенности электронных и колебательных уровней компонентов плазмы, вид функции распределения электронов по энергиям и коэффициенты скоростей процессов с их участием. При мольной доле атомов щелочных металлов в плазме  $\sim 10^{-5}$  частота их ионизации соизмерима с частотой ионизации основных исходных компонентов газа. Кинетическое моделирование процессов в плазме позволяет оценить концентрации в газовой фазе радикалов О, ОН, НО<sub>2</sub>, молекул Н<sub>2</sub>О<sub>2</sub> и О<sub>3</sub>, которые представляют интерес с точки зрения биомедицинских приложений.

Действие газовых разрядов на воду и растворы электролитов приводит к генерации активных частиц в жидкой фазе: Н, О, ОН, НО<sub>2</sub>, Н<sub>2</sub>О<sub>2</sub> и др. Кроме того, возможен переход части активных частиц из плазмы в жидкость.

Среди перспективных направлений применения разрядов, контактирующих с жидкостями, можно выделить следующие: а) спектральный анализ состава воды и растворов неорганических соединений; б) разрушение органических загрязнителей в воде; в) биомедицинские приложения (инактивация болезнетворных микроорганизмов, стерилизация материалов и изделий; г) модифицирование полимерных материалов; д) инициирование процессов полимеризации в растворах; е) получение нано- и микроструктур на основе углерода, металлов и их оксидов. В докладе рассматриваются примеры, иллюстрирующие перечисленные направления.

## РОЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И РЕКОМБИНАЦИИ В ФОРМИРОВАНИИ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА

А.В. Костров

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

Одна из фундаментальных проблем физики Солнца – высокая температура короны (несколько миллионов градусов) по сравнению с фотосферой (6000 К). Вывод о высокой температуре короны был сделан на основании анализа спектральных линий излучения многозарядных ионов различных химических элементов. Решение этой проблемы можно найти на основании результатов лабораторных экспериментов, в которых было показано, что процессы ионизации и рекомбинации в нестационарной плазме могут быть нелокальными, т.е. разнесены в пространстве. Многозарядные ионы, которые были ионизированы внутри Солнца, под действием электрического поля, создаваемого надтепловыми электронами, движутся против силы тяжести в корону Солнца. Запасенная энергия ионов в результате рекомбинации выделяется в хромосфере и короне Солнца в виде электромагнитного излучения со сплошным и линейчатым спектром. Напряженность электрического поля определяет высоту, на которую могут подняться многозарядные ионы и их изотопы.

При движении ионов в электрическом и гравитационном пол запасенная в них энергия в процессе рекомбинации может высвобождаться в форме кинетической энергии электронов, электромагнитного излучения с непрерывным и линейчатым спектром. При рекомбинации температура (средняя энергия) электронов оказывается значительно ниже потенциала возбуждения и ионизации наиболее представленных многозарядных ионов, поэтому регистрация высокоэнергичных квантов излучения не несет никакой информации о температуре электронов в короне Солнца.

Характер движения ионов различных элементов в электрическом поле и поле силы тяжести зависит от электрической массы  $M/Z$ , где  $M$  – масса иона,  $Z$  – заряд иона. При заданном электрическом поле покинуть атмосферу Солнца и образовать солнечный ветер могут, в первую очередь, электрически легкие ионы, такие как  $H$ ,  $He^3$ ,  $Be^7$  и другие ионы с  $M/Z \sim 2m_p$ , где  $m_p$  – масса протона. Электрически тяжелые ионы могут останавливаться в хромосфере или короне Солнца и, в результате, определять структуру и спектр излучения конкретной вспышки. С подъемом высокоионизированных ионов с малой электрической массой и излучением при рекомбинации характеристического линейчатого спектра связано кажущееся повышение температуры короны Солнца с высотой.

О наличии вблизи фотосферы глобального электрического поля свидетельствует резкий край изображения Солнца в белом свете, определяемого равновесной функцией распределения электронов с температурой 6000 К. Так как основной механизм формирования свечения в болом свете связан с прилипанием электронов к атомам водорода, положительно заряженная фотосфера притягивает тепловые электроны и отрицательные ионы водорода, что определяет контрастное изображение диска Солнца, в отличие от диффузного свечения в дискретных линиях.

## ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РЕКОМБИНАЦИИ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

В.В. Вихрев

НИЦ Курчатовский Институт, Москва, Россия, e-mail: [vikhrev@mail.ru](mailto:vikhrev@mail.ru)

В работе представлена модель и результаты моделирования движения электронов для случая рекомбинации в водородной плазме.

Электроны в этой постановке задачи рассматриваются как заряженные частицы, обладающие собственным механическим моментом равным  $\hbar/2$  и магнитным моментом. Считается, что в каждый момент времени направление магнитного момента электрона совпадает по направлению с его угловым моментом, причем основное излучение и поглощение энергии происходит из-за переворотов магнитного момента электрона. Моделирование проводилось на основе уравнений движения для частиц, обладающих зарядом и магнитным моментом [1]. При переворотах углового момента электрона учитывалось сохранение его полного момента импульса.

Движение электрона рассматривается в центральном кулоновском поле заряженной неподвижной частицы. На траекторию движения электронов учитывается влияние случайных переворотов их углового момента в магнитных полях. Эти магнитные поля возникают для электронов при их движении поперек электрического поля протонов. В ходе движения электрона происходит изменение его энергии, которое связано с переворотом его момента в магнитном поле. Другие виды излучения не учитываются, т.е. считаются малыми по сравнению с излучением, связанным с испусканием и поглощением энергии в результате переворотов магнитного момента электрона.

Показано, что в электрическом поле протона и данном виде потерь энергии на излучение электрон постепенно переходит на некоторую траекторию около протона. Эта траектория крайне изменчива (из-за случайных переворотов), но обладает замечательным свойством – орбитальный момент движения электрона оказывается строго равным  $\hbar/2$  так как при перевороте своего собственного углового момента электрон двигается в азимутальном направлении в противоположную сторону, но с той же скоростью. В результате орбитальный момент электрона равен  $-\hbar/2$  или  $+\hbar/2$  в каждый момент времени этого устойчивого состояния. В этом состоянии случайное возмущение в сторону увеличения скорости в любую сторону гасится за счет возникающего при этом излучения.

Если существует обмен энергии между различными степенями свободы движения электрона (радиальной и азимутальной компонентой), то происходит выравнивание этих энергий. Условию равенства средних энергий между этими степенями свободы соответствует только одна возможная энергия электрона в данном состоянии: -13,6 эВ. Приведены используемые при моделировании уравнения и показаны примеры траекторий электрона, при которых он садится на устойчивый уровень.

### Литература

- [1]. De Groot S.R. and Support L.G. Foundation of electrodynamics // North-Holland Publisher Company, Amsterdam, 1972

## ИОНИЗАЦИОННО-ПОЛЕВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВЧ РАЗРЯДА ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ

С.А. Двинин, \*В.А. Довженко, \*\*О.А. Синкевич

*Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, e-mail: s\_dvinin@mail.ru*

*\*Институт Физики Атмосферы имени А.М.Обухова РАН, Москва, Россия*

*\*\*Национальный Исследовательский Университет Московский Энергетический Институт, Москва, Россия, e-mail: oleg.sinkevich@itf.mpei.ac.ru*

Впервые неустойчивость ионизации плазмы в поле плоской электромагнитной волны была описана Гильденбургом и Кимом [1]. Позже было показано [2], что в пространственно ограниченном микроволновом разряде низкого давления, данная неустойчивость ведет не только к изменению пространственной структуры плазмы, но и к появлению резонансов, наблюдаемых при электронных плотностях, когда размер плазмы становится кратным нескольким полуволнам стоячей поверхностной волны, возбуждаемой на плазменной границе. Развитие неустойчивости приводит к передаче энергии от плоской волны к поверхностной волне и возникновению неоднородного распределения плотности электронов в разряде. В работе [3] было получено точное решение задачи, учитывающее возбуждение в плазме как вихревых, так и потенциальных полей. Сравнение расчетов с экспериментом показало их качественное согласие [4]. Однако в [2, 3] на границе положительного столба ставились модельные граничные условия Неймана, справедливые для электромагнитного поля, но не для плотности и температуры электронов. В данной работе были использованы реальные граничные условия. Эти условия привели к появлению локализованных у торцов плазмы концентрационного и теплопроводностного граничных слоев дополнительно к дебаевскому. Поскольку возмущения плотности и температуры электронов сопровождаются также возмущениями электромагнитного поля, граничные условия, которым удовлетворяют поверхностные волны, также изменятся. Учет этих возмущений приводит к следующим результатам.

Изменяются значения электронной плотности в разряде, при которой наблюдается резонанс (\*). Возможны дополнительные резонансы, связанные с возбуждением стоячих поверхностных волн [5], на границе плазмы и слое пространственного заряда у торцевого электрода (\*\*). Наибольшую амплитуду будет иметь резонанс, для которого длина поверхностной волны максимальна (\*\*\*) . Вблизи кривой пересечения боковой и торцевой границ плазмы имеет место передача энергии между поверхностными волнами, распространяющимися вдоль боковой и торцевой границ плазмы (\*\*\*\*).

В работе рассчитаны инкременты неустойчивости и новые стационарные состояния, наблюдающиеся в разряде при учете указанных процессов. Дополнительно учтено влияние усиления поля в области плазменного резонанса на характеристики разряда

### Литература

- [1]. Гильденбург В. Б., Ким А. В. Журн. эксперим. и теорет. Физики, 1978, **74**, 141.
- [2]. Двинин С.А., Довженко В.А., Солнцев Г.С. Физика плазмы, 1983, **9**, 1058.
- [3]. Двинин С.А., Довженко В.А., Синкевич О.А. VII Международный симпозиум по теоретической и прикладной плазмохимии, Иваново, 2014 с. 318-321
- [4]. Двинин С.А., Постников С.А., Солнцев Г.С., Цветкова Л.И. Физика плазмы, 1983, **9**, 1297.
- [5]. Вологиров А.Г., Двинин С.А., Михеев В.В., Свиридкина В.С. Физика плазмы, 2008, **34**, 756.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВАКУУМНОЙ ДУГИ С ДИФFUЗНОЙ КАТОДНОЙ ПРИВЯЗКОЙ КАК ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ ДЛЯ ЗАДАЧ ПЛАЗМЕННОЙ СЕПАРАЦИИ ОЯТ

Р.Х. Амиров, Н.А. Ворона, А.В. Гавриков, Г.Д. Лизякин, В.П. Полищук,  
И.С. Самойлов, В.П. Смирнов, \*Р.А. Усманов, И.М. Ярцев

*ОИВТ РАН, Москва, РФ, e-mail: gavrikov@ihed.ras.ru*

*\*МФТИ, Долгопрудный, РФ, e-mail: ravus46@yandex.ru*

Среди проблем, решаемых при создании технологии плазменной сепарации ОЯТ, стоит задача конструирования высокопроизводительного (100 г/ч) источника практически полностью ионизованной плазмы вещества ОЯТ. Основой для такого источника может служить вакуумная дуга с диффузной привязкой на расходуемом катоде, преимуществами которой, по сравнению с другими типами дуг, являются высокая степень ионизации плазмы и отсутствие капель в продуктах эрозии катода [1].

Разряд зажигался в вакуумной камере при остаточном давлении менее 10 мПа. Катодом дуги служило вещество, моделирующее ОЯТ, находившееся в молибденовом тигле с внешним диаметром 25 мм и высотой 14 мм (площадь расплава составляла около 5 см<sup>2</sup>). Под тиглем располагался электронно-лучевой подогреватель (ЭЛП) мощностью 1 кВт, позволявший менять температуру катода при постоянном токе. Анодом дуги являлся водоохлаждаемый стальной диск с центральным отверстием диаметром 32 мм или 16 мм. Межэлектродное расстояние составляло около 30 мм. Дуговой разряд возникал в парах испаряющегося катода. Система диагностики включала измерение температуры тигля, а также контроль ВАХ разряда и мощности ЭЛП. Плазма исследовалась при помощи спектрального и зондового методов.

Основным веществом, моделирующим ОЯТ, являлся гадолиний. Его первые три потенциала ионизации близки к урану (U: 6,19 – 11,9 – 20,0 эВ; Gd: 6,15 – 12,1 – 20,6 эВ), а отношение потока испаряющихся атомов к электронам термоэмиссии, определяющее характеристики вакуумных дуг, для обоих элементов много меньше единицы (при температуре 2000 К  $\xi_U = 0,05$ ,  $\xi_{Gd} = 0,01$ ) [2]. В качестве вещества, моделирующего оксид урана (более 90% ОЯТ составляет UO<sub>2</sub>) выступал оксид ниобия, его выбор также обусловлен низким значением атом – электронного отношения. В этом случае к порошку оксида добавлялся хром, обеспечивающий необходимое, для пробоя промежутка давление насыщенных паров. Веществом, имитирующем динамику движения тяжелых ионов, являлся свинец ( $m_{Pb} = 207$  а.е.м.,  $m_U = 238$  а.е.м.).

В результате проведенных экспериментов определен средний заряд ионов гадолиниевой плазмы на выходе из анодного отверстия, при напряжении дуги около 5 В его величина близка к единице. Определена зависимость температуры электронов от напряжения на дуге, она возрастает от 1 до 9 эВ при повышении напряжения от 3 до 30 В. Определен диапазон температур свинцового катода 1300 – 1400 К, при котором возникает дуговой разряд с диффузной привязкой. Спектральным методом показано, что ниобий, содержащийся в оксидной составляющей катода, поступает в разрядный промежуток и является одним из компонентов плазмообразующей среды.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00231).

### Литература

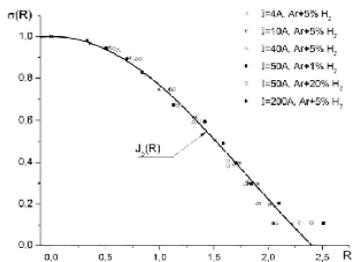
- [1]. Васин А. И., Дороднов А. М., Петросов В. А. Письма в ЖТФ. – 1979. Т. 5, вып. 24. – С. 1499-1505.
- [2]. Полищук В. П., Сердюкова О.К., Ярцев И.М. ЖТФ. – 1993. - Т. 63, вып. 3. – С. 66-74

## ФОРМИРОВАНИЕ ТОКОВОГО ШНУРА РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

А. Э. Медведев

*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия,  
e-mail: [medvedev@laser.nsc.ru](mailto:medvedev@laser.nsc.ru)*

В настоящее время, разряд атмосферного давления приобретает всё большее практическое значение. Преимущества таких разрядов очевидны - не нужны вакуумные объёмы и сопутствующее им дорогое оборудование. Тем не менее, имеется множество вопросов, в ряду которых - о базовых механизмах формирования и поддержания токового шнура разряда атмосферного давления. Поскольку, как в случае дуги, так и тлеющего разряда, граница плазменного шнура отстоит далеко от стенок, то получить диффузионное решение известным способом невозможно. К настоящему времени, для столба дуги атмосферного давления известна каналова модель. Однако, как показывает детальный анализ, для разряда атмосферного давления ионизация в объёме не является определяющей в балансе заряженных частиц: практически все электроны приходят из прикатодной области, а подавляющая часть положительных ионов поступает в объём со стороны анода. Потери частиц в объёме с высокой газовой температурой реализуются по ударно-радиационному механизму с участием трёх частиц, который из-за низкой скорости уступает амбиполярной диффузии. Делается предположение, что при удалении от оси разряда, когда температура газа становится достаточно низкой, и в результате конверсии начинают образовываться молекулярные ионы, формируется граница плазменного шнура, определяемая «включением» диссоциативной рекомбинации. В принятых допущениях, как и для разряда в трубке средних давлений [1], где вынос плазмы на стенки компенсируется амбиполярным дрейфом из приэлектродных областей, может быть применима диффузионная модель. При этом, радиус шнура определяется действующими на границу плазмы равными и противоположно направленными силами, определяемыми тепловой энергией и давлением электрического поля [2]. Помимо плазмы тлеющего разряда [3], было проведено сравнение полученного аналитического решения с измерениями проводимости плазмы дугового разряда [4], где автор обращает внимание на особое свойство полученных в эксперименте профилей проводимости плазмы шнура



– сохранение формы распределения по радиусу для всего диапазона токов и различных составов газовой смеси. Наложение диффузионного решения в виде функции Бесселя нулевого порядка на экспериментальные точки (см. рис.) подтверждает корректность полученного решения по радиусу шнура, а сравнение с результатами экспериментов [5] показывает хорошее соответствие ходу аналитического решения вдоль оси и характеру полученной зависимости диаметра шнура от полного тока разряда. Таким образом, проведённый анализ на основе полученного аналитического решения распределения плотности плазмы практически не оставляет сомнений корректности выбора основных механизмов поддержания плазмы разрядов при атмосферном давлении.

### Литература

- [1]. Иванченко А.И., Медведев А.Э. // ПМТФ, 1991, №1, с. 12.
- [2]. Медведев А. Э. // Известия Вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 4. С. 44.
- [3]. Медведев А. Э. // Тез. Докл. XL Межд. (Звен.) конф. по ФП и УТС. 2013, с.148.
- [4]. Колесников В.Н. Дуговой разряд в инертных газах. // Труды ФИАН, 1964, т. 30, с. 66.
- [5]. Arkhipenko V.I. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 740, P. 1297.

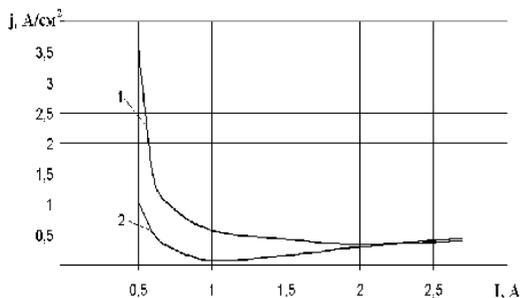
## ПЛОТНОСТЬ ТОКА НА ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОМ КАТОДЕ

Ахатов М.Ф., \*Шамсемухаметова Г.Ф., Каюмов Р.Р., Гайсин А.Ф.

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия, e-mail: [Ahatov.81@yandex.ru](mailto:Ahatov.81@yandex.ru)  
\*МБОУ «Сикертанская основная общеобразовательная школа им. Г. Камала»,  
e-mail: [shamsemuhametova.gulnaz@yandex.ru](mailto:shamsemuhametova.gulnaz@yandex.ru)

Исследование состояния различных плазм, включая их компонентный состав и распределение по состояниям, при заданных внешних условиях есть одна из основных задач физики низкотемпературной плазмы. Поскольку, в отличие от высокотемпературной плазмы, число взаимодействующих спейс (нейтральных и заряженных частиц, а также фотонов) может быть очень велико, необходимо хорошо ориентироваться в кинетике их взаимодействия и хорошо представлять относительную важность того или иного процесса. Поэтому, прежде чем перейти к рассмотрению конкретных реакций, необходимо освоить основные понятия и изучить общую классификацию газофазных реакций [1].

Исходя из выше изложенного важнейшими параметрами плазмы электрического разряда являются значения плотности тока на катоде. На рис. представлены зависимость плотности тока на проточном электролитическом катоде от тока разряда для двух межэлектродных расстояний.



Зависимость плотности тока на проточном электролитическом катоде от тока разряда для различных длин струй:  
1 –  $l = 5$  мм; 2 –  $l = 15$  мм

Из рисунка видно, что зависимость плотности тока на струйном электролитическом катоде носит немонотонный характер. В интервале тока от 0,5 до 1 А величина  $j$  резко уменьшается. При этом визуально можно наблюдать увеличение площади катодного пятна от 0,142 до 1,67 см<sup>2</sup>. При увеличении тока разряда от 100 до 300 А площадь катодного пятна практически не меняется и из рисунка 3,13 можно увидеть, что на участке от 100 до 300 мА выполняется закон Геля.

### Литература

- [1]. А. Энгель, М. Истеенбек. Физика и техника электрического разряда в газах // Пер. с нем. / Под ред. Капцова Н.А. М.: Л.: ОНТИ, 1936. С.315.
- [2]. Ахатов М.Ф. Преимущества плазменно-электролитной очистки/ Ахатов М.Ф., Садиков Л.Д // Международная научная конференция «плазменные технологии исследования, модификации и получения материалов различной физической природы» и международная школа молодых ученых и специалистов «плазменные технологии в исследовании и получении новых материалов»- Казань. 2012 г

## КЛАСТЕРНАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ ПАРОВ РТУТИ НА ЛИНИИ НАСЫЩЕНИЯ

Хомкин А.Л., Шумихин А.С.

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия,  
alhomkin@mail.ru*

В данной работе построена химическая модели плазмы ртути с поштучным учётом нейтральных, положительно и отрицательно заряженных кластеров, используя литературные данные [1] о свойствах металлических кластеров для расчета термодинамических и переносных свойств плотной плазмы. Максимальное число атомов в кластерах равно 6. С помощью развитой модели получены калорическое и термическое уравнения состояния и состав плазмы на линии насыщения ртути. Для учёта взаимодействия ион-атом использовалось модифицированное приближение Ликальтера. Для взаимодействия электрон-атом рассчитано с использованием приближения Вигнера для описания резонансного рассеяния электронов с импульсом  $p$  на атомной системе, с которой он образует слабосвязанное состояние с энергией связи  $\varepsilon$ . Для учёта взаимодействия нейтрал-нейтрал использован потенциал Леннард-Джонса с применением формулы Хилла. Показано, что на линии насыщения пары ртути в основном состоят из атомов и молекул. Зарядовая компонента ионная. Но количество заряженных комплексов ртути на порядки меньше, чем атомов. Рассчитано термическое уравнение состояния плазмы паров ртути на кривой насыщения и проведена оценка проводимости плазмы паров ртути. Выполнено сравнение с различными экспериментальными данными [2]. При расчете проводимости использовалась интерполяционная формула Фроста. Для столкновений электронов с ионами использовалось Резерфордское сечение рассеяния. Для учёта электронных столкновений с атомами и молекулами в литературе существует множество приближений. Мы проанализировали различные способы расчёта сечения рассеяния электрона на нейтральных частицах. В итоге было использовано квазиклассическое сечение рассеяния в приближении Вигнера. Показано удовлетворительное согласие наших расчётов с данными других авторов.

Эта работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда грант № 14-12-01235.

### Литература

- [1]. Wang Yixuan, Flad Heinz-Jurgen and Dolg M. Phys. Rev. B, 2000, **61**, p. 2362.
- [2]. Tamura K. And Inui M. J. Phys.: Condens. Matter, 2001, **13**, p. 337.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ПЕННИНГОВСКОГО РАЗРЯДА В МОЛЕКУЛЯРНОМ ВОДОРОДЕ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ 0,1 – 5 ТОРР

<sup>1</sup>Сторожев Д.А., <sup>2</sup>Суржигов С.Т., <sup>3</sup>Куратов С.Е.

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет),

<sup>2</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,

<sup>3</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова,

Рассматривается стационарная электродинамическая структура пеннинговского разряда (пространственные распределения концентраций ионов и электронов, а также электрического поля в электроразрядном промежутке) в молекулярном водороде, схема которого показана на рис. 1 (размеры даны на рис. 2–4). Используются исходные данные: ЭДС источника тока  $E = 500$  В, омическое сопротивление внешней электрической сети  $R_0 = 3$  кОм. С использованием численного моделирования исследуется структура тлеющего разряда при уменьшении давления от 5 Торр до 0,1 Торр (рис.2 и 3) и при включении осевого магнитного поля  $B_x = 0,1$  Т (переход к пеннинговскому разряду; рис. 4). На рис.2–4 показаны пространственные распределения концентрации электронов (концентрации отнесены к  $10^{10}$  см<sup>-3</sup>).

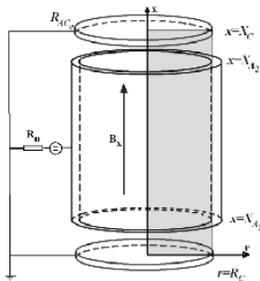


Рис. 1

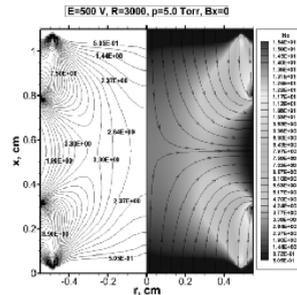


Рис. 2

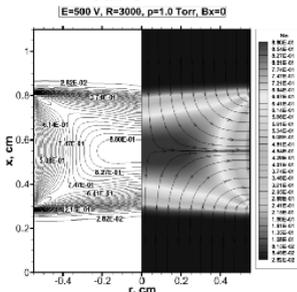


Рис. 3

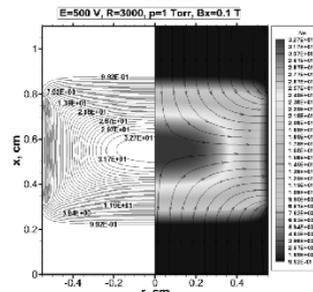


Рис. 4

Используется двухжидкостная и двухтемпературная диффузионно-дрейфовая модель, подробно изложенная в [1]. Дан анализ плазмохимической модели, положенной в основу ионизационной кинетики.

### Литература

- [1]. Surzhikov S.T. Computational Physics of Electric Discharges in Gas Flows. 2013, Walter de Gruyter GmbH, Berlin/Boston.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ ИОНИЗАЦИИ И ДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА В ПЕННИНГОВСКОМ РАЗРЯДЕ

Д. А. Сторожев

*Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия,*

*Институт проблем механики РАН, Москва, Россия,*

*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва, Россия, e-mail: [dmitry\\_stor@gmail.com](mailto:dmitry_stor@gmail.com)*

Химический состав частично ионизованной плазмы пеннинговского разряда определяется процессами набора электронами и ионами энергии в скрещенных электрическом и магнитном полях, а также неупругими столкновениями частиц, такими как, ионизация электронным ударом, возбуждение колебательных и электронных уровней, диссоциация молекул газа. Скорость протекания данных процессов определяется сечениями рассеяния электронов на атомах и молекулах и характерной энергией, набираемой электронами в электромагнитном поле [1, 2]. В данной работе выполнены расчеты компонентного состава газоразрядной плазмы Пеннинговского разряда в широком диапазоне температуры электронов.

В работе рассматривается пеннинговский разряд при давлениях  $p \sim 10^{-3} - 10^{-2}$  Тор [3–5]. Разность потенциалов, приложенная между катодом и анодом, составляет  $\Delta\varphi = 1 - 3$  кВ. При этом ток через разряд равен  $I = 0.1 - 2$  мА, а степень ионизации составляет  $\alpha \approx 10^{-2}$ .

Для расчета концентраций молекулярных и атомарных ионов в данной работе решается система кинетических уравнений. Константы скорости реакций рассчитывались как свертка сечений рассеяния с функцией распределения электронов по энергиям. В рамках используемой модели рассчитаны концентрации молекулярных и атомарных ионов водорода, определены степень ионизации и диссоциации, показано влияние температуры электронов, а также формы энергетического спектра электронов на компонентный состав плазмы.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований РАН.

### Литература

- [1]. Terasaki, R., Fujino, I., Hatayama, a, Mizuno, T., and Inoue, T., “3D modeling of the electron energy distribution function in negative hydrogen ion sources.,” *The Review of scientific instruments*, vol. 81, Feb. 2010, p. 02A703.
- [2]. Capitelli, M., Armenise, I., Bisceglie, E., Bruno, D., Celiberto, R., Colonna, G., D’Ammando, G., De Pascale, O., Esposito, F., Gorse, C., Laporta, V., and Laricchiuta, A., “Thermodynamics, Transport and Kinetics of Equilibrium and Non-Equilibrium Plasmas: A State-to-State Approach,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 32, Dec. 2011, pp. 427–450.
- [3]. Surzhikov S.T. *Computational Physics of Electric Discharges in Gas Flows*. 2013, Walter de Gruyter GmbH, Berlin/Boston
- [4]. Сторожев Д. А., “Численное моделирование кинетики ионизации и диссоциации водорода в плазме разряда Пеннинга в приближении ЛТР”// *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2014. Т. 15. Вып.3. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2014-10-02-008.pdf>
- [5]. D. A. Storozhev, S.T. Surzhikov, Numerical Simulation of Glow Discharge in a Magnetic Field Through the Solution of the Boltzmann Equation. // *Journal of basic and applied physics*, 2013, Vol. 2, Iss. 3, pp. 141-147.

## О ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА АКТИНОМЕТРИИ В НЕОДНОРОДНОЙ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ

Лебедев Ю.А., Татаринов А.В., Эпштейн И.Л., Титов А.Ю.

*ИИХС РАН, Москва, Россия, [lebedev@ips.ac.ru](mailto:lebedev@ips.ac.ru)*

Метод актинометрии (метод относительной интенсивности излучения) является широко используемым методом определения концентраций частиц плазмы [1, 2]. Он реализуется при введении в плазму газовой добавки малой и известной концентрации (газ-актинометр) и регистрации спектров излучения анализируемой частицы и газа-актинометра. Для его применения нужно знать механизмы возбуждения анализируемой частицы и газовой добавки известной концентрации. Кроме того, нужно быть уверенным, что добавка не изменяет свойств плазмы. Обычно в качестве газа-актинометра используются инертные газы.

В последние годы появились работы, где расчетным (2D моделирование) и экспериментальными методами было показано, что в сильно неоднородном СВЧ разряде малая добавка аргона в плазмообразующий газ приводит к изменению параметров плазмы (концентрации электронов, напряженности СВЧ поля и интенсивности излучения частиц плазмы). Это было показано на примере азота [3] и водорода [4]. Моделирование позволило показать, что эффект наблюдается, если транспортные характеристики иона добавки отличаются от транспортных характеристик основного иона.

Возникает вопрос, наблюдается ли этот эффект в плазме других типов разряда. Эта проблема исследована в настоящей работе при одномерном моделировании разряда постоянного тока в водороде. Добавкой являлся аргон. Пространственная неоднородность в данной работе определяется формой электродов. Сравниваются два типа разрядов: в системе с двумя симметричными плоскими электродами и сферическими электродами шар-сфера.

Для описания разряда используется самосогласованная модель в локальном приближении [3]. Модель включает в себя уравнение Пуассона, уравнение Больцмана для свободных электронов плазмы, и кинетических уравнений для электронов, ионов аргона и водорода и электронных возбужденных состояний атомов аргона и водорода. Моделирование проводится при помощи программы Comsol 3.5a использующий метод конечных элементов [5].

Расчеты показывают сильное влияние малых добавок на свойства разряда постоянного тока в системе с двумя сферическими электродами. Таким образом, метод актинометрии неприменим в случае сильной пространственной неоднородности любого типа разряда.

Результаты показывают, что возможности использования газовых добавок для диагностики плазмы должна быть проанализированы в каждом случае. С другой стороны они показывают, что даже малые добавки инертного газа могут использоваться для управления параметрами плазмы.

### Литература

- [1]. Coburn J.W., Chen M. J. Appl. Phys. 1980, V.51 (6). P.3134–3136.
- [2]. Chen F F and Chang J P 2002 Lecture Notes on Principles of Plasma Processing. Plenum/Kluwer Publishers, NY 152
- [3]. Lebedev Yu.A., Mavlyudov T.B., Epstein I.L., Chvyreva A.V. and Tatarinov A.V., Plasma Sources Sci. Technol., 2012, **21**, 015015
- [4]. Lebedev Yu.A., Tatarinov A.V., Titov A.Yu., Epstein I.L., Krashevskaya G.V. and Yusupova E.V., J. Phys. D: Appl. Phys. 2014, **47**, 335203
- [5]. COMSOL 3.5a, <http://www.comsol.com>

## ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЯЧЕЙКИ ПОВЕРХНОСТНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКУЮ ЦЕНУ СИНТЕЗА ОЗОНА

В.В. Андреев, Л.А. Васильева, Ю.П. Пичугин

*Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова, Чебоксары, Россия,  
e-mail: [andreev\\_vsevolod@mail.ru](mailto:andreev_vsevolod@mail.ru)*

Энергетическая цена синтеза озона в плазмохимических генераторах озона сложным образом зависит от всей совокупности физико-химических, электрофизических и геометрических параметров разрядной системы [1, 2].

В работе исследовано влияние геометрических параметров ячейки поверхностного диэлектрического барьерного разряда (ДБР) на энергетическую цену синтеза озона в воздухе. Представленная на рис. 1 разрядная ячейка ДБР помещена в герметически закрытую камеру в виде параллелепипеда, в которой имеется входной патрубок для подачи озонируемого воздушного потока и выходной патрубок, подсоединённый к озонOMETру. Давление в разрядной камере равнялось атмосферному. На электроды (см. рис. 1) в ходе экспериментов подавалось высокое переменное напряжение с частотой 50 Гц и с действующим значением от 1 до 12 кВ. Были проведены эксперименты с несколькими конфигурациями электродных систем с разными значениями ширины полос-электродов  $r_0$  и межэлектродного расстояния  $a$ .

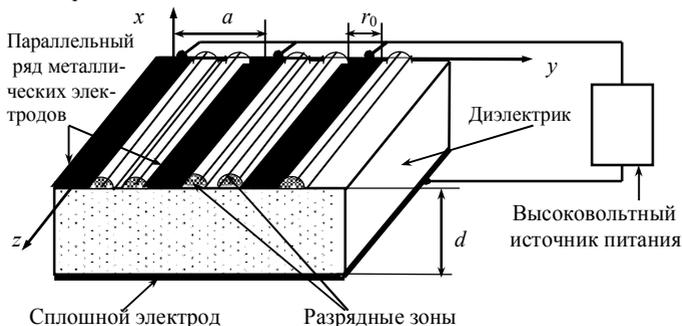


Рис. 1. Разрядная ячейка поверхностного диэлектрического барьерного разряда.

Энергетическая цена синтеза озона в исследуемой разрядной камере определялась с помощью экспериментально полученного параллелограмма Менли. Результаты проведенных исследований показывали, что для создания оптимальной для синтеза озона пространственно-временной конфигурации электрического поля важно учитывать геометрическую конфигурацию электродной системы в ячейке поверхностного диэлектрического барьерного разряда.

### Литература

- [1]. Андреев В.В., Васильева Л.А., Пичугин Ю.П. Прикладная физика, 2014, №3, с.43–46.
- [2]. Андреев В.В., Васильева Л.А. VII Международный симпозиум по теоретической и прикладной плазмохимии. (3–7 сентября 2014 г., Плès, Россия): сборник трудов/Иван. гос. хим.-технол. ун-т.-Иваново, 2014, с. 348-350.

## ДИНАМИКА РАЗЛЁТА ВСЕЛЕННОЙ ПРИ НЕОГРАНИЧЕННОЙ ЭНЕРГИИ ПЛАНКОВСКОГО ВАКУУМА

А.В. Гордеев

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия, e-mail: [alexandergordeev@yandex.ru](mailto:alexandergordeev@yandex.ru)

Уникальные свойства планковских частиц состоят в равенстве энергии частицы и соответствующей гравитационной энергии и в классическом выражении для потока энергии  $m_{Pl}c^2 - Gm_{Pl}^2/r_{Pl} = 0$ ,  $m_{Pl}c^2/(r_{Pl}/c) = c^5/G$ . Эти свойства согласно [1] определяют существование сингулярности с размером  $r_0 = r_{Pl}(\hbar c/e^2)^{3/2} \approx 10^{-30}$  см по отношению к уравнениям Эйнштейна, для которых имеет место закон сохранения энергии [2]

$$\varepsilon - \kappa \frac{G\varepsilon^2}{rc^4} = 0, \quad \varepsilon = 4\pi \int_{r_0}^r dr r^2 \langle T_0^0 \rangle, \quad k^{-1} = 1 - 2G\varepsilon/rc^4, \quad \kappa = 2k/(k-1). \quad (1)$$

При этом полная энергия Вселенной после её возникновения должна оставаться равной нулю ввиду взаимной компенсации энергии материи и гравитационной энергии. Эта компенсация обеспечивается уравнением [3]

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = P_0 - 4\pi c r^2 \langle T_0^1 \rangle, \quad P_0 \approx \frac{c^5}{G}, \quad (2)$$

которое позволяет выполнить закон сохранения полной энергии (1) за счёт появления дополнительного параметра при изменении  $k(r, t)$ . Несмотря на торможение потока, ввиду  $\partial \varepsilon / \partial t > 0$  происходит уменьшение  $k(r, t)$  на первой стадии разлёта Вселенной и увеличение  $k(r, t)$  на стадии ускоренного разлёта. Это увеличение  $k(r, t)$  заканчивается возникновением максимума, после которого происходит спад  $k(r, t)$  до  $k = 1$  [2].

Дифференцируя выражение для энергии  $\varepsilon$  из (1) и считая, что скорость смещения максимума  $r = r_{\max}(t)$  определяется из  $dk/dt = \partial k / \partial t + dr/dt \partial k / \partial r = 0$ , можно получить

$$\left. \frac{dr}{dt} \right|_{\max} = - \left. \frac{2Gk^2}{c^4 r} \right|_{\max} \lim_{r \rightarrow r_{\max}} \left( \frac{\partial \varepsilon / \partial t}{\partial k / \partial r} \right) > 0. \quad (3)$$

Это соответствует скорости распространения границы Вселенной. Последние наблюдения в рамках проекта ВИСЕР2 показали появление поляризации электромагнитных волн в точке, отстоящей от сингулярности на  $3 \cdot 10^{-26}$  см [4]. Это может свидетельствовать о появлении электромагнитных полей  $\vec{E}$  и  $\vec{B}$ , необходимых для осуществления  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  дрейфа заряженных частиц из сингулярности. Тогда согласно критерию Швингера при  $\mathbf{B}_r = 0$

$$\mathbf{F} \equiv \vec{B}^2 - \vec{E}^2 = - \left[ \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right]_r^2 + \frac{\vec{B}^2}{\gamma_r^2} < 0 \quad (4)$$

в случае сильного релятивизма  $\gamma_r = (1 - v_r^2/c^2)^{-1/2} \gg 1$  вблизи сингулярности происходит рождение электромагнитным полем пар с энергиями  $10^{15} - 10^{16}$  ГэВ.

### Литература

- [1]. Penrose R.// Phys. Rev.Lett., 1965, v. 14, N 3, p.57.
- [2]. Гордеев А.В.//41-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 10 – 14 февраля, 2014. Тез. докл., 207.
- [3]. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Физматлит, 2012.
- [4]. [http://www.bbc.co.uk/russian/science/2014/03/140317\\_us\\_big\\_bang\\_discovery.shtml](http://www.bbc.co.uk/russian/science/2014/03/140317_us_big_bang_discovery.shtml)

## ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЁМНОЙ ЭНЕРГИИ И УСКОРЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

А.В. Гордеев

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия, e-mail: [alexandergordeev@yandex.ru](mailto:alexandergordeev@yandex.ru)

В результате электромагнитного вылета материи из сингулярности происходит разделение зарядов в направлении  $\theta$  в слоях с различными  $r = \text{const}$  [1]. К моменту рекомбинации, когда электромагнитный разлёт прекращается, в пространстве накапливается электростатическая энергия, поддерживаемая разделением зарядов. Эта рассеянная энергия имеет плотность в  $10^{115}$  раз меньше плотности энергии в сингулярности. Используя уравнение Пуассона, можно получить в электростатическом приближении [2]

$$4\pi \int dr r^2 \sqrt{\hbar k} \langle T_0^0 \rangle_{stat} = -\frac{1}{2} \int d\Phi Q(r, t) \equiv \frac{Q_{eff}}{r}, \quad \vec{E} = -\nabla\Phi, \quad \sqrt{\hbar k} = \exp\left(\frac{G}{c^4} \int_{\infty}^r dr r k \frac{\langle E_{\theta}^2 \rangle}{h}\right), \quad (1)$$

где  $Q(r, t)$  описывает распределение электрического заряда Вселенной, так что  $Q(r, t)|_{r_{max}} = 0$  ввиду точной электронейтральности Вселенной. Здесь вклад в энергию дают компоненты  $E_r$  и  $E_{\theta}$ , а  $Q_{eff}(r, t)$  - заряд частиц одного знака сферического конденсатора – Вселенной. Тогда приравнивая с достаточной точностью  $Q_{eff}^2/r$  энергии  $\varepsilon = c^4 r / \kappa G$ , получим среднее электрическое поле  $|\vec{E}| = Q_{eff}/r^2 = 10 \text{ В/м}$ , которое даёт основной вклад в энергию Вселенной. С другой стороны, из равенств

$$\frac{Q_{eff}^2}{r} = \frac{\kappa G \varepsilon^2}{rc^4}, \quad \frac{N_1}{N_0} = \sqrt{\kappa} \sqrt{\frac{G m_p^2}{e^2}} \approx 10^{-18}, \quad \kappa = \frac{2k}{k-1}, \quad \varepsilon = N_0 m_p c^2, \quad N_0 = 10^{80}, \quad Q_{eff} = N_1 e \quad (2)$$

следует, что для формирования электростатической энергии Вселенной достаточно очень малой доли общего числа протонов. Записывая уравнение для ускорения протонов в поле  $E_{\theta}$  при учёте рождения пар и эффекта GZK для  $v_{coll} = 1.8 \cdot 10^{-8} \text{ лет}^{-1}$  [2,3]

$$m_p c \left( \frac{du^2}{ds} + \frac{2}{r} u^2 \frac{dr}{cdt} \frac{\gamma}{\sqrt{h}} \right) = \frac{e E_{\theta}}{c} \frac{\gamma}{\sqrt{h}} - v_{coll} m_p c u^2 \frac{\gamma}{c\sqrt{h}}, \quad (3)$$

можно показать интегрированием уравнения (3), что энергия протонов достигает предельной величины  $\gamma m_p c^2 = e E_{\theta} c / v_{coll} = 4.5 \cdot 10^{24} \text{ эВ}$ . В то же время оценка ускорения протонов по радиусу даже при  $|E_r| \approx 10^{-2} |E_{\theta}|$  приводит к энергии более  $10^{22} \text{ эВ}$ . Здесь использовано выражение для четырёхмерного интервала в следующих обозначениях

$$(ds)^2 = \hbar c^2 (dt)^2 - r^2 \left[ (d\theta)^2 + \sin^2 \theta (d\varphi)^2 \right] - k (dr)^2. \quad (4)$$

Весьма вероятно, что полученные оценки для энергии протонов могут служить объяснением наблюдаемой анизотропии космических лучей при энергии свыше  $10^{18} \text{ эВ}$  [4].

### Литература

- [1]. Гордеев А.В. //39-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 6-10 февраля, 2012. Тез. докл., с. 191.
- [2]. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Физматлит, 2012.
- [3]. Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л., Догель В.А., Птушкин В.С. Под ред. В.Л. Гинзбурга. М.: Наука, 1990.
- [4]. <http://arxiv.org/abs/1404.5890v3> [astro-ph.HE] 16 Jul 2014.

## **РАЗРЯДНЫЕ ПРОЦЕССЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ДВИГАТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЗАЦИЕЙ ВЕРТОЛЕТОВ В ПОЛЕТЕ**

М.Е. Гушин, С.В. Коробков, А.В. Костров, С.Э. Привер, Д.А. Одзерихо,  
А.В. Стриковский.

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

Исследование явлений электризации авиационной и космической техники в полете крайне важно для решения широкого спектра фундаментальных и прикладных задач. К фундаментальным проблемам, относятся, например, физические механизмы разделения и накопления некомпенсированных статических зарядов на борту атмосферного летательного аппарата (ЛА) или космического аппарата (КА). Важнейшими прикладными задачами являются прогноз и устранение негативных последствий электризации аппаратов в полете, включая возникновение квазистатических электрических полей высокой напряженности и генерацию интенсивных электромагнитных шумов, обусловленных разрядными процессами, развивающихся вблизи ЛА и КА вследствие их электризации. Подобные разрядные процессы, с одной стороны, могут приводить к механическим повреждениям КА или ЛА, с другой стороны, за счет возбуждения широкополосных электромагнитных шумов, к снижению качества радиосвязи с КА или ЛА, вплоть до ее полного исчезновения.

В докладе представлены результаты первых полевых измерений квазистатических электрических полей, возникающих вследствие электризации вертолетов в полете. Установлено, что электризация вертолетов с газотурбинными силовыми установками носит двигательный характер: накопление статического положительного заряда на корпусе обусловлено униполярной, отрицательно заряженной, струей выхлопных газов. Оценен статический положительный потенциал фюзеляжа, который у отдельных моделей достигает +30 ... +35 киловольт относительно земли. При использовании в конструкции вертолетов диэлектрических и композитных материалов, сопровождаемом электрической изоляцией отдельных частей аппарата от фюзеляжа, происходит дифференциальная электризация, которая, с учетом высокого абсолютного значения потенциала фюзеляжа, приводит к высоковольтным разрядам, являющимся источником интенсивных радиопомех в полосе частот от единиц до нескольких сотен МГц. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 13-02-97142 р\_поволжье\_a).

## ИОНОСФЕРНЫЙ ЭФФЕКТ, ВЫЗВАННЫЙ ПАДЕНИЕМ ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРИТА

М.Ю. Кузьмичева, Т.В. Лосева, А.Н. Ляхов

*Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия, e-mail: losseva@idg.chph.ras.ru*

Процесс пролета через атмосферу Земли Челябинского метеорита 15 февраля 2013 г. вызвал целый ряд зафиксированных инструментально геофизических эффектов (сейсмических, акустических, оптических, ионосферных). В настоящей работе ионосферный эффект воздействия этого события исследовался с помощью обработки первичных данных ионозондов вертикального зондирования с использованием техники построения  $A_2$ -карт, дающих двумерную сводную картину состояния ионосферы в координатах высота-время, позволяющей визуализировать вариации характерных параметров ионосферы и выявлять их временные характеристики [1]. Такие карты были построены для 12 станций вертикального зондирования, расположенных в Норильске, Жиганске, Якутске, Иркутске, Гаконе (Аляска), Гуаме (США), Чеджу (Южная Корея), Москве, Юлиусрухе (Германия), Прухонице (Чехия), Риме (Италия), Хилтоне (Великобритания) для двух дней 2013 года – 06 февраля (базовый спокойный день) и 15 февраля (сильное геофизическое возмущение). Спектральный анализ  $A_2$ -карт для всех станций показал качественное и количественное различие 6 и 15 февраля, причем 15 февраля на всех станциях (кроме станции Гуам) появились одни и те же доминирующие спектральные компоненты. Используемый метод визуализации состояния ионосферы на высотах F2 слоя доказывает появление короткопериодных перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), которые, как видно из сравнительного спектрального анализа, были вызваны падением метеорита. Статистический анализ данных по полному электронному содержанию в ионосфере Земли (интегральной концентрации электронов по высоте) подтвердил азимут полета тела, определенный другими методами.

Для физического объяснения наблюдаемых в ионосфере эффектов был проведен трехмерный численный расчет газодинамического течения с выделением энергии вдоль траектории в соответствии с экспериментальной кривой светимости [2]. Полное энерговыделение вдоль траектории составляло величину  $\sim 500$  кТ в тротиловом эквиваленте. Продемонстрирован нелинейный процесс образования акустико-гравитационных волн (АГВ) и их распространения на значительные расстояния. АГВ, приводя к возмущению плотности на высоте F2 слоя ионосферы, могут порождать осцилляции электронной концентрации и критической плазменной частоты, наблюдаемые в ионограммах в виде ПИВ.

### Литература

- [1]. Кузьмичева М.Ю., Т.В. Лосева, А.Н. Ляхов. Ионосферный эффект Челябинского события // Сборник научных трудов ИДГ РАН. Специальный выпуск. - М.:-ГЕОС, 2014, с. 86-95.
- [2]. Borovic'ka Jir'i, Spurny' Pavel, Brown Peter Wiegert , Paul, Kalenda Pavel, Clark David & Shrbeny' Luka's' . The trajectory, structure and origin of the Chelyabinsk asteroidal impactor // Nature. 2013. V. 503. PP. 235-237.

## МЕХАНИЗМ ДИФФУЗИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КАНАЛЕ СПД

А.Н. Веселовзоров, А.А. Погорелов, Э.Б. Свирский, В.А. Смирнов

НИИ “Курчатовский институт” Москва, Россия, e-mail: [Smirnov\\_VA@nrcki.ru](mailto:Smirnov_VA@nrcki.ru)

Стационарные плазменные двигатели (СПД) занимают лидирующее положение для обеспечения коррекции и ориентации орбит долгоживущих спутников. Хотя исследования таких двигателей ведутся в течение длительного времени, существуют процессы, которые ещё до конца не изучены. В частности описание переноса электронов (рассеяние электронов на нейтралах) применительно к работе этих устройств не нашло экспериментального подтверждения [1]. Вместе с тем исследования показали [2], что в канале СПД и за его срезом наблюдаются значительные азимутальные колебания потенциала плазмы. В работе [3] было показано, что азимутальная волна, которая проявляется как ионизационная неустойчивость, может увеличивать скорость переноса электронов вдоль канала двигателя по сравнению с классической диффузией пропорционально отношению времен столкновений электронов с нейтральными атомами, при которых происходит ионизация  $\tau_i$  и упругое рассеяние  $\tau_0$  электронов, т.е.  $v_{\text{эф}} \sim \tau_i / 2\pi \tau_0^2$ .

Качественно этот процесс можно представить следующим образом. Наряду с азимутальным дрейфом электронов  $V_d$  в поле азимутальной волны электрического поля появляется дрейфовое движение электронов вдоль оси двигателя со скоростью  $V_{\text{дх}}$ . Поскольку скорость дрейфа электронов по азимуту много больше азимутальной фазовой скорости волны  $V_d \gg v_0$ , движение электронов в поле волны  $k_{\perp l}$  можно рассматривать в квазистационарном приближении. Тогда  $T_0 = 2\pi / V_{\text{дх}1}$ ,  $V_{\text{дх}}(t) = c\beta_1 E(x) \sin(2\pi t / T_0) / B(x)$ , где  $E(x)$ ,  $B(x)$  – электрическое и радиальное магнитное поле в канале СПД,  $\beta_1$  – относительная амплитуда колебаний. Амплитуда перемещения электронов (удвоенная амплитуда колебаний  $2x_a$ ) составляет до половины длины канала. Столкновения электронов могут происходить в любой точке по длине амплитуды. Если  $T_0 = \tau_0$ , то среднее смещение  $X_c$  можно оценить, как

$$X_c(x_a) = \frac{1}{x_0 - 2x_a} \cdot \int_{x_0}^{x_0 - 2x_a} \frac{V_d(x)}{\omega_H(x)} dx. \text{ Наибольший вклад в } X_c \text{ будут давать электроны, у которых}$$

отношение дрейфовой скорости к циклотронной частоте имеет максимальные значения. При движении к аноду  $\omega_H(x)$  уменьшается, а скорость  $V_d(x)$  увеличивается. Следовательно, вероятное место столкновения будет смещаться к аноду. Оценки  $X_c$ , полученные из таких представлений, согласуются с результатами численных расчётов. Основываясь на полученных результатах, проводимость плазмы в азимутальной волне для  $\omega_H \tau_0 \gg 1$  можно

представить, как  $\sigma_f = \frac{e^2 n_e \tau_i \tau_0 \alpha}{m \omega_H^2 \tau_0^2}$ , где  $\alpha$  – коэффициент, который определяется амплитудой колебаний. Результаты расчёта параметра Холла, электронного тока, мощности нагрева электронов на единице длины канала достаточно хорошо совпадают со значениями, полученными из экспериментальных измерений для двух моделей СПД-70 и СПД-130.

### Литература

- [1]. Морозов А.И., Есипчук Ю.В., Капулкин А.М., Невровский В.А., Смирнов В.А. Азимутально-несимметричные колебания и anomальная проводимость в ускорителях с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП). ЖТФ. 1973. Т. XLIII. Вып. 5. С. 972-982.
- [2]. Veselovzorov A.N., Dlougach E.D., Pogorelov A.A., Svirsky E.B., Smirnov V.A. Low-frequency wave experimental investigations, transport and heating of electrons in stationary plasma thruster SPT. Paper IEPC-2011-060. Wiesbaden. Germany. September 11 – 15, 2011.
- [3]. Veselovzorov A.N., Dlougach E.D., Pogorelov A.A., Svirsky E.B., Smirnov V.A. Azimuthal oscillations and dynamics of electrons into channel of stationary plasma thruster paper IEPC-2013-080, Washington, USA, October 6-10, 2013.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВИСТОВЫХ ВОЛН В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ В ПРИСУТСТВИИ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ.**

Айдакина Н.А., Гушин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров А.В.

*РФ, Нижний Новгород, ИПФ РАН, e-mail: [zudiniy@appl.sci-nnov.ru](mailto:zudiniy@appl.sci-nnov.ru).*

Согласно результатам натуральных экспериментов [1, 2], нагрев ионосферы интенсивным радиочастотным излучением может сопровождаться формированием мелкомасштабных неоднородностей вытянутых вдоль геомагнитного поля. Спутниковые измерения свидетельствуют, что данные неоднородности способны образовывать линзоподобные, либо волноводные структуры, оказывая заметное влияние на распространение радиоволн в ионосферной плазме.

Настоящая работа посвящена результатам численного моделирования распространения низкочастотных волн в области плазмы содержащей мелкомасштабные неоднородности. В ходе численных экспериментов был обнаружен эффект захвата низкочастотных волн в волновод, образованный мелкомасштабными неоднородностями. Серия расчетов позволила качественно определить связь свойств собственных волн данных волноводов с параметрами плазмы, частотой излучения и характеристиками неоднородностей.

Было установлено, что характер собственных мод существенно зависит от отношения масштаба длины волны к характерному поперечному размеру неоднородностей. Если длина волны меньше поперечного размера неоднородностей, то каждая неоднородность выступает в роли отдельного волновода, практически не связанного с остальными. Свойства собственных низкочастотных волн подобных волноводов – дактов плотности и магнитных дактов – к настоящему моменту подробно изучены [3, 4].

Если поперечный размер неоднородностей и расстояние между ними значительно меньше длины волны, то в роли волновода выступает вся возмущенная область в целом, захват волны в этом случае происходит за счет отражения от границ возмущенной области.

Проведенные расчеты показали, что мелкомасштабные возмущения магнитного поля, которые могут возникать при инжекции в плазму электронных пучков, похожим образом влияют на распространение низкочастотных волн. В частности, возможно формирование волноводных и линзоподобных структур.

Численные эксперименты были выполнены при различных соотношениях между параметрами плазмы; рассматривались условия характерные как для ионосферной, та и для магнитосферной плазмы. Было установлено, что в магнитосферных условиях мелкомасштабные неоднородности также способны образовывать волноводные структуры. Можно предположить, что подобные структуры обеспечивают возможность распространения низкочастотных свистовых волн между магнитосопряженными точками, которое часто регистрируется в натуральных экспериментах, но не имеет на настоящий момент исчерпывающего объяснения.

### **Литература**

- [1]. Rapoport, V. O., V. L. Frolov, S. V. Polyakov, et. al. J. Geophys. Res., 2010, 115, A10322.
- [2]. Фролов В.Л., Болотин И.А., Комраков Г.П. и др. Изв. вузов. Радиофизика. 2014, LVII, с. 437.
- [3]. Костров А.В., Смирнов А.И., Стародубцев М.В., и др Письма в ЖЭТФ, 1988, 67, с. 548-551.
- [4]. Streltsov, A. V., Lampe M., Manheimer W., et. al. J. Geophys. Res., 2006, 111, A03216.

## О ФОРМИРОВАНИИ ПЛАЗМЫ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В НАПРАВЛЕННОМ ПОТОКЕ ГАЗА

И.С. Абрамов, Е.Д. Господчиков, А.Г. Шалашов

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия,  
abramov19940103i@gmail.com*

*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний  
Новгород, Россия*

В настоящее время наблюдается достаточно интенсивное развитие разнообразных приложений, связанных с генерацией стационарных потоков плазмы многозарядных ионов. Значительные успехи в этом направлении были достигнуты в ИПФ РАН: впервые продемонстрирован нагрев плазмы вакуумной дуги СВЧ излучением миллиметрового диапазона в условиях электронно-циклотронного и верхнегибридного резонансов, приводящий к заметному увеличению зарядности ионов [1], разработан эффективный метод получения многозарядных ионов тугоплавких металлов [2], реализован разряд, поддерживаемый субмиллиметровым излучением [3]. Эти результаты открыли принципиальную возможность создания плазменного источника экстремального ультрафиолетового излучения, необходимого для развития проекционной литографии высокого разрешения.

Указанные эксперименты мотивировали теоретическое исследование особенностей формирования стационарного сильнонеравновесного разряда в потоке газа с различной степенью предварительной ионизации мощным коротковолновым излучением, представленные в данной работе. Основные особенности разряда в рассматриваемых системах обусловлены резонансным энерговкладом в электронную компоненту. В этих условиях характерная температура электронов (~кэВ) значительно превышает температуру ионов. Кинетическая энергия ионов в основном обусловлена их газодинамической скоростью, которая в интересующих нас случаях близка к скорости ионного звука (при этом в зависимости от геометрии течение плазмы может быть как до-, так и сверхзвуковым). Основную роль в определении температуры электронов играют неупругие потери энергии, идущие на ступенчатую ионизацию, возбуждение и высвечивание ионов. По мере движения в ловушке кратность ионизации плазмы повышается, соответственно перестраивается и спектр ее линейчатого излучения.

В настоящей работе мы рассматриваем достаточно простую газодинамическую модель, описывающую особенности формирования стационарного разряда в квазиодномерном потоке многократно ионизированного газа в указанных выше условиях. Модель позволяет описывать процесс ускорения и нагрева многократно ионизированных ионов, линейчатое излучение за счет возбуждения ионов и распределение радиационных потерь вдоль потока.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 14-12-00609) и Совета по грантам при Президенте Российской Федерации для поддержки молодых ученых.

### Литература

- [1]. А. В. Водопьянов и др., Письма в ЖТФ, 2007, том 33, вып. 20, стр. 44-49.
- [2]. А. В. Водопьянов и др., Письма в ЖТФ, 2005, том 75, вып. 9, стр. 101-105.
- [3]. M. Yu. Glyavin et al., Applied Physics Letters 105, 174101 (2014); doi: 10.1063/1.4900751.

## **К ВОПРОСУ О ЗАРЯДКЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ, НАХОДЯЩИХСЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ**

С.И. Копнин, С.И. Попель

*ФГБУН Институт космических исследований Российской академии наук, Россия,  
Москва; serg\_kopnin@mail.ru*

В экспериментах [1] осуществлялась сверхвысокая зарядка микрочастиц в результате воздействия пучка электронов с энергиями порядка 25 кэВ. В данных экспериментах для частиц с размерами порядка 100 мкм были получены значения зарядов около  $5 \cdot 10^7$  заряда электрона. Было отмечено, что такие значения, по крайней мере, на два порядка превосходят характерные величины зарядов пылевых частиц такого же размера в обычных условиях низкотемпературной плазмы в газовых разрядах низкого давления. Однако, как отмечают авторы эксперимента, ожидалось получение ещё более высоких значений зарядов пылевых частиц (в несколько десятков раз больше). Настоящая работа посвящена выявлению основных процессов, влияющих на заряды пылевых частиц, приобретаемых в результате воздействия электронного пучка. Показано, что при достаточно высоких значениях зарядов пылевых частиц, наряду с током, обусловленным пучком высокоэнергичных электронов, важную роль играют ток автоэлектронной эмиссии, ток, обусловленный вторичной электронной эмиссией, а также обратный поток на пылевые частицы вторичных электронов, поступающих в окружающую плазму в результате электронных эмиссий. В рамках предложенной модели получены характерные значения зарядов пылевых частиц, согласующиеся со значениями зарядов, полученными в экспериментах [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках Гранта Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых (грант № МК-3764.2013.2).

### **Литература**

- [1]. Васильев М.Н., Ворона Н.А., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Сидоров В.С., Фортов В.Е. Аномально высокая зарядка дисперсных частиц электронным пучком с энергией электронов 25 кэВ. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т 36. Вып. 24. С. 56-60.

## К ВОПРОСУ О ЗАРЯДКЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ НА ТЁМНОЙ СТОРОНЕ ЛУНЫ

С.И. Копнин, С.И. Попель, Т.И. Морозова

*ФГБУН Институт космических исследований Российской академии наук, Россия,  
Москва; [serg\\_kopnin@mail.ru](mailto:serg_kopnin@mail.ru)*

В свете предстоящих лунных миссий таких, как Луна-25, Луна-26 и Луна-27 интерес представляет исследование параметров экзосферы Луны. В плазменно-пылевых процессах у поверхности Луны важную, а порой и определяющую роль играют эффекты, связанные с динамикой и зарядкой пылевых частиц. Ранее (см., например, [1]) основное внимание уделялось исследованию параметров заряженных пылевых частиц и плазменно-пылевых процессов, протекающих у освещённой солнечным излучением поверхности Луны, что обусловлено, в частности, исследованиями посредством спускаемых аппаратов Луна-25 и Луна-27, которые будут осуществляться в дневное время за счет солнечной энергии, преобразованной солнечными батареями аппаратов. Однако исследования экзосферы посредством орбитальной станции Луна-26 требуют анализа процессов, протекающих в плазменно-пылевой системе над поверхностью Луны и в ночное время. Данная работа посвящена рассмотрению процессов зарядки пылевых частиц над тёмной стороной Луны. Рассмотрены основные токи электронов и ионов, приводящие к зарядке пылевых частиц, а также к зарядке самой поверхности Луны. Учитываются ток электронов солнечного ветра, ток вторичной электронной эмиссии, ток полевой эмиссии, ток термоэлектронной эмиссии и др. Электроны солнечного ветра присутствуют в затемненной области из-за высоких значений тепловых составляющих их скоростей. В рамках предложенной модели получены значения зарядов пылевых частиц у неосвещённой части Луны в зависимости от местоположения и времени лунных суток.

Работа выполнена по Программе № 22 фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы», при поддержке РФФИ (проект № 15-02-05627) и в рамках Гранта Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых (грант № МК-3764.2013.2). Т.И. Морозова выражает благодарность фонду «Династия».

### Литература

- [1]. Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н. Пылевая плазма у поверхности Луны // *Астрономический вестник*. 2013. Т. 47, № 6. Р. 455–466.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛАБОИОНИЗИРОВАННОЙ ФОТОПЛАЗМЫ

Курбанисмалов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Хачалов М.Б.

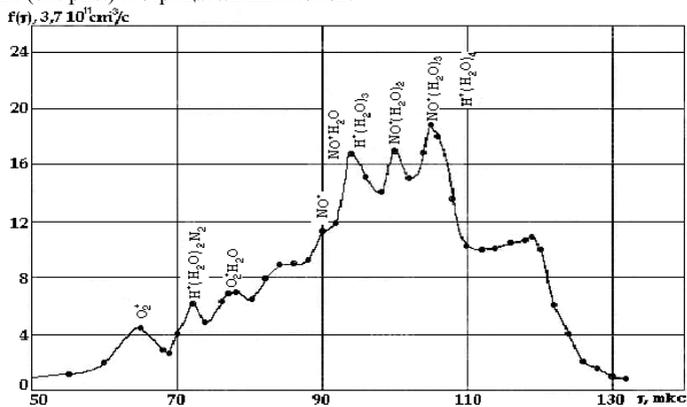
Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия, [vali\\_60@mail.ru](mailto:vali_60@mail.ru)

Фотоплазма создавалась излучением решетки искровых разрядников, состоящей из 25 одинаковых промежутков, равномерно распределенных на круглом диске диаметром 56 мм и соединенных последовательно. Решетка искровых разрядников, расположенных в одной плоскости и срабатывающих одновременно, формирует плоскую ударную волну, которая распространяется в фотоплазме.

Для большинства газов потенциал ионизации превышает 12 эВ, соответственно пороговая ионизационная длина волны должна иметь определенное значение. Эксперименты с использованием излучения с  $\lambda > 110$  нм [1] показали, что при определенных условиях многоступенчатые процессы могут играть существенную роль в фотоионизации азота.

Рассматривая процессы ионизации воздуха были выделены первичные механизмы ионизации: 1) фотоионизация молекул из возбужденных состояний; 2) диссоциация молекул – возбуждение атомов и фотоионизация; 3) диссоциация молекул – возбуждение атомов и ассоциативная ионизация. Все эти процессы многоступенчатые.

В ходе исследования показана, что плотность заряженных частиц нелинейно возрастает с ростом энерговклада в источник УФ излучения (свидетельствует о преобладании ступенчатой ионизации) и меняется в пределах  $(1 \div 18) \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  при изменении энерговклада в диапазоне  $0,2 \div 1,4$  Дж. Подробно изучены процессы, приводящие к образованию плазмы в воздухе при облучении его УФ излучением, а так же времяпролетные спектры положительных (см. рис.) и отрицательных ионов.



На основе экспериментальных исследований и теоретических оценок:

1. Показано, что основными процессами, приводящими к возникновению плазмы при облучении воздуха УФ излучением, являются ступенчатые процессы.
2. Получены времяпролетные спектры ионов в фотоплазме в атмосферном воздухе. Показано, что основные ионы, образуемые в воздухе - гидратированные кластеры, а скорость деионизации атмосферного воздуха определяется рекомбинацией кластерных ионов.

### Литература

- [1]. Seguin H.J., Tulip J., McKen D. // Appl. Phys., Lett. 1973. Vol.23. №6, P.344-346.

## ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ НА ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

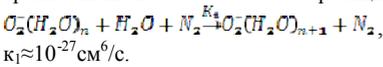
Курбанисмалов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Хачалов М.Б.,  
Арсланбеков М.А., Абакарова Х.М.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия, [vali\\_60@mail.ru](mailto:vali_60@mail.ru)

Решетка искровых разрядников, расположенных в одной плоскости и срабатываемых одновременно формируют плоскую ударную волну (УВ), которая распространяется в фотоплазме.

Расположение системы сеток на различных расстояниях и регистрация времени прохождения ударной волны дает значение скорости волны.

Увеличение температуры газа на фронте волны приведет к разрыву кластерных связей и распаду отрицательных ионов. К одним из основных отрицательных ионов, регистрируемых в фотоплазме в воздухе относятся ионы типа  $O_2^-(H_2O)_n$ . Образование этих ионов объясняется большим значением константы трехчастичной реакции:



Дальнейший процесс кластеризации этого типа ионов ограничивает обратные процессы  $O_2^-(H_2O)_{n+1} + N_2 \xrightarrow{k_2} O_2^-(H_2O)_n + H_2O + N_2$ , константа  $k_2$  сильно зависит от температуры газа:

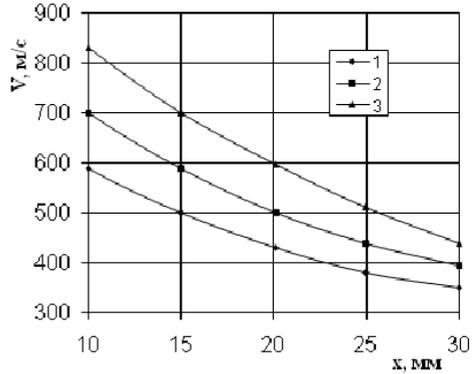
$k_2 \approx k_0 e^{-\frac{G}{kT}}$  [1], где  $k_0$  – приближительная скорость газодинамических столкновений молекул  $N_2$  с ионами  $(n+1)$  порядка,  $G$  – энергия связи молекул  $H_2O$  в кластере, а экспоненциальный множитель отражает тот факт, что в процессе участвуют только те молекулы воздуха, кинетическая энергия которых достаточна для разрыва кластерной связи. С уменьшением числа молекул в кластерном ионе энергия отрыва электрона от отрицательного иона уменьшается. Для разности энергий газа за фронте и на фронте ударной волны для  $M > 2$  можно получить [2]:  $\Delta \varepsilon \approx \frac{2}{(\gamma+1)^2} v^2 = 0,4v^2.$

Таким образом, нагрев газа на фронте УВ приводит к разрушению сложных ионов и образованию свободных электронов. Этот процесс идет со скоростью газодинамических столкновений.

Таким образом, прохождение УВ через слабоионизованную плазму сопровождается выделением энергии на фронте волны, что в свою очередь влияет на скорость УВ. В наиболее общем виде энергия волны  $E = k\rho v^2$ , а величина энергии, выделяемой на фронте также пропорциональна квадрату скорости. Следовательно, энергия волны должна уменьшаться по экспоненциальному закону, что и показывает эксперимент.

### Литература

- [1]. Смирнов Б.М. Комплексные ионы. М: Наука, 1983. 152с.
- [2]. Зельдович Я.В., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М: Наука, 1966. 686 с.



## РОЛЬ ТОКОВЫХ ФИЛАМЕНТОВ В ДЛИННОЙ ИСКРЕ В ВОЗДУХЕ

А.В. Огинов, А.А. Родионов, К.В. Шпаков

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

Последние исследования природных молний показывают, что во время гроз могут генерироваться излучения высоких энергий. Помимо жесткого рентгеновского и гамма-излучений [1], также наблюдается генерация нейтронов [2]. В лабораторных условиях протяженного искрового разряда с близкими к молниевым параметрами также была обнаружена генерация нейтронов [3]. В работе рассматриваются возможная модель и механизм, объясняющий выход жесткого рентгеновского излучения и вспышек нейтронов во время атмосферного разряда в воздухе.

Исследования искровых разрядов длиной 500–700 мм в воздухе при различных начальных распределениях электрического поля проводились на установке ЭРГ ФИАН (1 МВ, 60 кДж, фронт 150 нс). За образованием объемного стримерной короны с током 0,2–1,0 кА на обоих электродах при атмосферном давлении следует формирование канала лидера с током 12 кА. Наблюдается микроструктура лидерной стадии разряда длительностью 200–1200 нс (рис. 1).

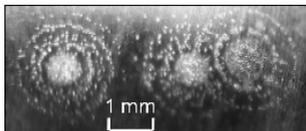


Рис. 1. Автограммы разрядов на поверхности электродов.

Было исследовано распределение микроканалов (филаментов) мкм-масштаба по сечению лидера диаметром в единицы мм вблизи электродов и в разрядном промежутке. Для оценки плотностей тока в отдельных микроканалах использовались оптическая и автограммная диагностики. Ранее было показано [4], что токовая структура лидера может быть связана с неустойчивостью фронта волны ионизации, дающей стримеры. С другой стороны токовые филаменты можно рассматривать как квазиравновесные структуры с сильным радиальным электрическим полем, обусловленным эффектом Холла [5]. Рассмотрена возможность переноса тока релятивистскими электронами, дрейфующими в скрещенных электрическом и магнитном полях, и ускорение ионов до энергий кэВ-ного диапазона в сильном радиальном электрическом поле в условиях эксперимента. Наблюдаемые экспериментальные результаты сравнены с оценками интенсивности рентгеновского излучения и потока нейтронов по филаментационной модели. Рассмотрена роль вихревых полевых структур, как возможный механизм генерации высокоэнергетичных излучений в атмосферном разряде.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 13-08-01379, 14-08-31397.

### Литература

- [1]. H. Tsuchiya, T. Enoto, T. Torii et al. Observation of an Energetic Radiation Burst from Mountain-Top Thunderclouds, *Phys. Rev. Lett.* 102, 255003 (2009).
- [2]. A.V. Gurevich, V. P. Antonova, A. P. Chubenko et al. Strong Flux of Low-Energy Neutrons Produced by Thunderstorms, *Phys. Rev. Lett.* 108, 125001 (2012).
- [3]. 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).
- [4]. A.V. Oginov, K.V. Shpakov, E.V. Akkuratova, Structure of current channels in a long spark in air, *Book of abstracts of 24th Symposium on Plasma Physics and Technology, 14–17 June 2010, Prague*, p. 51.
- [5]. А.В. Гордеев, Т.В. Лосева, Сб. тезисов докладов XXXIII Международной конференции по физике плазмы и УТС, 13–17 февраля 2006 г., Звенигород, с. 246.

### 3D РЕКОНСТРУКЦИЯ КАНАЛА ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА НА ОСНОВЕ МНОГОРАКУРСНОЙ СЪЕМКИ

А.В. Огинов, А.А. Родионов, К.В. Шпаков

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

Регистрация импульсных разрядов в длинных воздушных промежутках показывает их сложную структуру [1–4]. Наблюдаются изгибы, изломы и ветвления канала лидера, относительно слабые, «незавершенные» ветви (рис. 1). Данные особенности соответствуют ступеням лидера.

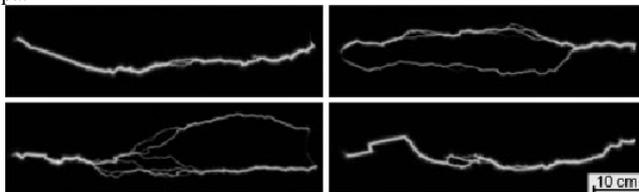


Рис. 1. Интегральная съемка атмосферного разряда.

Проводилась одновременная интегральная съемка разряда с нескольких азимутально разнесенных ракурсов. Съемка разряда в различные моменты времени относительно начала нарастания поля выполнялась с помощью принудительного «выключением» электрического поля в зазоре.

Для анализа токовых конфигураций разряда представляет интерес восстановление трехмерного образа разрядного канала по изображениям с нескольких проекций. Для этого опробован метод облачной фотограмметрии. Рассматриваются способы обработки изображений слаботекстурированного неодносвязного объекта.

Несмотря на осевую симметрию электродной системы, наблюдаемая форма разряда носит трехмерный характер. Траектория роста лидера лишь приблизительно следует заданной внешним полем оси. Основной канал иногда имеет локальные «узлоподобные» особенности. Отдельные ответвления основного канала направлены не только по направлению лидера, но и в противоположном направлении.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 13-08-01379, 14-08-31397.

#### Литература

- [1]. Горин Б.Н., Карпов М.А. и др. Разработка и испытание электронно-оптических камер с усилением яркости для исследования молнии и длинной искры, Сб. научных трудов Пятой Российской конференции по атмосферному электричеству, Владимир, Россия, 2003, т. 1, с. 263.
- [2]. Lebedev V.B., Feldman G.G. et al. Features of Application of Image Converter Cameras for Research on Lightning and Discharges in Long Air Gaps. SPIE, V. 5580, 2005, p. 887.
- [3]. А.В. Огинов, Е.В. Орешкин, К.В. Шпаков, С.А. Чайковский, Исследование начальной фазы развития протяженного искрового разряда на установке ЭРГ, Сб. тезисов докладов XXXVIII Международной конференции по физике плазмы и УТС, 14–18 февраля 2011 г., Звенигород, с. 226.
- [4]. 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).

## МНОГОКАНАЛЬНАЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА ИЗЛУЧЕНИЙ ПРЕДЫМПУЛЬСНОЙ СТАДИИ ПРОТЯЖЕННОГО АТМОСФЕРНОГО РАЗРЯДА УСТАНОВКИ ЭРГ

А.А. Родионов<sup>1,2</sup>, А.В. Огинов<sup>1</sup>, К.В. Шпаков<sup>1</sup>

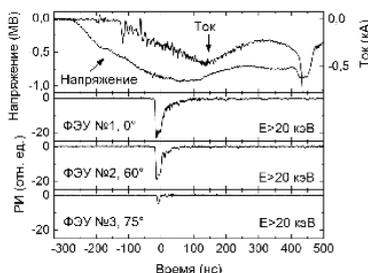
<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ,

e-mail: [ra1231@gmail.com](mailto:ra1231@gmail.com)

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, РФ

Исследования атмосферного разряда, ведущиеся на установке ЭРГ (ФИАН) [1–2], показали необходимость развития сцинтилляционных диагностик. Требуется низкофоновая регистрация коротких импульсов рентгеновского и гамма излучения с энергией квантов от десятков кэВ до единиц МэВ [1], а также быстрых нейтронов [2]. При этом важно обеспечить максимально доступное временное и амплитудное разрешение на имеющихся типах фотомножителей и доступной элементной базе.

В работе представлены особенности созданных «быстрых» детекторов излучений на базе отечественных ФЭУ (временное разрешение ~5 нс) в сборке с использованием различных типов сцинтилляторов. Для обеспечения требуемых характеристик была разработана специальная высоковольтная схема питания с использованием стабилитронных цепей фиксации напряжения на последних каскадах усиления ФЭУ. При этом делители питания были оптимизированы по методикам [3, 4] для устранения нестабильности работы ФЭУ, связанной с высокой средней нагрузкой, и нарушения линейности при импульсном отклике. При разработке корпусов детекторов уделялось особое внимание экранировке от сильных электромагнитных наводок, возникающих в момент разряда, для чего элементы их



конструкции были выполнены из пермаллового сплава 79НМ.

Приведены результаты экспериментальных исследований анизотропии коротких импульсов мягкого и жесткого рентгеновского, гамма и нейтронного излучений, возникающих во время протекания атмосферного разряда в установке ЭРГ (ЛПНУ ОЯФА ФИАН).

Статистические данные, собранные во время последовательных серий экспериментов, позволяют утверждать о наличии излучений, их анизотропном характере, а также показывают

взаимосвязь наблюдаемых явлений с характерными особенностями тока и напряжения предимпульсной фазы развития атмосферного разряда.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 14-08-31397 мол\_а, 13-08-01379), 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]. Basiladze S.G., Ivanov V.I., Preprint, 13-9172, Dubna, 1975.
- [4]. Baldakin B.O., Ronzhin A.P., Cisek Z., Preprint, PI3-7859, Dubna 1974.

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДЕСТРУКЦИИ МУРАВЬИНОЙ КИСЛОТЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В СРЕДЕ КИСЛОРОДА

Е.С. Бобкова, А.И. Шишкина, А.А. Борзова, Р.А. Неведомый, Е.С. Иванова

*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия,  
e-mail: [esbobkova@isuct.ru](mailto:esbobkova@isuct.ru)*

Газоразрядные системы пониженного и атмосферного давления используются сейчас для решения широкого ряда научных и практических задач [1]. Применение разрядов атмосферного давления в воздухе и кислороде для очистки воды от органических загрязнений представляет особый интерес в связи с тем, что традиционные методы очистки воды (хлорирование, озонирование, УФ облучение) не полностью удовлетворяют требованиям по качеству воды, как по степени разложения загрязнений, так и по составу образующихся при этом продуктов. Поэтому в настоящее время проводятся интенсивные исследования, как различных видов газовых разрядов, так и разрядных систем в отношении их действия на органические загрязнители.

Известны работы, в которых исследованы процессы деструкции широкого спектра веществ (водных растворов разнообразных органических красителей, фенолов и их оксипроизводных, крезола, метанола, хлорфенола и т.д.) в диэлектрическом барьерном, тлеющем, стримерном, коронном, диафрагменном разрядах, в разряде скользящей дуги. Целью настоящей работы явилось исследование трансформации муравьиной кислоты под действием активных частиц плазмы диэлектрического барьерного разряда (ДБР).

Использовался ДБР промышленной частоты атмосферного давления в реакторе проточного типа с коаксиальным расположением электродов. Более детально установка описана в работе [2]. По внутреннему электроду, покрытому гидрофильным материалом, в пленочном режиме под действием силы тяжести стекал обрабатываемый раствор (водный раствор муравьиной кислоты с начальной концентрацией 5 мг/л). Плазмообразующим газом являлся технический кислород с объемным расходом 3,2 см<sup>3</sup>/с. Время контакта раствора с зоной разряда изменялось от 2 до 12 с. Эксперимент был проведен для различных значений тока разряда, в отношении которых разложение муравьиной кислоты не исследовалось.

Максимальная степень деструкции (~99%) достигалась при токе разряда 0,56 мА и времени контакта раствора с зоной разряда 8 с. Снижение вложенной в разряд мощности приводило к падению эффективности разложения муравьиной кислоты. Флуоресцентным, колориметрическим и химическими методами измерялись концентрации кислоты и продуктов её трансформации в зависимости от времени контакта раствора с зоной разряда в стационарном режиме на выходе из реактора.

Измерения показали, что основными продуктами превращения кислоты являются формальдегид в жидкой фазе и диоксид углерода в газовой фазе. Факт образования формальдегида не является тривиальным, т.к. в равновесных условиях альдегиды окисляются до кислот. Отметим, что с увеличением тока разряда возрастает выход продуктов деструкции сульфанола. В газовой фазе образуется также, а в жидкой фазе накапливается пероксид водорода, достигая максимальной концентрации порядка 10 мг/л. Кроме того, был оценен материальный баланс путём расчёта количества углерода в продуктах и в неразложившейся кислоте.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-02-01113 А).

### Литература

- [1]. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Тематический том VIII-1. Химия низкотемпературной плазмы. Под ред. Фортова В.Е. М.: Наука. 2005.
- [2]. Bobkova E.S., Grinevich V.I., Ivantsova N.A., Rybkin V.V. Plasma Chem. Plasma Proc. 2006, Vol. 32, N 1, P. 97.

## ОКИСЛИТЕЛЬНАЯ ДЕСТРУКЦИЯ СУЛЬФОНОЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В ПЛАЗМЕ КИСЛОРОДА

Е.С. Бобкова, А.И. Шишкина, А.А. Борзова, К.А. Смирнова

*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия,  
e-mail: [esbobkova@isuct.ru](mailto:esbobkova@isuct.ru)*

В настоящее время проблема подготовки воды с доведением ее качества до норм питьевой является одной из наиболее актуальных. Традиционно используемые методы очистки воды относительно дороги и не всегда обеспечивают нужную эффективность [1]. Поэтому воду важность приобретает разработка новых, эффективных, экономически выгодных технологий очистки природных и сточных вод (СВ) от токсичных органических соединений. В связи с этим особый интерес представляют процессы, использующие газовые разряды либо непосредственно в растворе, либо над его поверхностью.

К настоящему времени исследованы процессы разложения многих органических веществ при действии различных типов разрядов. В тоже время в литературе отсутствуют данные по процессам разложения поверхностно-активных веществ (СПАВ), являющихся загрязнителями СВ. Поэтому, в данной работе исследованы процессы деструкции анионного СПАВ – сульфонола (додецилбензолсульфоната натрия  $C_{12}H_{25}C_6H_4SO_3Na$ ), который широко применяется в нефтехимической, текстильной и парфюмерной промышленности и в состав которого входит не только алкильный радикал, но и бензолное кольцо.

Использовался диэлектрический барьерный разряд промышленной частоты атмосферного давления в реакторе проточного типа с коаксиальным расположением электродов. Подробно схема экспериментальной установки рассмотрена в [2]. Плазменной обработке подвергался водный раствор сульфонола с начальной концентрацией 5 мг/л при различных значениях тока разряда, в отношении которых разложение данного соединения ранее не исследовалось. Плазмообразующим газом являлся технический кислород с объемным расходом  $3,2 \text{ см}^3/\text{с}$ . Время контакта раствора с зоной разряда варьировалось от 2 до 10 с.

Максимальная степень деструкции (~80%) достигалась при токе разряда 0,56 мА и времени контакта раствора с зоной разряда 10 с. Уменьшение значения силы тока приводило к снижению эффективности разложения сульфонола. При токе 0,144 мА удается достигнуть 40% деструкции, что может быть связано с малым количеством образовавшихся активных частиц при данном токе разряда, которые бы поспособствовали деструкции органического соединения.

В качестве продуктов разложения, выход которых возрастает с увеличением вкладываемой в разряд мощности, наблюдали карбоновые кислоты, альдегиды, сульфатионы и углекислый газ. Вид кинетических кривых свидетельствует о том, что кислоты являются промежуточными продуктами, которые подвергаются дальнейшим превращениям с образованием альдегидов, которые в свою очередь трансформируются в  $CO_2$ . Изменение рН раствора не противоречит изменениям в концентрации кислот, что является нетипичным для химии органических соединений, поскольку кислоты получаются в результате окисления альдегидов. Была предпринята попытка определить концентрацию фенола в обработанных растворах. Кроме того, был оценен материальный баланс путём расчёта количества углерода в продуктах и в не разложившемся сульфоноле.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-02-01113 А).

### Литература

- [1]. Trapido M., Munter R., Veressinina Y. Proceedings of International Conference of the International Ozone Association of the European-African-Asian-Australasian Group in Conjunction with Acwatech, Moscow, 1998, May 26-28, P. 519.
- [2]. Bobkova E.S., Grinevich V.I., Ivantsova N.A. Rybkin V.V. Plasma Chem. Plasma Proc. 2006, Vol. 32, N 1, P. 97.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА УДАЛЕНИЯ ХРОМА ИЗ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ В РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА С ЭЛЕКТРОЛИТНЫМ КАТОДОМ

Бобкова Е.С., Сунгурова А.В., Кобелева Н.А, Борзова А.А., Смирнова Д.Э.

*Ивановский Государственный Химико-Технологический Университет, Иваново, Россия, Институт термодинамики и кинетики химических процессов; [esbobkova@isuct.ru](mailto:esbobkova@isuct.ru)*

Современные технологии для удаления хрома из сточных вод включают такие методы как ионный обмен, поглощение, мембранное разделение и электродиализ. Традиционные способы удаления ионов хрома из растворов с использованием химических реактивов, таких как диоксид серы или метабисульфит натрия легко реализовать, несут за собой дополнительные загрязнения из-за использования восстанавливающих химических веществ и образования токсичных побочных продуктов. Таким образом, актуальна разработка новых альтернативных технологий для очистки сточных вод от различных хромсодержащих соединений. В последние годы ведутся исследования по использованию для таких целей плазмохимических разрядов, находящихся в контакте с жидкостью. Целью данной работы было исследование процесса удаления  $\text{Cr}^{3+}$  и  $\text{Cr}^{6+}$  из водных растворов под воздействием разряда постоянного тока атмосферного давления с медным электродом.

Схема экспериментальной установки, используемая в нашей работе, приведена на рис. 1.

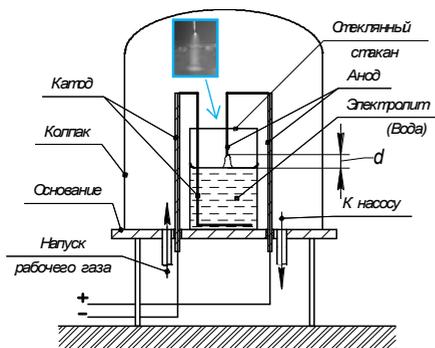


Рис.1. Схема установки.  $d$  – расстояние между медным анодом и поверхностью жидкого катода.

Разряд зажигался в промежутке ( $d$ ) равном 4 мм, сверху над которым находится анод, представляющий собой заостренную к концу медную проволоку, диаметром 1,25 мм (ГОСТ 26615-85 Тип 1), а снизу, соответственно, катод, представляющий из себя стеклянную емкость с рабочим раствором и опущенным в нее медным электродом. Расстояние  $d$  контролировалось при помощи миллиметровой шкалы, нанесенной с тыльной стороны емкости. Ток разряда составлял 20 мА. Объем электролита 100 мл. Детально схема установки описана в [1].

Нами были использованы растворы с содержанием хрома от 2,5 до 25 мг/л. После обработки в плазме были измерены концентрации  $\text{Cr}^{3+}$  и  $\text{Cr}^{6+}$ , пероксида водорода и pH раствора. Полученные данные позволяют говорить о том, что действие разряда приводит к общему снижению концентрации хрома в растворе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-02-01113 А).

### Литература

- [1]. Шутов, Д.А. Деструкция сульфанола в его водных растворах под действием контактного тлеющего разряда: I. Кинетика образования продуктов / Д.А. Шутов, А.С. Коновалов, А.А. Исакина, Е.С. Бобкова // Химия высоких энергий. – 2013. – Т.47, №4. – С.323-326.

## **О ВЛИЯНИИ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ ЧАСТИЦ НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА В ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

А.А. Степаненко, В.М. Жданов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, Москва,  
e-mail: [stepanenko.mephi@mail.ru](mailto:stepanenko.mephi@mail.ru)*

Моделирование процессов переноса в частично ионизованной многокомпонентной плазме в магнитном поле является актуальной задачей при разработке и оптимизации широкого класса различных плазменных установок. В общем случае плазма таких устройств наряду с заряженными компонентами может также содержать атомы и молекулы, внутренние степени свободы которых активно возбуждаются в процессе взаимодействия частиц. Это приводит к необходимости учета разнообразных физических и химических процессов в плазме, которые должны учитываться при расчете коэффициентов переноса плазменных компонентов, и необходимости выяснения той роли, которую они играют при конкретных вычислениях свойств переноса частиц.

В настоящей работе на основе уравнений переноса для электронов, полученных с использованием метода моментов Грэда при решении кинетического уравнения, в котором учитываются вклады от неупругих столкновений электронов с атомами и молекулами плазмы [1], рассчитаны значения ряда электронных коэффициентов переноса в плазме. В частности, получены расчетные зависимости коэффициента неупругих потерь электронов от температуры плазмы для некоторых молекулярных ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $CO_2$ ) и атомарных (H) газов. Проанализировано влияние неизотермичности плазмы, а также поляризационного механизма взаимодействия электронов и молекул при расчете этих величин. В работе также получены численные оценки вклада неупругих столкновений электронов, сопровождающихся вращательным и колебательным возбуждением молекул и электронным возбуждением атомов, в коэффициент диффузии электронов и электропроводность плазмы. Показано, что в случае молекулярной плазмы заметный вклад в величину коэффициентов переноса электронов может вносить процесс возбуждения вращательных степеней свободы молекул электронным ударом. В случае атомарной плазмы влияние процесса электронного возбуждения атомов на электронные коэффициенты переноса оказывается пренебрежимо малым.

В работе исследуется также влияние процесса резонансной перезарядки ионов на атомах на продольные и поперечные коэффициенты переноса тяжелых частиц частично ионизованной плазмы в магнитном поле. На основе общих выражений для коэффициентов вязкости и теплопроводности атомов и ионов, полученных в приближении 21 момента метода Грэда для плазмы, образованной из частиц, не имеющих внутренней структуры [2], рассчитаны значения этих коэффициентов переноса для D, He, D-He и D-T плазмы. Показано, что при расчете коэффициентов переноса плазмы учет процесса резонансной перезарядки приводит к значительным эффектам, приводящим к увеличению значений коэффициентов переноса ионного компонента плазмы и снижению значений коэффициентов переноса атомов.

### **Литература**

- [1]. Жданов В.М., Степаненко А.А. Тезисы доклада
- [2]. Жданов В.М., Степаненко А.А. Физика плазмы, 2013, Т. 39, № 12, стр. 1089.

## ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ИМПУЛЬСНОГО КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА

Ю.Н. Андриянова, А.В. Ефимов, А.С. Пасина, В.Ф. Чиннов

*Объединенный институт высоких температур РАН*

Импульсный разряд в капилляре является одним из методов получения высокоэнтальпийных плазменных потоков. Источником рабочего тела в таком разряде служит аблирующее вещество стенки капилляра, что позволяет получать плазменные струи с заданным химическим составом в широком диапазоне параметров плазмы [1, 2]. Характер течения плазменной струи – ламинарный или турбулентный – существенным образом зависит от параметров плазмы и ее компонентного состава. Особенностью ламинарного течения является большая длина начального участка (200 и более калибров), слабая расходимость плазменной струи, устойчивость в потоке газа [2], что представляет интерес для многих приложений (магнитоплазменная аэродинамика, плазменные технологии и др.). При этом существует пороговая мощность, превышение которой приводит к изменению картины течения вследствие ламинарно-турбулентного перехода струйного пограничного слоя.

Целью работы является исследование пространственно-временной динамики параметров плазмы эрозионного разряда в сверхзвуковом режиме течения в окрестности порогового значения мощности разрядного импульса. Для получения плазменной струи используется разряд в капилляре, выполненном из полиметилметакрилата (диаметр – 1 мм, глубина – 4 мм) [3]. Исследования проведены при следующих параметрах разрядного импульса: энергия  $Q \sim 80$  Дж, амплитуда разрядного тока  $I_p \sim 600$  А, длительность разрядного импульса  $t_i \sim 1$  мс, пиковая мощность  $P \sim 100$  кВт.

Исследования проведены с использованием системы, включающую высокоскоростную регистрацию изображения струи, синхронизованную с пространственно-временной 2D спектроскопией высокого спектрального (062 нм), пространственного (20 мкм) и временного (50 мкс) разрешения. С использованием 2D-матричных спектров, содержащих линии  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ , молекулярные полосы CN, Свана и линии Cu I, получены пространственно-временные распределения параметров плазмы (электронная концентрация и температура, колебательная и вращательная температуры) в капилляре и сверхзвуковой плазменной струе. Выявлены особенности пространственного распределения концентрации электронов и интенсивности спектральных компонент, обусловленные, достижением в горячей центральной зоне электронной температуры, превышающей значение нормальной температуры (для  $H_\beta$  она составляет 16500 К) и существенной неизобаричностью начального участка сверхзвуковой струи. Измеренный коэффициент поглощения плазмы  $k_\nu \approx 5 - 10 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 632 \text{ нм}$ ) свидетельствует о наработке наноразмерных кластеров, концентрация которых может достигать  $n_D \sim 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Наличие кластерной компоненты оказывает существенное влияние как на спектральные параметры эрозионной плазмы (в частности, непрерывное излучение), так и характер течения плазменной струи.

### Литература

- [1]. Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Ленинград: Машиностроение, 1985. с 264.
- [2]. Пасина А.С., Климов А.И. Особенности Структуры Долгоживущих Энергоемких Плазменных Образований И Их Взаимодействие С Поперечным Потокном Газа // Химическая Физика. 2014. Т. 33, № 2. С. 78–86.
- [3]. Пасина А.С., Ефимов А.В., Чиннов В.Ф. Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. I. Дозвуковой режим истечения // Направлено в журнал «Теплофизика высоких температур» 05.08.2014.

## УЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

О.А. Омаров, Ш.Ш. Эльдаров, М.Ш. Эльдаров

Даггосуниверситет, Махачкала, Россия, e-mail: [dgu@dgu.ru](mailto:dgu@dgu.ru)

Фактором, вносящим некоторые искажения при определении электронной концентрации и температуры, является отсутствие пространственного разрешения при регистрации спектров излучения [1]. Это связано с тем, что электронная концентрация определялась по линиям аргона излучающего непосредственно из центральной высокотемпературной зоны канала разряда. Электронная же концентрация определялась по линиям водорода, которые излучались из низкотемпературной разряженной зоны – оболочки канала. Эти обстоятельства приводят к завышению среднего значения температуры по сечению разряда и одновременному занижению среднего значения электронной концентрации. В целом экспериментально установленное взаимное соответствие  $n_e$  и  $T_e$  может отличаться от истинного значения [2].

Оценки оптической толщины высокотемпературных зон свечения, прилегающих к фронту УВ на канальной стадии развития разряда, можно осуществить из условия равенства нулю градиента газокINETического давления по сечению столба разряда

$$\frac{dp}{dr} = n \frac{dr}{dr} + T \frac{dn}{dr} = 0.$$

Радиальное распределение температуры одновременно должно удовлетворять двум условиям:

На оси разряда ( $r \rightarrow 0$ ) температура плазмы канала разряда должна принимать максимальное значение;

На периферии разряда ( $r \rightarrow a$ ) температура плазмы канала разряда должна быть равна температуре невозмущенного газа.

Оба эти условия могут быть удовлетворены, если положить:

$$T(r) = \left. \begin{cases} T_0, & r = a \\ T_{\max}, & r = 0 \end{cases} \right\} \rightarrow T(r) = \text{const}; T_0 = \exp(1 - r/a)$$

где  $T_0$  – температура невозмущенного газа,  $a$  – радиус начала разряда.

Подставляя выражение  $T(r)$ , согласно (5.11), в уравнение (5.10), с учётом известного условия предельного сжатия на фронте УВ

$$\frac{n}{n_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1},$$

находим для радиального распределения концентрации частиц плазмы разряда выражение:

$$n(r) = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} n_0 \exp\left(\frac{r}{a} - 1\right).$$

Окончательно, оптическую толщину зон прогрева можно оценить из соотношения:

$$\mu = \int_0^a \sigma(a) n(a) dr.$$

В случае оптически тонкого разряда, каким является искровой разряд, эффективное сечение поглощения световых квантов можно положить постоянным по радиусу канала, а его абсолютное значение оценить из условия преобладания свободно-связанных переходов в плазме электрической искры.

## ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МИКРОРАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ

Бекасов В.С., Елисеев С.И., Кирсанов Г.В., Кудрявцев А.А., Степанова О.М.

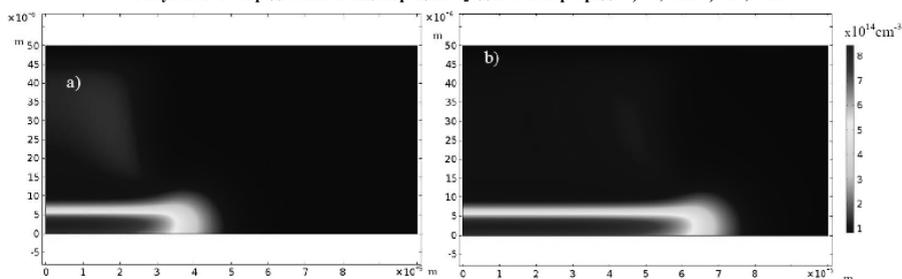
*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия  
step.eliseev@yandex.ru*

Разряды атмосферного давления в последнее десятилетие являлись объектом многочисленных исследований из-за широкого спектра их возможных технических приложений [1]. В то же время малый размер подобных разрядов сильно затрудняет их экспериментальное исследование. В связи с этим основным инструментом исследования микроразрядов стали методы численного моделирования.

В данной работе представлены результаты двухмерного моделирования параметров микроразряда в воздухе с помощью расширенной гидродинамической модели [2], включающей в себя уравнения непрерывности для заряженных частиц, уравнения баланса энергий электронов и уравнение Пуассона на электростатический потенциал. Для описания основных процессов, протекающих в плазме разряда, использовалась модель, описанная в [3]. Она учитывает положительные ионы  $O_2^+$ , отрицательные ионы  $O_2^-$  и нейтральные молекулы  $N_2$  и  $O_2$ . Набор реакций включал в себя прямую ионизацию молекул кислорода, трехчастичное электронное прилипание, ион-ионную и электрон-ионную рекомбинацию, а также набор неупругих столкновений, соответствующий возбуждению колебательных состояний. Моделировался микроразряд в стеклянной трубке радиусом 100 мкм с двумя плоскими металлическими электродами на расстоянии 50 мкм с внешней электрической цепью, изменение сопротивления в которой позволяло контролировать тока разряда.

В ходе расчетов было получено пространственное распределение основных параметров разряда – концентрации заряженных частиц, электрического потенциала и температуры электронов. Наблюдалось формирование катодного пятна с нормальной плотностью тока (см. рис.). Была получена характерная для тлеющих разрядов вольт-амперная характеристика. Увеличение тока в цепи приводило к увеличению размеров катодного пятна при постоянной разности потенциалов на электродах.

Рисунок 2. Распределение концентрации  $O_2^+$  для токов разряда а) –3,6мА б) –10,8 мА



### Литература

- [1]. К.Н. Becker, К.Н. Schoenbach, J.G. Eden, “Microplasmas and applications”, J. Phys. D: Appl. Phys. 39(2006) R55-R70.
- [2]. I. Rafatov, E.A. Bogdanov, A.A. Kudryavtsev “On the accuracy and reliability of different fluid models of direct current glow discharge”, Phys. Plasmas 19,033502 (2012).
- [3]. S. Macheret, M, Shneider, R. Miles, “Modeling of Air Plasma Generation by Repetitive High-Voltage Nanosecond Pulses”, IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 30 No 3, June 2002.

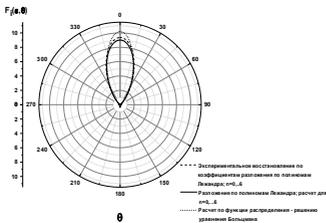
## РАСЧЕТ И ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ ПО СКОРОСТЯМ ПРИ БОЛЬШИХ ПОЛЯХ В ПЛАЗМЕ

А.С. Мустафаев, А.Ю. Грабовский, В.С. Сухомлинов\*

Национальный минерально-сырьевой университет «Горный», Санкт-Петербургский государственный университет\*, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [rectorat@spmi.ru](mailto:rectorat@spmi.ru)

Известно, что немногочисленные результаты экспериментов по исследованию ионной компоненты плазмы, полученные за последние 100 лет, хорошо согласуются между собой. В то же время, экспериментальные [1–3] и теоретические [4–7] результаты имеют существенное расхождение, при этом констатируется, что причины этого не ясны. Очевидно, что для решения этой задачи необходима разработка новых и совершенствование существующих экспериментальных и теоретических методов диагностики ионной функции распределения.

В настоящей работе развит и экспериментально апробирован зондовый метод диагностики функции распределения ионов (ФРИ). В плазме паров ртути при низком давлении (порядка  $10^{-3}$  Торр) измерены энергетические зависимости семи лежандровых компонент ФРИ  $f_j$ , концентрация и дрейфовая скорость ионов.



Сравнение угловых зависимостей рассчитанной ФРИ, рассчитанной суммы первых семи членов разложения ФРИ по полиномам Лежандра и этой же суммы, найденной из измерений для энергии ионов  $\varepsilon = 0,05$  эВ; ширина аппаратной функции зондового метода  $\Delta\varepsilon = 0,2$  эВ,  $j = 100$  мА/см<sup>2</sup>;  $P = 10^{-3}$  Торр,  $E/P = 400$  В/см·Торр;  $T_a = 410$  К

Для проверки надежности и точности разработанного метода найдено аналитическое решение кинетического уравнения Больцмана для ионов в плазме собственного газа в условиях, когда доминирующим процессом является резонансная перезарядка и ион на длине свободного пробега приобретает скорость много большую характерной скорости теплового движения атомов. При этом учтено наличие амбиполярного поля произвольной величины.

Проведено сравнение расчетов дрейфовой скорости ионов  $\text{He}^+$  в  $\text{He}$ ,  $\text{Ar}^+$  в  $\text{Ar}$ ,  $\text{Hg}^+$  в  $\text{Hg}$  с известными экспериментальными данными, которое показало их хорошее соответствие. Результаты проведенных сравнений позволили сделать вывод о том, что данной теорией можно пользоваться для проверки экспериментальных результатов зондовых измерений.

Сравнение экспериментальных данных разработанного зондового метода с полученными теоретическими результатами также показало их хорошее соответствие. Установлено, что при скоростях ионов меньше средней тепловой скорости атомов ионы по скоростям распределены изотропно, несмотря на наличие сильного поля. При увеличении скорости иона распределение становится все более вытянутым в направлении электрического поля (см. рис.), что указывает на его возрастающую анизотропию.

### Литература

- [1]. A. Hornbeck. // Phys. Rev. 1951. Vol.84. P. 615-620.
- [2]. Frederick R. Kovart. // Phys. Rev. 1964. Vol.133. №3A. P. A681-A865.
- [3]. R. Hegerberg, M.T. Elford et. all. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1982. Vol.15. P. 797 -811.
- [4]. Смирнов Б.М. Подвижность ионов в собственном газе. ЖТФ, т.36, 1864, 1966.
- [5]. Перель В.И. Вычисление скорости дрейфа ионов в собственном газе. ЖЭТФ, т.32, 526, 1957.
- [6]. Фок В.А. О движении ионов в плазме. ЖЭТФ, т.18, 1048, 1948.
- [7]. В.Е. Голант, А.П. Жилинский, С.А. Сахаров. // Основы физики плазмы. М: Атомиздат. 1977, 150 с.

## РОЛЬ АМБИПОЛЯРНОГО ПОЛЯ В ФОРМИРОВАНИИ ФРЭ И ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

К.Д. Капустин<sup>2</sup>, М.В. Красильников<sup>1</sup>, А.А. Кудрявцев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>С. Петербургский госуниверситет, С. Петербург, Россия, [akud@ak2138.spb.edu](mailto:akud@ak2138.spb.edu)

<sup>2</sup>С. Петербургский университет ИТМО, С. Петербург, Россия, 197101

Для нахождения функции распределения электронов в плазме (ФРЭ) обычно используется локальное приближение (ЛА), когда при решении кинетического уравнения в нем отбрасываются члены с пространственными переменными и амбиполярным полем, а сама она факторизуется в виде произведения (см., например, [1])

$$f(w, r, t) = n_e(r, t) f_0(w, E/p) \quad (1)$$

Критерий пренебрежения пространственной диффузией дает оценку на характерную длину плазменного объема  $L$  в виде неравенства (см., например, [1])

$$L \gg \lambda_e \approx \sqrt{\frac{D_e}{\delta}} \quad (\approx \lambda / \sqrt{\delta} > 100 \lambda), \quad (2)$$

( $\lambda_e$  - длина релаксации электронов по энергии,  $\lambda$  - длина свободного пробега электрона).

Условие же пренебрежения амбиполярным полем  $E_{amb}$  по сравнению с греющим (токовым) полем  $E_{heat}$  не так очевидно, поскольку это поле пространственно неоднородно: оно мало лишь в центре плазмы и резко растет к периферии (границам). Так, для параболической зависимости амбиполярного потенциала  $\phi(r) = \phi(R)r^2/R^2$  в центральных областях разряда - разность потенциалов ось-стенка) получим, что

превышение амбиполярного поля  $E_{amb}$  над греющим электроны полем  $E_{heat} \approx \frac{T_e}{\lambda_e}$  выполняется уже с малых расстояний от центра плазменного объема  $r > r_0$ , где

$$\frac{r_0}{R} \approx \frac{R}{10\lambda_e} < \frac{R}{1000\lambda} \quad (3)$$

В этой связи следует отметить, что в исходное кинетическое уравнение Больцмана явно входит полное электрическое поле  $E$  в данной точке пространства, так что электроны реагируют на это результирующее поле  $E$ , они «не разделяют (не сортируют)» какое поле в данном месте разряда: греющее, амбиполярное, высокочастотное и т.д. Поэтому при  $r > r_0$  (3), когда  $E_{amb} > E_{heat}$ , использование ЛА вызывает обоснованное сомнение.

В данной работе показано, что использование ЛА для расчета характеристик процессов с участием электронов в газоразрядной плазме может приводить к ошибкам, которые при больших давлениях сказываются на периферии плазмы, а при средних и низких давлениях – во всем плазменном объеме.

Работа поддержана СПбГУ (проект 11.38.658.2013) и РФФ (проект 14-19-00311).

### Литература

- [1]. А.А. Кудрявцев, А.С. Смирнов, Л.Д. Цендин. Физика тлеющего разряда. СПб. Изд-во Лань. 2010. 512 стр.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ИОНОВ АРГОНА И ГЕЛИЯ ПО ШИРИНЕ ТОКОВЫХ СЛОЕВ, СФОРМИРОВАННЫХ В 2D И 3D МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ

Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Васильков Д.Г., Воронова Е.В.

*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия; e-mail: kyrie@fpl.gpi.ru*

Двумерные распределения концентрации электронов в токовых слоях детально изучались в наших работах [1, 2], тогда как распределения температуры ионов по ширине токового слоя исследованы впервые. Интерес к тепловым процессам в плазме токового слоя обусловлен, в частности, тем, что локальный нагрев плазмы может инициировать переход из метастабильного состояния к импульсной фазе магнитного пересоединения [3].

Исследования проводились методами спектроскопии. Температура ионов  $T_i$  определялась из доплеровских уширений спектральных линий Ar II 480,6 нм и He II 468,6 нм, которые измерялись вдоль направления тока в слое (ось  $z$ ) [4–6]. Для изучения зависимостей  $T_i(x)$  система приема излучения плазмы в  $z$ -канале перемещалась вдоль ширины слоя (ось  $x$ ) в плоскости симметрии токового слоя,  $y = 0$ . Измерения проводились как в центральной области токового слоя,  $x = 0 \pm 1,5$  см, так и в двух областях, сдвинутых относительно центра:  $x = 3 \pm 1,5$  см и  $x = 6 \pm 1,5$  см.

При формировании токового слоя в аргоне, при давлении  $p = 28$  мТорр, градиент квадрупольного магнитного поля составлял  $h = 0,57$  кГс/см, продольное магнитное поле  $B_z = 0$  (2D конфигурация), или  $B_z = 2,9$  кГс (3D конфигурация), максимальный ток плазмы  $J_z = 45$  кА. Анализ результатов показал, что распределения  $T_i(x)$  для ионов аргона Ar II были практически однородными в процессе эволюции слоя как в 2D, так и 3D магнитных конфигурациях,  $T_i \approx 40 \pm 5$  эВ и  $T_i \approx 50 \pm 6$  эВ, соответственно.

При формировании слоя в гелии ( $p = 320$  мТорр,  $h = 0,5$  кГс/см,  $J_z = 45$  кА) в случае  $B_z = 0$  распределения концентрации электронов  $N_e(x)$  и температуры ионов  $T_i(x)$  в сформировавшемся токовом слое были также практически однородными по ширине слоя:  $N_e = (1,7 \pm 0,1) 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $T_i = 90 \pm 9$  эВ.

Кардинальные изменения наблюдались в токовом слое, сформированном в гелии в 3D магнитной конфигурации ( $B_z = 2,9$  кГс), в моменты времени близкие к максимуму тока плазмы,  $t \approx 3$  мкс. Температура ионов гелия  $T_i$  в центре слоя в течение интервала времени менее 1 мкс увеличивалась в  $\sim 8$  раз, до  $T_i \approx 360$  эВ, а концентрация электронов при этом уменьшалась в  $\sim 5$  раз, до  $N_e = 0,15 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Подчеркнем, что быстрый интенсивный нагрев плазмы может приводить к тепловому микровзрыву в центральной области слоя и к переходу от метастабильной стадии эволюции к импульсной фазе магнитного пересоединения [3].

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 12-02-00553а, и Программой РАН ОФН-15 «Плазменные процессы в космосе и в лаборатории».

### Литература

- [1]. Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В. в кн. Оптика низкотемп. плазмы, под ред. Очкина В.Н. Серия ЭНТП, изд. Янус, 353, (2008).
- [2]. Островская Г.В., Франк А.Г. Физика плазмы 40. 24 (2014).
- [3]. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. Письма в ЖЭТФ 56. 82 (1992).
- [4]. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. Физика плазмы 36. 387 (2010).
- [5]. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. Письма в ЖЭТФ 95. 17 (2012).
- [6]. Кирий Н.П., Франк А.Г. Физика плазмы 38. 1042 (2012).

## АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ СИЛЬНОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ ГЕЛИЯ

Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Кавыркин Д.И., Саргсян М.А., Агеев А.Г.

ОИВТ РАН, г. Москва, e-mail: [dimakav@rambler.ru](mailto:dimakav@rambler.ru), [makhach@mail.ru](mailto:makhach@mail.ru)

В работе выполняется автоматизированная обработка спектров излучения плазмы с целью определения её параметров, таких, как электронная температура, температура тяжёлых частиц, концентрация электронов, ионов и атомов в различных возбужденных состояниях.

На данном этапе разработки программа позволяет анализировать однокомпонентную плазму. По табличным данным об излучательных свойствах заданного элемента [1] производится расшифровка спектра, включающая в себя отождествление наблюдаемых спектральных линий путем установления их соответствия [1], с последующим определением свойств данного перехода (статвес, энергия переходов, эйнштейновский коэффициент). Затем каждый контур отождествленной спектральной линии аппроксимируется функцией Фойгта [2], что позволяет разделить ее экспериментально установленную ширину [3] на гауссовскую и лоренцевскую составляющие, первая из которых позволит определить, с учетом измеряемой независимо аппаратной функции, газовую температуру, а вторая – концентрацию электронов в плазме в предположении, что основная причина формирования лоренцева профиля – Штарк-эффект [4 – 6]. После завершения этого этапа обработки линий, полученные результаты передаются в процедурный блок определения параметров плазмы. Так, например, для определения электронной температуры используются данные об относительных интенсивностях спектральных линий, энергиях возбуждения излучающего и поглощающего уровней, статистических весах и вероятностях переходов [1].

Преимуществом программы является практически полностью ее автоматическая работа, что позволяет сократить работу оператора до ввода исходного спектра, получения результата и контроля его корректности.

### Литература

- [1]. Kramida, A., Ralchenko, Yu., Reader, J., and NIST ASD Team (2013). *NIST Atomic Spectra Database* (ver. 5.1), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2014, June 9]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- [2]. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.–Л.: Физматгиз, 1963 г. 640 с.
- [3]. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М., Наука, 1979 г.
- [4]. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М., Физмат, 1963.
- [5]. Г. Грим. Уширение спектральных линий в плазме.
- [6]. Botticher W., Roder O., Wobig K.H. //Zs. Phys. 1963. v.175, p.480.

## **ДИНАМИКА БЛИЖНЕГО УФ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ОБЛАСТИ НА ПРЕДПРОБОЙНОЙ СТАДИИ ДЛИННОЙ ИСКРЫ**

А.В. Огинов, А.А. Родионов, К.В. Шпак

*ФИАН, Москва, Россия, [konstantine.shpakov@gmail.com](mailto:konstantine.shpakov@gmail.com)*

Проведены экспериментальные исследования протяженного высоковольтного разряда. Параметры разряда: амплитуда напряжения около 1 МВ, амплитуда тока порядка 10 кА, межэлектродный зазор около 0,5 м. Рабочая среда: воздух при атмосферном давлении [1]. Использованы электроды с радиусом скругления - от 45 мм до заостренной иглы.

Измерения излучений в видимом и УФ диапазоне, возникающих на начальной стадии развития разряда, показали, что на фронте нарастания напряжения в области ВВ (высоковольтного) электрода (обычно, катода) начинается генерация излучения в УФ части спектра. Со временем (100 – 200 нс) спектр излучения расширяется в сторону увеличения длины волны [2]. В работе [2] чувствительность детекторов ограничивалась длиной волны 240 нм. Благодаря новым детекторам на базе ФЭУ фирмы Hamamatsu проведены измерения излучения в более коротковолновой области.

Представлены результаты исследования динамики ближнего УФ излучения, генерируемого в области разряда на начальной стадии его развития (до непосредственно пробоя). Показана корреляция УФ излучения с формой предимпульса тока. Отдельно исследована прикатодная область (диаметром 50 мм). Представлены результаты исследования времени возникновения и динамики УФ излучения в этой области.

Проведены эксперименты с "оборванным разрядом" (со снятием напряжения до пробоя). Показана зависимость динамики УФ излучения от длительности импульса приложенного напряжения.

Исследована корреляция формы импульса УФ излучения с характером жесткого рентгеновского излучения, также возникающего на начальной стадии развития разряда. Исследовано влияние формы (радиуса скругления) катода и, соответственно, напряженности электрического поля вблизи него на характеристики УФ излучения. Установлено, что передний фронт импульса УФ излучения появляется относительно переднего фронта импульса напряжения в узком временном интервале шириной несколько десятков нс. Показана зависимость ширины этого интервала от радиуса скругления катода.

### **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. Uzhhorod University Scientific Herald. Series Physics., 2011, issue 30, С. 233-240.

## НЕПРЕРЫВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ БЛИЖНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н.,  
Шилов А.О., Якимов М.Ю.

*Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия,  
e-mail: yakimov@lantanlaser.ru*

В данной работе на основе проведенных в последние годы в ИПМех РАН экспериментов представлены результаты исследования новых явлений, характерных для поддержания непрерывного оптического разряда (НОР) лазерным излучением ближнего ИК-диапазона.

Для оценки пороговых значений мощности лазерного излучения для поддержания НОР можно рассчитать коэффициент поглощения лазерного излучения по формуле Унзольда – Крамерса [1]. В ближнем ИК-диапазоне такой расчет, как показали эксперименты, дает на порядок заниженные коэффициенты поглощения. Различие обусловлено тем, что спектральные переходы между высоковозбужденными группами уровней аргона и ксенона вследствие уширения в плазме при высоком давлении вносят определяющий вклад в поглощение излучения даже на длинах волн, различающихся на 10 нм и более с сильными спектральными линиями. Вследствие этого в широком диапазоне 0,96 – 1,09 мкм пороговые значения мощности поддержания НОР оказываются на уровне нескольких десятков ватт в ксеноне и нескольких сотен ватт в аргоне в исследованном диапазоне давлений 10 – 25 бар.

Структура и характеристики плазмы НОР демонстрируют сильную зависимость от рефракции лазерного излучения на градиентах плотности электронной и нейтральной компонент плазмы. Особенность диапазона 1 мкм состоит в том, что вклад электронной и нейтральной компонент в рефракцию оказываются одного порядка величины, с преобладанием рефракции на нейтральной компоненте, тогда как в области 10 мкм преобладает рефракция на свободных электронах плазмы. Вследствие этих различий наблюдаются новые эффекты: образование структур с двумя или тремя максимумами температуры в плазме, бистабильность НОР, когда в одних и тех же условиях могут реализоваться два локально стабильных состояния плазмы, сильно отличающихся размерами плазмы и долей поглощаемой мощности излучения поддерживающего лазера [2].

Вследствие высокой температуры плазмы и ее локализации в области перетяжки сфокусированного лазерного луча НОР имеет ряд преимуществ как источник излучения высокой яркости [3]. Как правило, увеличение мощности излучения поддерживающего лазера приводит к увеличению доли поглощаемой плазмой мощности и её спектральной яркости. Повышение давления газа также дает рост коэффициента поглощения лазерного излучения, плотности диссипации мощности и яркости плазмы. Однако при этом растут и эффекты рефракции. Если влияние рефракции не скомпенсировано, увеличение мощности и давления может приводить к снижению яркости и устойчивости плазмы. Среди факторов, компенсирующих рефракцию, можно выделить фокусировку лазерного излучения, воздействие на плазму конвективными потоками, а также выбор длины волны лазерного излучения вдали от сильных спектральных линий поглощения.

Авторы признательны за поддержку РФФИ (грант №13-08-00141) и НТО «ИРЭ-Полус».

### Литература

- [1]. Райзер Ю.П. Физика газового разряда / М.: Наука, 1992. С. 130-133.
- [2]. Zimakov V.P., Kuznetsov V.A., Shemyakin A.N., Solov'ov N.G., Shilov A.O., Yakimov M.Yu. Bistable behavior of a continuous optical discharge as a laser beam propagation effect // Proc. SPIE 8600-02-01-12, 2013.
- [3]. Smith D.K. et al. Laser driven light source // US patent # 7,435,982, 2008.

## БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ИНВАРИАНТЫ ПОДОБИЯ И ИНВАРИАНТЫ, ОБЩИЕ ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ, УДАРНЫХ ВОЛН И ТОРОИДАЛЬНЫХ ВИХРЕЙ

Юсупалиев У.

*Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия, [nesu@phys.msu.ru](mailto:nesu@phys.msu.ru)*

Цель данного сообщения состоит в установлении безразмерных инвариантов подобия (БИП), общих для импульсных сильноточных электрических разрядов в плотных газах (ИСЭР), ударных волн (УВ) в газе, тороидальных вихрей (ТВ), которые ранее не были известны. Рассматриваемые явления представляют собой импульсные процессы, которые характеризуются интегральными масштабами длины: радиусом разрядного канала  $R_d$  ИСЭР; координатой (радиусом  $R_{SW}$ ) фронтов УВ и радиусом ТВ  $R_{ТВ}$ . Величины  $R_d$ ,  $R_{SW}$  и  $R_{ТВ}$  определяют соответственно массу и импульс вовлекаемого в разряд газа, массу и импульс возмущенного ударной волной газа, массу и импульс газа, захваченного в вихревое движение. Кроме того, эти явления во времени и в пространстве изменяются *подобно самим себе*, т.е. уравнения (с граничными и начальными условиями), описывающие указанные явления, будут инвариантны относительно преобразования координат и времени  $r'_i = s r_i$ ,  $t' = s t$ , где  $s$  – коэффициент растяжения/сжатия. В этих явлениях решения системы гидродинамических уравнений искались в виде произведений  $v = (dR/dt) \cdot u(\xi)$  и  $\rho = M(t) \cdot g(\xi)$  ( $\xi = r/R(t)$  – автомодельная переменная,  $v$  и  $\rho$  – гидродинамическая скорость и плотность среды (газа/плазмы)). В результате преобразований уравнений для рассматриваемых явлений получены два безразмерных инварианта подобия  $\pi_{1i}(R_i, \dot{R}_i, M, \dot{M})$  и  $\pi_{2i}(R_i, \dot{R}_i, \ddot{R}_i)(I = \text{ИСЭР, УВ, ТВ})$ . Показано, что они равны константам разделения переменных  $C_1$  и  $C_2$  соответственно:

$$\pi_{1i} \equiv (\dot{M} R_i) / (M \dot{R}_i) = C_{1i} \quad \text{и} \quad \pi_{2i} \equiv (R_i \ddot{R}_i) / \dot{R}_i^2 = C_{2i}.$$

Уравнение для  $\pi_{2i}$  при  $C_{2i} \neq 1$  с начальным условием  $R_i(0)=0$ ,  $dR_i/dt|_{t=0}=0$  имеет следующее решение:

$$R_{УВ}(t) = A_{УВ} \cdot t^{1/(1-C_{2УВ})} = A_{УВ} t^{\alpha_{УВ}},$$

представляющее собой закон распространения сильных УВ в газе/плазме с однородной и неоднородной плотностями ( $A_{УВ}$  – размерная постоянная,  $\alpha_{УВ}$  – показатель автомодельности),  $C_1 = 0$ . Согласно [1], определение  $\alpha_{УВ}$  является одной из основных задач теоретического и экспериментального исследований закономерностей распространения сильных УВ в газе.

Это же уравнение при  $C_{2i} \neq 1$  с начальными условиями  $R_i(0)=R_{in}$ ,  $(dR_i(t)/dt)_{t=0} = V_{in}$  имеет и другое решение:

$$R_i(t) = R_{in} \left[ 1 + (1 - C_{2i}) \frac{V_{in}}{R_{in}} t \right]^{1/(1-C_{2i})},$$

которое описывает закон расширения разрядного канала  $R(t)$  ИСЭР и закон изменения радиуса  $R_{ТВ}(t)$  ТВ. Для ИСЭР на начальной стадии его развития  $C_2 = 0$  и  $C_1 = -2$  [2]. В [3] нами из уравнения движения для центра масс ТВ определено выражение для константы  $C_{2ТВ}$ .

Таким образом, ИСЭР в плотных газах, УВ в газе и ТВ имеют общие безразмерные инварианты подобия  $\pi_{1i}$  и  $\pi_{2i}$ , равные константам разделения переменных, а, следовательно, эти БИП представляют собой инварианты указанных явлений.

### Литература

- [1]. Юсупалиев У., Сысоев Н.Н., Шутеев С.А. и др. Задача Guderley – Ландау – Станюковича: теория и эксперимент. Препринт № 5 физического факультета МГУ. (М.: МГУ, 2014).
- [2]. Юсупалиев У *Краткие сообщения по физике ФИАН* **41** (9) 15 (2014).
- [3]. Юсупалиев У. *Физика плазмы* **31** (6) 543 (2005).

## О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ В АССИМЕТРИЧНОЙ КУЛОНОВСКОЙ СИСТЕМЕ МАКРОЗАРЯДОВ

И.А. Мартынова, И.Л. Иосилевский

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия,  
martina1204@yandex.ru*

*Московский физико-технический институт (государственный университет),  
Москва, Россия*

На основании известной и общепринятой диаграммы пылевой плазмы в экранированном дебаевском потенциале [1]: кристалл (bcc) – кристалл (fcc) – жидкость в координатах  $\Gamma$ - $\kappa$  ( $\Gamma$  – параметр кулоновской неидеальности,  $\kappa$  – безразмерный параметр экранирования) строится фазовая диаграмма в естественных координатах плотность – температура для двух электронейтральных вариантов упрощенной модели такой плазмы – двух и трехкомпонентных резко-асимметричных систем классических макро- и микроионов  $(+Z, -1)$  и  $(+Z, -1, +1)$ , где  $Z \gg 1$ . В традиционном двулогарифмическом представлении  $\ln T - \ln(n_z)$  полученная фазовая диаграмма имеет вид комбинации линейных зон (полос) флюидного и кристаллического состояний, разделенных границами  $\Gamma = \text{const}$ . Анализируются положения этих зон и их границ в зависимости от параметра модели – заряда макроионов  $Z$ . Обсуждается характер расщепления границы плавления и величина соответствующего скачка плотности между границами замерзания жидкости и плавления кристалла. Приводятся соотношения, позволяющие оценить величину этого расщепления. Проводится оценка величины расщепления с использованием аналогии с системой мягких сфер. Также обсуждается характер проявления неконгруэнтности межфазных границ в трехкомпонентной модели  $(+Z, -1, +1)$  и дополнительное расщепление границы плавления вследствие неконгруэнтности в сравнении с принудительно конгруэнтной версией этих границ.

### Литература

- [1]. Hamaguchi S., Farouki R.T. Dubin D. Phys. Rev.. 1997. E56. P.4671-4682.

## ПРОБЛЕМА СИВУХИНА И ЛЕВЫЕ СРЕДЫ

Векленко Б.А.

*ОИВТ, Москва, Россия; НИУ(МЭИ), Россия. [VeklenkoBA@yandex.ru](mailto:VeklenkoBA@yandex.ru)*

Возможны ли среды, электромагнитные волны в которых обладают противоположно направленными фазовой и групповой скоростями (левые среды)? Для анизотропных сред и для сред, обладающих пространственной дисперсией, ответ на этот вопрос положителен. В 1957 году Д.В. Сивухин обратил внимание [1] на то, что ответ может быть положительным и для однородных изотропных сред, не обладающих пространственной дисперсией, если при некоторой частоте  $\omega$  в этих средах электрическая  $\varepsilon(\omega) < 0$  и магнитная  $\mu(\omega) < 0$  проницаемости одновременно будут отрицательными (среды Сивухина). Вопрос о существовании таких сред Сивухин оставил открытым. Такие среды изучались В.Г. Веселаго [2, 3]. Им было обращено внимание на аномальную оптику таких сред, которая, казалось бы, нашла экспериментальное подтверждение в работах [4, 5].

В настоящей работе изучен процесс френелевского отражения электромагнитной волны однородной, изотропной средой, не обладающей пространственной дисперсией. Исследование проведено на основе уравнений Максвелла и принципа причинности. Показано, что решение задачи единственно, и отвечает только положительным значениям электрической  $\varepsilon(\omega)$  и магнитной  $\mu(\omega)$  проницаемостей, если таковые используются для описания свойств отражающей среды. Если же исследование осуществлять с помощью уравнений Максвелла для сред и граничных условий, из этих уравнений следующих, то возникают два решения задачи. Одно из них отвечает положительным значениям  $\varepsilon(\omega)$  и  $\mu(\omega)$ , другое отвечает их отрицательным значениям (среды Сивухина). Второе решение должно быть опущено как противоречащее принципу причинности. Таким образом, показано, что сред Сивухина в природе не существует. Их существование противоречит причинным решениям уравнений Максвелла. Результаты экспериментальных исследований могут быть аппроксимированы свойствами сред Сивухина лишь на феноменологическом уровне.

### Литература

- [1]. Сивухин Д.В. *Оптика и спектроскопия*. 1957. Т.3. Сс.308...312.
- [2]. Веселаго В.Г. *ФТТ*. 1966. Т.8. Сс.3571...3577.
- [3]. Веселаго В.Г. *УФН*. 2011. Т.181. Сс.1201...1205.
- [4]. Smith D.R., Padilla W.J. et al. *Phys.Rev.Lett.* 2000. V.84, Pp.4184...4187.
- [5]. Smith D.R., Kroll N. *Phys.Rev.Lett.* 2000. V.85. Pp.2933...2936.

### 3D ДИАГНОСТИКА АНИЗОТРОПНЫХ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ В ПЛАЗМЕ

А.С. Мустафаев, А.Ю. Грабовский, М.А. Аинов, А.А. Страхова

*Национальный минерально-сырьевой университет «Горный», Санкт-Петербург, Россия, e-mail: rectorat@spmi.ru*

В представленном докладе обсуждаются последние результаты, полученные нами в области разработки методов диагностики сильненеравновесной анизотропной плазмы.

Первое направление – зондовые методы. Нами разработан метод плоского одностороннего зонда, основанный на разложении функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) в ряды по полиномам Лежандра. Показано, что измерения плоским зондом, выполненные под разными углами относительно оси разряда, позволяют определить полную ФРЭС в плазме с произвольной степенью анизотропии.

Продемонстрирована принципиальная невозможность восстановления полной ФРЭС с помощью цилиндрических зондов. Таким образом, традиционный способ определения  $f_1$  является экспериментальным заблуждением, т.к. с помощью цилиндрического зонда могут быть определены только чётные компоненты ФРЭС  $f_2$ . В работе представлен метод определения нечетных компонент ФРЭС путём решения системы кинетических уравнений Больцмана, связывающих между собой четные и нечетные компоненты ( $f_0, f_1$ ); ( $f_0, f_1, f_2$ ) и т.д.

На базе метода плоского одностороннего зонда разработан новый метод диагностики ионной составляющей плазмы. В плазме паров ртути при низком давлении (порядка  $10^{-3}$  Торр) измерены энергетические зависимости семи лежандровых компонент функции распределения ионов  $f_j$ , концентрация и дрейфовая скорость ионов. Для проверки надежности и точности разработанного метода найдено аналитическое решение кинетического уравнения Больцмана для ионов в плазме собственного газа, при этом учтено наличие амбиполярного поля произвольной величины. Сравнение экспериментальных данных разработанного зондового метода с полученными теоретическими результатами показало их хорошее соответствие.

Второе направление – метод магнитной диагностики, реализованный в кнудсеновском диоде с поверхностной ионизацией атомов (КДПИ) и основанный на измерении магнитных характеристик КДПИ в поперечном магнитном поле. Экспериментально определены размеры приэлектродных областей, степень компенсации, потенциал и концентрация плазмы, направленная скорость электронов в плазме, работа выхода катода, эффективный коэффициент отражения. Измерены коэффициенты отражения и эмиссионная неоднородность поверхности для поликристаллического и ряда монокристаллических вольфрамовых катодов.

Третье направление – развитие метода неконтактной диагностики удаленных плазменных объектов, являющегося комбинацией метода плоского одностороннего зонда и магнитно-поляризационной методики Ханле.

## КИНЕТИКА ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Б.М. Смирнов, В.П. Афанасьев\*, Д.А. Жилияев

*Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия*

*\* НИУ Московский Энергетический Институт, Москва*

Особенность газоразрядной плазмы инертных газов связана с учетом большого числа возбужденных состояний.

Схема используемой кинетической модели имеет стандартный вид [1] и проблема состоит в выборе надежных констант скоростей для соответствующих процессов. [2, 3] Атом гелия в основном состоянии обладает электронной оболочкой  $1s^2$ , что определяет простую структуру возбужденных состояний. Для других атомов инертных газов с электронной оболочкой атома  $p^6$  имеется группа состояний, отвечающих переходу валентного  $p$ - электрона в нижнее свободное  $s$ -состояние возбужденного электрона. Подобным образом число возбужденных состояний с переходом электрона в нижнее  $p$ - состояние становится равным 10 вместо двух в случае гелия. Тем самым, в отличие от случая гелия, много возбужденных состояний атомов участвует в ступенчатом возбуждении и ионизации газоразрядной плазмы для других инертных газов. Тем не менее, эта проблема может быть упрощена, если учесть, что переходы между состояниями близкой энергии происходят эффективнее, чем при участии состояний с большой разностью их энергий. Тогда можно использовать блочную модель [3] для нижних возбужденных состояний атомов, объединив в группы эти возбужденные состояния, так что переходы внутри каждой группы происходят интенсивнее, чем между состояниями разных групп. Эта модель и будет использована при построении кинетической модели газоразрядной плазмы инертных газов, т.е. слабо ионизованного инертных газов, помещенного в электрическое поле.

Важным элементом при анализе неупругих процессов столкновения электронов с атомами инертных газов этого подхода является использование в рассматриваемой схеме констант скоростей тушения для переходов с участием возбужденных состояний, тогда как константа скорости обратного перехода выражается через константу скорости тушения на основе принципа детального равновесия.

Тогда можно описать кинетику газоразрядной плазмы более или менее точно, пока характерная энергия электронов или температура электронов в газоразрядной плазме относительно невелика, так что константа скорости тушения возбужденных атомов электронным ударом не зависит от энергии налетающего электрона.

Нашей задачей является определить скорости процессов возбуждения и ионизации в такой плазме.

### Литература

- [1]. Y.P.Raizer. Gas Discharge Physics. (Berlin, Springer, 1991)
- [2]. Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов. УФН128, 233(1979)
- [3]. Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. (Москва, Наука, 1982)

## КВАЗИНЕПРЕРЫВНОЕ ПОДДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В КСЕНОНЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

\*Рудой И.Г., Соловьев Н.Г., \*\*Сорока А.М., Шилов А.О., Якимов М.Ю.

*Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия,*

*e-mail: yakimov@lantanlaser.ru*

*\*ООО "МагАлТек", Москва, Россия*

*\*\*ИПК "Беседы", Москва, Россия*

Экспериментально обнаружена возможность стабильного горения импульсно-периодического оптического разряда (ИПОР) в ксеноне высокого давления под действием сфокусированного ( $NA = 0,1 - 0,15$ ) импульсно-периодического излучения лазера YLR-QCW ( $\lambda = 1,07$  мкм) [1] с иницированием от плазмы дугового разряда в каждом импульсе. При этом лазерные импульсы длительностью 200 – 500 мкс и мощностью 300 – 500 Вт не нарушали стабильности дугового разряда с током значительно ниже номинального.

Кроме того, для частот повторения импульсов выше 2,2 кГц авторы обнаружили, что после зажигания ИПОР и выключения дугового разряда квазинепрерывная плазма может стабильно поддерживаться при импульсной мощности лазерного излучения 250 – 300 Вт и длительности импульса 200 мкс. При этом промежуток времени между импульсами, в течение которого плазма остывает, мог длиться более 200 мкс, а излучение из зоны, занимаемой плазмой, прекращалось при этом за 10 – 20 мкс. Съемка со скоростью  $2 \times 10^4$  кадров в секунду показала фазы иницирования и развития плазмы разряда, а также «темную» фазу длительностью более 180 мкс. К концу каждого лазерного импульса плазма достигала стационарного состояния, примерно соответствующего состоянию непрерывного оптического разряда (НОР) при том же уровне мощности поддерживающего лазера [2].

Несмотря на то, что в ИПОР значительная часть энергии лазерного импульса затрачивается на подогрев охладившегося в «темную» фазу газа, в развитой фазе разряда в течение большого промежутка времени яркость плазмы ИПОР значительно превышает яркость плазмы НОР при той же мощности лазера, особенно в УФ области спектра, что свидетельствует о более высокой температуре плазмы. О величине роста температуры можно также судить по резкому росту интенсивности ионных линий в плазме ИПОР по сравнению с плазмой НОР.

Вопрос о механизме поглощения лазерной энергии на начальной стадии развития оптического разряда под действием очередного импульса излучения накачки после «темной» фазы остается дискуссионным. Оценки показывают, что концентрация электронов к началу следующего импульса недостаточна для начального развития плазмы за счет свободно-свободных процессов поглощения лазерного излучения. Процесс первоначального поглощения, по-видимому, обеспечивается оставшимися от предыдущего импульса возбужденными состояниями атома ксенона группы 6s с частотами переходов, близкими к полосе генерации лазера в области длин волн  $\lambda = 1,05 - 1,09$  мкм.

Ввиду заметного превышения спектральной яркости плазмы ИПОР над НОР, а также высокой стабильности и повторяемости излучения ИПОР от импульса к импульсу, явление ИПОР может найти применение в плазменных источниках излучения, где требуется высокая стабильность и яркость в широком спектральном диапазоне.

Авторы признательны НТО «ИРЭ-Полюс» за поддержку.

### Литература

- [1]. QCW Single-mode Fiber Laser // [http://www.ipgphotonics.com/QCW\\_sm.htm](http://www.ipgphotonics.com/QCW_sm.htm)
- [2]. Zimakov V.P., Kuznetsov V.A., Shemyakin A.N., Solov'yov N.G., Shilov A.O., Yakimov M.Yu. // Proc. SPIE 8600-02-01-12, 2013.

## РАСЧЕТ КОМПОНЕНТНОГО СОСТАВА ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ МИКРОРАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ

В.С. Бекасов, Г.В. Кирсанов, А.А. Кудрявцев, С.И. Елисеев, О.М. Степанова

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия,  
Shico92@inbox.ru, gennady\_kirsanov@mail.ru*

В последнее время холодная атмосферная плазма (ХАП) привлекает большое внимание специалистов плазменной медицины как эффективный инструмент для обработки биологических материалов. Особый интерес представляют холодные потоки воздушной плазмы, которая содержит большое количество химически активных частиц [1]. Именно их действие может оказаться определяющим при взаимодействии ХАП с живыми тканями. Поэтому наряду с её электрофизическими свойствами важно знать компонентный состав и концентрации частиц.

В данной работе была разработана численная модель для нахождения электрофизических свойств ХАП, основанная на работе [2]. В среде Comsol Multiphysics решалась расширенная гидродинамическая задача нахождение распределения концентраций заряженных частиц, температуры электронов и уравнение Пуассона по 2D области разряда

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \Gamma_i = S_i;$$

$$E = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}.$$

Затем полученные значения параметров использовались как входные данные в 0D задаче на получение концентраций присутствующих в разряде частиц

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \sum_j k_j \prod n_{r,j}$$

Моделировался разряд в воздухе с относительной влажностью 1-2% при атмосферном давлении и температуре 300 К. Расчеты были проведены для положительно заряженных частиц ( $N^+$ ,  $N_2^+$ ,  $N_3^+$ ,  $N_4^+$ ,  $O^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O_4^+$ ,  $NO^+$ ,  $N_2O^+$ ,  $NO_2^+$ ,  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ,  $OH^+$ ,  $H_2O^+$ ,  $H_3O^+$ ), отрицательно заряженных частиц ( $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_3^-$ ,  $O_4^-$ ,  $NO^-$ ,  $N_2O^-$ ,  $NO_2^-$ ,  $NO_3^-$ ,  $H^-$ ,  $OH^-$ ) и нейтральных частиц ( $N$ ,  $O$ ,  $O_3$ ,  $NO$ ,  $N_2O$ ,  $NO_2$ ,  $NO_3$ ,  $N_2O_3$ ,  $N_2O_4$ ,  $N_2O_5$ ,  $H_2$ ,  $OH$ ,  $HO_2$ ,  $H_2O_2$ ,  $HNO$ ,  $HNO_2$ ,  $HNO_3$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2O$ ) с учетом более 600 химических реакций из [2].

Показано, что в разряде образуются значительные концентрации тяжелых частиц ( $N_2O$ ,  $NO_2$ ,  $HNO_2$ ,  $O_3$ ,  $HNO_3$ ,  $N_2O_5$ ). Рассмотрена динамика изменения их концентраций во времени.

Разработанная 0D модель может быть адаптирована для получения компонентного состава ХАП источников различных конфигураций.

### Литература

- [1]. Yukinori Sakiyama, David B Graves, Hung-Wen Chang, Tetsuji Shimizu, Gregor E Morfill JOURNAL OF PHYSICS D: APPLIED PHYSICS, **45** (2012) 425201.
- [2]. Sergey O. Macheret, Mikhail N. Shneider, and Richard B. Miles IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 30, NO. 3, JUNE 2002

## ПОЛУЧЕНИЕ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ТОРОИДАЛЬНО УСТАНОВЛЕННЫХ МЕДНЫХ СПИРАЛЕЙ И СОЗДАНИЕ СУБМИЛЛИСЕКУНДНОГО ГЕНЕРАТОРА С ПИКОВЫМ ТОКОМ ДО 400 КА

А.Н. Власов, М.В. Дубков, М.А. Буробин, А.Б. Манюшкин

*Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань, Россия*

*e-mail: [anv@fulcrum.ryazan.ru](mailto:anv@fulcrum.ryazan.ru)*

Получение плотной плазмы методом электровзрыва тороидально установленных медных спиралей отличается тем, что при электровзрыве внутри спиралей создается сильное импульсное тороидальное магнитное поле, способное возбуждать индукционный разряд в продуктах распада спиралей. При этом формируется плазменный сгусток со временем жизни много большим времени жизни сгустков плазмы при электровзрывах линейных проволочек.

В экспериментах использовалась установка «ИНГИР-Мега-15» [1], представляющая собой генератор одиночных субмиллисекундных импульсов (до 0,5 мс) с пиковым током до 35 кА. При электровзрыве 4 спиралей по 16 витков, установленных тороидально (размер 2 см, рис. 1а), формировался плазменный сгусток (рис. 1б, в, г) диаметром около 6 см (рис. 1г). Типичное время жизни подобных сгустков составляло 0,5 с, наилучший результат – 1,6 с [2].

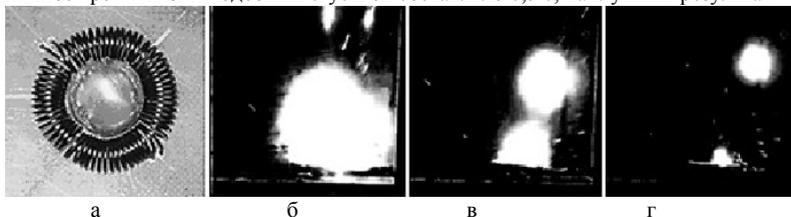


Рис. 1. Спирали (а), и видеокadres электровзрыва (б, в, г) с последовательностью 1/15 с

Если предположить, что плазменный сгусток представляет собой плазмод [3], то его время жизни может на основе теории плазмоида [4] оцениваться формулой:  $\tau_{(s)} = 1,3 \cdot 10^{-7} \cdot I_{(kA)}^3$ , где  $\tau_{(s)}$  – прогнозируемое время жизни плазмоида, выраженное в секундах,  $I_{(kA)}$  – пиковый ток спиралей (ампер-витки), выраженный в килоамперах. Если  $I_{(kA)} = 400$  кА, то  $\tau_{(s)} \approx 8$  с.

В проведенных экспериментах использовались многовитковые спиралы, в них пиковый ток (ампер-витки) редко достигал 200 кА из-за преждевременного обрыва спиралей, что ограничивало время жизни сгустков. Поэтому было принято решение использовать в дальнейшем одновитковые спиралы, менее критичные к обрыву. Чтобы получать сгустки со временем жизни на уровне 8 секунд, необходим пиковый ток до 400 кА, что и явилось целью проводимой модернизации установки ИНГИР-Мега-15. Для этого ёмкость конденсаторной батареи была доведена до 1,12 Ф при напряжении 450 В, а также усилен коммутатор тока: использовано 112 тиристоров типа ТБ261-160-12 с пиковым током до 4 кА в каждом из них.

Работа поддержана Минобрнауки РФ, госконтракт № 14.518.11.7002 от 19 июля 2012 г.

### Литература

- [1]. Власов А.Н., Дубков М.В., Буробин М.А. и др., Вестник РГРТУ, Рязань, 2013, № 1 (43), с. 90-94.
- [2]. Власов А.Н., Жимолоскин С.В., Манюшкин А.Б. и др., Вестник РГРТУ, Рязань, 2013, № 2 (44), с. 101-106.
- [3]. Шафранов В.Д., ЖЭТФ, 1957, т.33., с.710-722.
- [4]. Власов А.Н., Вестник РГРТУ, Рязань, 2012, № 1 (выпуск 39), Часть 2, с. 108-121.

## ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК ДЛЯ ОТРАБОТКИ МЕТОДА ПЛАЗМЕННОЙ СЕПАРАЦИИ НА МОДЕЛЬНОМ ВЕЩЕСТВЕ

\*\*\*Н.Н. Антонов, \*\*\*Н.А. Ворона, \*\*\*А.В. Гавриков, \*\*\*С.Н. Жабин,  
\*А.А. Самохин, \*В.П. Смирнов

\*ОИВТ РАН, Москва, РФ, e-mail: [antonovnickola@gmail.com](mailto:antonovnickola@gmail.com)

\*\*МФТИ, Долгопрудный, РФ

В последнее время широко обсуждается возможность использования плазменной сепарации в качестве основы технологии переработки ОЯТ [1]. Для проведения пробных экспериментов необходимы источники плазмы веществ, моделирующих компоненты ОЯТ.

В работе представлено численное и экспериментальное исследование ионизации нейтрального потока модельного вещества электронным ударом. Анализировался разряд в парах свинца с плотностью нейтральных атомов  $n_a = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Пары свинца (с  $T \sim 0,1 \text{ эВ}$ ) инжектировались в пространство между двумя плоскими электродами (расстояние между ними 1 см, разность потенциалов до 400 В). Один из электродов представлял собой плоскость с бесконечной эмиссией электронов (в эксперименте система вольфрамовых нитей). Результаты моделирования при различных значениях концентрации приведены на рисунках 1а и 1б. Из полученных данных следует, что эффективность однократной ионизации ( $\eta$ ) при  $n_a = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  значительно выше, чем при  $n_a = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и достигает значения  $\eta = 0,8\%$ .

Во время эксперимента потенциалы на электродах и ток накала на термоэмиссионных нитях фиксировались, а температура внутри испарителя изменялась от  $25^\circ\text{C}$  до  $1000^\circ\text{C}$ . При нагреве свинца внутри испарителя до  $930^\circ\text{C}$  ток ионов достигал значения  $\sim 6 \text{ мкА/см}^2$ , а в промежутке от  $930^\circ\text{C}$  до  $950^\circ\text{C}$  значение регистрируемого ионного тока возрастало до  $\sim 42 \text{ мкА/см}^2$ . Полученные зависимости показывают, что результаты расчета качественно согласуются с экспериментальными данными.

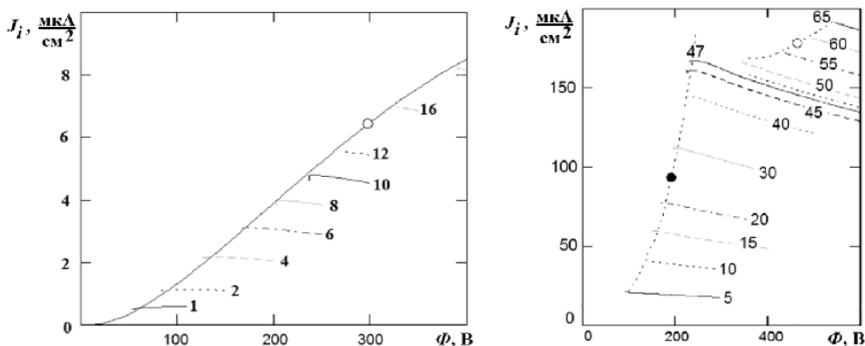


Рис. 3 а) ВАХ тока ионов  $J_i$ ,  $n_a = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $J_e = 1, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 16 \text{ мА/см}^2$ . Сплошная линия (o) – «закон 3/2» б)  $n_a = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  Ионная ветка (●) для  $J_e = 5, 10, 15, 20, 30, 40, 45 \text{ мА/см}^2$ . Электронная ветка (o) для  $J_e = 47, 48, 50, 55, 60, 65 \text{ мА/см}^2$ .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00231).

### Литература

- [1]. Смирнов В. П., Самохин А. А. и др., физика плазмы, 2013, том 39, № 6, – с.523–533.

## ГЕНЕРАЦИЯ РЕНГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В CERA-RX(C) ПРИ ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ

А.А. Балмашнов, А.В. Калашников, В.В. Калашников, С.П. Степина, А.М. Умнов

*РВДН, Москва, РФ, e-mail: [abalmashnov@rambler.ru](mailto:abalmashnov@rambler.ru)*

Экспериментально установлено, что при низком давлении рабочего газа в CERA-RX(C) [1] (менее  $5 \cdot 10^{-5}$  Тор) и СВЧ мощности (2,45 ГГц) поступающей в резонатор менее 0,2 Вт при положительном потенциале на осевом электроде резонатора (более 10 В) регистрируется рентгеновское излучение (70 мР/ч) с энергией квантов до 15 кэВ, а при отрицательном - оно отсутствует. Было сделано предположение, что в условиях генерации рентгеновского излучения существенную роль в наработке электронов играют приэлектродные эффекты на торцевых стенках резонатора – вторичная электронная эмиссия. С целью подтверждения данного предположения вблизи одной из торцевых стенок резонатора был расположен эмиттер электронов ( $3 \times 1 \text{ мм}^2$ ), способный перемещаться в радиальном направлении без нарушения резонансных характеристик системы. Установлено, что оптимальному условию генерации рентгеновского излучения соответствует область, отстоящая от оси резонатора на расстоянии 1,7 – 1,9 см, интенсивность излучения зависит от тока эмиссии и потенциала на нем относительно корпуса источника.

Вычислительный эксперимент осуществлялся методом частиц в ячейках, как с учетом наличия ионной компоненты (для случая отсутствия эмиттера электронов), так и без их учета (эмиттер электронов присутствует) по следующей схеме: равномерно в области ЭЦР располагались холодные ионы и электроны с энергией 1 эВ и случайной фазой вращения, включение СВЧ электрического поля (200 В/см) сопровождалось нагревом электронов, их высадкой на электрод-мишень, а также на торцевые стенки резонатора. Считалось, что с торцевых стенок эмитируются электроны (коэффициент размножения 1,2). Вычисления показали, что область локализации высадки электронов является кольцевой с радиусом 1,85 – 1,95 см, вторичные электроны поступают в область ЭЦР взаимодействия, нагреваются, частично высаживаются на электрод-мишени и частично дрейфуют в сторону торцевых стенок. Рассматриваемая система достаточно быстро выходит на стационарный уровень. Для случая внешней инжекции электронов при проведении расчетов предполагалось, что она происходит с постоянной скоростью из локальной области торцевой стенки, соответствующей высадке электронов в случае ЭЦР разряда. Установлено, что стационарный режим высадки частиц на электрод-мишень реализуется через  $(4 - 8) \cdot 10^{-7}$  с. после включения СВЧ поля, их поток в область торцевых стенок значительно меньше, чем в случае ЭЦР разряда, при этом спектр энергий является достаточно узким и находится в области 9 – 13 кэВ.

Вывод. Представленные результаты показывают возможность создания энергетически эффективного, компактного генератора рентгеновского излучения, представляющего собой электронный вакуумный прибор.

### Литература

- [1]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Степина С.П., Умнов А.М. Прикладная физика. 2011, №6, с.100

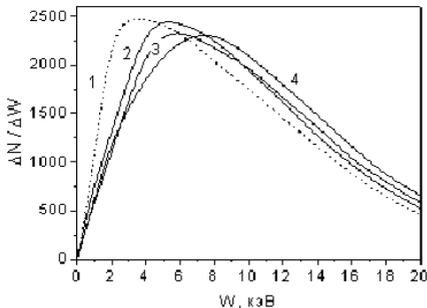
## ВЛИЯНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ С ЧАСТОТОЙ 12,5 МГц НА ЭЦР НАГРЕВ В CERA-RX(C)

А.А. Балмашнов, А.В. Калашников, В.В. Калашников, С.П. Степина, А.М. Умнов

РВДН, Москва, РФ, e-mail: [abalmashnov@rambler.ru](mailto:abalmashnov@rambler.ru)

Проведен вычислительный эксперимент (3D численное моделирование) влияния пульсирующего электрического поля на нагрев электронов плазмы в условиях ЭЦР для конфигурации СВЧ электрического (2,45 ГГц) и стационарного магнитного полей, реализуемых в генераторе рентгеновского излучения CERA-RX(C) [1]. Трехмерная численная модель разработана на основе метода частиц в ячейке. Вычисления осуществлялись по схеме, описанной в работе [2]. В модели учтены основные параметры экспериментальной установки.

Получены зависимости энергетического спектра электронов, высаживаемых на электрод-мишень от частоты пульсаций электрического поля ( $f$ ), лежащей в мегагерцовом диапазоне при его амплитуде  $E = 250$  В/см, а для случая  $f = 12,5$  МГц и зависимость изменения энергетического спектра электронов ( $\Delta N/\Delta W$ ) от  $f$  по сравнению с энергией, соответствующей отсутствию пульсирующего поля ( $E = 0$ ) (см. рисунок).



Энергетические спектры электронов ( $\Delta N/\Delta W$ ) при различных величинах  $f$ .

Полученные результаты, а именно, более существенное смещение энергетического спектра в область более высоких энергий при возрастании частоты пульсаций, свидетельствуют о стохастическом механизме нагрева плазмы в присутствии пульсирующего электрического поля. Сдвиг энергетического спектра в присутствии пульсаций электрического поля в области «хвостов» спектров составлял 2,5–4 кэВ, что хорошо согласуется с результатами натурального эксперимента, в котором смещение спектра при частоте пульсаций  $f = 12,5$  МГц составило 2,5 кэВ, относительно спектра, полученного в отсутствие пульсаций [3].

### Литература

- [1]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Степина С.П., Умнов А.М. Прикладная физика. 2011, №6, с.100
- [2]. Балмашнов А.А., Умнов А.М. Прикладная физика. 2010, №6. с.40.
- [3]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Калашников В.А., Степина С.П., Умнов А.М. ISTAPC-2014, с.353

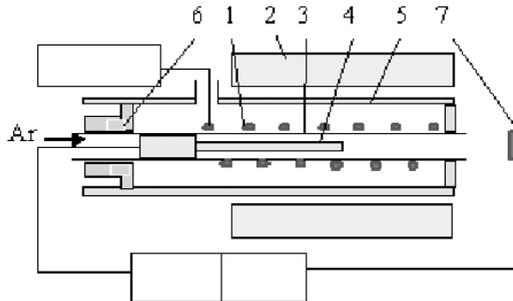
## ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ В КООКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ СО СПИРАЛЬНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРОЙ

А.А. Балмашнов, В.А.Г. Буангуйас (республика Габон), Н.Б. Бутко,  
С.П. Степина, А.М. Умнов

*РУДН, Москва, РФ, e-mail: [abalmashnov@rambler.ru](mailto:abalmashnov@rambler.ru)*

Цель данной работы заключалась в определении зависимости энергетической эффективности формирования плазмы от массового расхода рабочего газа в источнике, отличающемся от аналогичных (см. например, [1]) схемой организации СВЧ поля в коаксиальном резонаторе.

Источник плазмы (рис.1) состоит из спиральной волноводной структуры (СВС, диаметр катушки 1,3 см) (1), системы постоянных дискообразных магнитов (2). Соосно СВС располагается цилиндрическая разрядная камера (кварцевое стекло, диаметр 0,9 см) (3) внутри которой находится электрод (4). Система СВС – разрядная камера помещена в металлический цилиндрический корпус (5), снабженный подвижным поршнем (6). В работе использовался магнетронный генератор М-107, в качестве рабочего газа – аргон. Поступающая и отраженная СВЧ мощности, а также давление в камере откачки регистрировались традиционными методами. КСВ системы СВЧ генератор – резонатор как в присутствии, так и при отсутствии плазмы практически не менялся и не превышал 1,1.



**Рис. 1. Схема и источника**

Измерялись зависимости тока в цепи электрод (4) – электрод (7) от приложенной разности потенциалов ( $U$ ) для различных значений массового расхода газа ( $\dot{m}$ ) и СВЧ мощностей ( $P$ ), поступающих в резонатор. В таблице представлены значения энергетической эффективности ( $\eta_p$ ), газовой эффективности ( $\eta_m$ ) и энергетической цены иона ( $\mu_p$ ) для источников, описанных в работах [1, 2] и в исследуемом источнике для  $\dot{m} = 0,2$  мг/с.

	$\eta_p$ , мА/Вт	$\eta_m$ , %	$\mu_p$ , эВ/ион
Данные работы [1]	1,42	13,9	700
Данные работы [2]	3,35	13,6	300
Исследуемый источник	2,5	6,2	400

Предполагается, что относительно низкие по сравнению с результатами работы [2] значения  $\eta_p$ ,  $\eta_m$  и  $\mu_p$  обусловлены влиянием рекомбинационных процессов на стенках разрядной камеры.

### Литература

- [1]. Julien Jarrige, Paul-Quentin Elias, Felix Cannat, Denis Packan. IEPС-2013-420.
- [2]. Балмашнов А.А., Калашников А.В., Калашников В.В. и др. УПФ, 2014, 2, 224.

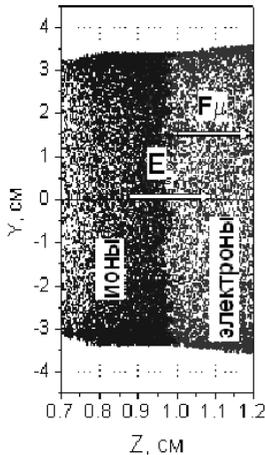
## ПАРАМЕТРЫ ЭЦР ПЛАЗМЫ, ФОРМИРУЕМОЙ В КОАКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ ПЛАЗМЕННОГО ИНЖЕКТОРА CERA-RI-2 (ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ)

А.А. Балмашнов, Н.Б. Бутко, С.П. Степина, А.М. Умнов,  
М.Х. Хименес (Коста-Рика), А.В. Чапурин (Украина)

РУДН, Москва, РФ, e-mail: [abalmashnov@rambler.ru](mailto:abalmashnov@rambler.ru)

Проведено численное моделирование плазмы, генерируемой в источнике CERA-RI-2. Источник, подробно описанный в работе [1], представляет собой узкий коаксиальный резонатор (2,45 ГГц), помещенный в магнитное поле, спадающее вдоль оси Z. ЭЦР поверхность формируется вблизи торца резонатора, противоположная торцевая стенка резонатора представляет собой сетку, с помощью которой можно варьировать разность потенциалов между сеткой и корпусом резонатора.

Цель данной работы заключалась в исследовании параметров плазмы, генерируемой в источнике, и характеристик плазменного потока сквозь сетку. Расчеты проводились на трехмерной численной модели, построенной по методу частиц в ячейке. В модели учтены все основные параметры источника CERA-RI-2: конфигурация магнитного поля, структура и напряженность СВЧ поля, разность потенциалов между сеткой и корпусом резонатора, плотность генерируемой плазмы и другие параметры.



В отсутствии разности потенциалов между сеткой и корпусом резонатора источник работает как низкоэффективный коллективный ускоритель ионов (аргон): на электроны действует диамагнитная сила  $F_m$ , направленная в сторону сетки, ионы движутся в том же направлении под действием возникающего амбиполярного электрического поля  $E$ . На рисунке схематично представлено преимущественное пространственное распределение компонент плазмы и силы, действующие на частицы.

Наиболее интересным представляется влияние на параметры плазмы разности потенциалов между сеткой и корпусом резонатора. Анализ результатов вычислительного эксперимента показал, что параметры плазмы в объеме резонатора и интенсивность потока частиц плазмы на сетку зависят от плотности плазмы в области ЭЦР взаимодействия, напряженности СВЧ поля, градиента магнитного поля и разности потенциалов между сеткой и корпусом резонатора, однако основное влияние оказывает именно последний фактор. Варьируя величину разности потенциалов и изменяя полярность, можно не только управлять интенсивностью плазменного потока, но и в случае плазмы невысокой плотности создавать электронные или ионные потоки.

### Литература

- [1]. Балмашнов А.А., Степина С.П., Умнов А.М. УПФ, 2014, 2, №3, 224.

## ОПИСАНИЕ СОВМЕСТНОЙ ДИФFUЗИИ РАЗРЕЖЕННЫХ ТЯЖЕЛЫХ ПРИМЕСЕЙ В ПЛАЗМЕ

Боброва Н.А., \*Сасоров П.В., \* \*\* Фомин И.В.

*Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Москва, Россия, e-mail: [nabobrova@gmail.com](mailto:nabobrova@gmail.com)*

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

*\*\*Московский физико-технический институт, Государственный университет, Долгопрудный, Россия, e-mail: [fominalsha@gmail.com](mailto:fominalsha@gmail.com)*

В докладе будет представлена система уравнений магнитной гидродинамики (МГД), которая способна описывать полностью ионизованную плазму сложного состава, состоящую из основного элемента и произвольного числа тяжелых примесей, полная концентрация которых достаточно мала. Предполагается, что полная концентрация примесей настолько мала, что можно пренебречь столкновениями ионов примесей между собой.

В работах [1 – 3] получена система МГД уравнений для плазмы, состоящей из смеси двух сортов ионов (и электронов) с сильно различающимися массами. В такой системе уравнений концентрация примесей не предполагалась малой, поэтому во избежание чрезвычайной громоздкости получающейся системы кинетических коэффициентов учитывалось только два сорта ионов. В данной работе этот подход обобщен на произвольное число сортов тяжелых ионов при дополнительном ограничении на полную концентрацию примесей.

По сравнению с обычной магнитной гидродинамикой полученная система уравнений отличается двумя новыми особенностями. Первая из них состоит в том, что возникает система дополнительных уравнений для переноса отдельных сортов примесей. Вторая – в том, что в выражениях для омического электрического поля и потоков тепла возникают дополнительные перекрестные слагаемые, вызванные неоднородностью химического состава плазмы. Получены явные выражения для всех кинетических коэффициентов, входящих в эти уравнения. Они зависят от электронной и иной температур плазмы, ее плотности, концентраций примесей и от их массовых и чисел и степеней ионизации.

### Литература

- [1]. Н.А. Боброва, П.В. Сасоров, «МГД уравнения для полностью ионизованной плазмы сложного состава», Физика плазмы, 19, 789 (1993). [N.A. Bobrova, P.V. Sasorov, “MHD equations for fully ionized plasma of complex composition”, Plasma Phys. Repts., 19, 409 (1993).]
- [2]. N. A. Bobrova, E. Lazzaro, P. V. Sasorov, “Magnetohydrodynamic two-temperature equations for multicomponent plasma”, Phys. Plasmas, 12, 022105, (2005).
- [3]. Н.А. Боброва, А.Э. Кочарян, П.В. Сасоров, «Кинетические коэффициенты для тяжелой примеси в многокомпонентной плазме», Физика плазмы, 33, 782 (2007). [N.A. Bobrova, A.E. Kocharyan, P.V. Sasorov, “Kinetic Coefficients for a Heavy Impurity in a Multispecies Plasma”, Plasma Phys. Repts., 33, 714 (2007).

## УСКОРЕНИЕ ПЛАЗМЫ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ В ДВУХЖИДКОСТНОЙ МГД

Гавриков М.Б., Савельев В.В.

Институт прикладной математики им.М.В.Келдыша РАН,  
[nadya\\_p@cognitive.ru](mailto:nadya_p@cognitive.ru), [ssvvvv@rambler.ru](mailto:ssvvvv@rambler.ru)

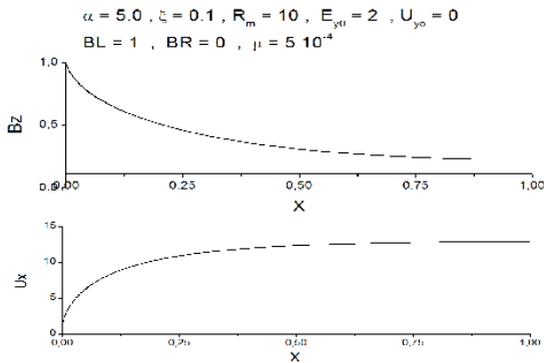
Для плоского «канала» в приближении холодной двухжидкостной плазмы стационарные распределения (в безразмерных единицах) продольной скорости течения плазмы  $U$  и напряженности  $H$  поперечного магнитного поля находятся из уравнений [1, 2]

$$\xi^2 U \frac{d}{dx} \left( U \frac{dH}{dx} \right) + \mu \frac{dH}{dx} - UH + E = 0, \quad H(0) = 1, \quad \frac{dH}{dx}(1) = 0, \quad 0 \leq x \leq 1$$

$$U = U(H) = 1 + \frac{1}{2M_A^2} (1 - H^2)$$

где  $\xi^2 = \frac{c^2 m_e}{4\pi e^2 n_0 L_0^2}$ ,  $M_A = \frac{U_0}{V_A}$ ,  $V_A = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}$ ,  $\mu = \frac{c^2}{4\pi U_0 l \sigma}$ ,  $\rho_0, U_0, H_0$  – параметры плазмы на входе,  $\sigma$  – проводимость.

В работе показано, что для плазмы с  $n \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$  существуют режимы течений с большим ускорением. Длина зоны ускорения порядка  $\approx 0.5 \cdot 10^6 / \sqrt{n} \text{ (см)}$  и она располагается у входа в канал. В одножидкостной МГД такого ускорения не существует. Исследованы зависимости таких течений от параметров задачи ( $\xi^2, \mu, \dots$ ). В качестве примера на рисунке



показаны распределения поперечного магнитного поля и продольной скорости

### Литература

- [1]. Gavrikov M.B., Savelyev V.V., Journal of Mathematical Sciences, V.163, N.1, 2009, pp 1-40.
- [2]. Гавриков М.Б., Савельев В.В., Шмаровоз Г.В., Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша, N 52, 2009, с. 3-26.

## ОЦЕНКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА ВНУТРИ КАНАЛА ПЛАЗМОТРОНА ПО ЗНАЧЕНИЯМ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

А.В. Герасимов, А.П. Кирпичников, Л.А. Рачевский

*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия, e-mail: gerasimov@kstu.ru*

В работе предложен простой аналитический метод, позволяющий в первом приближении рассчитывать температуру атомов и ионов, используя измеренные значения электронной температуры.

Запишем уравнение баланса энергии атомов и ионов в заданном поле  $T_e(r, z)$ :

$$\rho v c_p \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{3}{2} \kappa \delta v n_e (T_e - T). \quad (1)$$

Граничные условия:

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = T \Big|_{r=R} = T \Big|_{z=0} = 0 \quad (2)$$

Задача (1)–(2) решается методом Л.В. Канторовича [1]. Решение ищется в виде

$T(r, z) = \sum_{i=1}^n f_i(z) g_i(r)$ , где  $g_i(r), i = 1, 2, \dots, n$  – вводимая система независимых функций,

удовлетворяющих граничным условиям  $g_i'(0) = g_i(R) = 0$ . В качестве  $g_i(r), i = 1, 2 \dots n$  берется семейство функций Бесселя первого рода нулевого порядка  $J_0(\mu_i r/R), i = 1, 2 \dots n$ . Здесь  $\mu_i$  –  $i$ -й корень уравнения  $J_0(x) = 0$ . Для сведения краевой задачи к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, умножим скалярно левую часть исходного уравнения на  $J_0(\mu_i r/R), i = 1, 2 \dots n$  и потребуем от полученных скалярных произведений

равенства нулю. Скалярное произведение представляет собой  $(F, G) = \int_0^R F(r)G(r) r dr$ .

Благодаря указанному выбору аппроксимирующих функций, т. е. ортогональности  $J_0(\mu_i r/R)$  в гильбертовом пространстве со скалярным произведением, система обыкновенных дифференциальных уравнений в данном случае представляет собой  $n$  независимо решаемых линейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{R^2}{2} J_i^2(\mu_j) \left[ a f_j'(z) + \left( b + \lambda \left( \frac{\mu_j}{R} \right)^2 \right) f_j(z) \right] - b \int_0^R T_e(r) r J_0 \left( \mu_j \frac{r}{R} \right) dr = 0 \quad (3)$$

Решая (3) с условием  $f_j(0) = 0$ , окончательно имеем:

$$T(r, z) = \sum_{j=1}^n \frac{b A_j}{b + \lambda (\mu_j/R)^2} \cdot \left( 1 - \exp \left[ - \left( \frac{b}{a} + \frac{\lambda}{a} \left( \frac{\mu_j}{R} \right)^2 \right) z \right] \right) J_0(\mu_j r/R). \quad (4)$$

Полученная формула (4) полностью решает задачу о распределении газовой температуры в канале плазматрона в рассматриваемом приближении.

### Литература

- [1]. Канторович Л.В. Приближенные методы высшего анализа / Л.В. Канторович, В.И. Крылов. – М.–Л.: Физматгиз, 1962. – 422 с.

## О ДИНАМИКЕ АНОДНЫХ ПЯТЕН И МАКРОЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОДУГОВОМ РАЗРЯДЕ НА ГРАФИТОВЫХ ЭЛЕКТРОДАХ

В.О. Герман, А.П. Глинов, А.П. Головин, П.В. Козлов

*НИИ механики МГУ, Москва, РФ, email: [krestytroitsk@mail.ru](mailto:krestytroitsk@mail.ru)*

Доклад посвящен экспериментальному исследованию особенностей динамики опорных анодных пятен свободной воздушной дуги атмосферного давления и вылетающих с поверхности графитовых электродов (ЗОПГ [1] обычного и поверхностно силицированного) макрочастиц. Процессы образования и перемещения опорных пятен дуг и эрозии электродов наиболее полно изучены в вакууме [2–4]. Однако в дугах атмосферного давления эти процессы осложняются, в частности, взаимодействием летящих частиц и движущихся пятен с плотной воздушной средой. Проведенные в настоящей работе исследования основаны на диагностике и анализе осциллограмм тока и напряжения на разрядном промежутке визуализации разрядных процессов. Параметры видеосъемки: скорость – 1200–24000 к/с, экспозиция – 1–25 мкс. Обсуждаются эксперименты, проведенные на установке НИИ механики МГУ ПЛАЗМА-2000 в период времени 2009–2014 гг., для разрядов между стержневыми электродами при токах до 400 А и межэлектродных промежутках до 6,5 см, как с внешним магнитным полем, так и без него. В проведенных экспериментах получены скорости макрочастиц в анодной струе ~10 м/с независимо от ориентации электродов по отношению к силе тяжести. Летящие частицы тормозятся катодной струей, останавливаются в ней, а затем сносятся ее потоком.

Найдены и оценены режимы разряда с круговым движением опорного анодного пятна по торцевой поверхности электрода. Вращательное движение анодного пятна оказывает на плазму дуги центробежное воздействие, и может приводить к образованию винтовой структуры дугового шнура. Вращение струи вызывает соответствующую достаточно сильную вихревую закрутку воздуха вокруг анода. Типичные скорости перемещения анодных пятен в разряде без наложения внешнего магнитного поля ~10 м/с. При наложении магнитного поля возможно в зависимости от его направления, как убыстрение, так и замедление перемещения опорных анодных пятен [5].

Прослежены треки довольно крупных (до 1 мм) частиц, летящих с поверхности анода в направлении катода, и их взаимодействие с катодной струей. Обсуждаются способы стабилизации изученных авторами ранее [6] колебаний ствола дуги в вертикальном направлении при горизонтально расположенных электродах, как с помощью наложения внешнего магнитного поля, так и инъекцией потока микрочастиц с анода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№14-01-00399).

### Литература

- [1]. Рекламный проспект «Графит конструкционный» / Московский электродный завод – <http://www.graphitel.ru>.
- [2]. *Кобайн Дж., Эккер Г., Фаррел Дж., Гринвуд А., Харрис Л.* Вакуумные дуги. – М.: Мир, 1982, 432 с.
- [3]. *Раховский В.И.* Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970, 536 с.
- [4]. *Dyuzhev G.A., Lyubimov G.A., and Shkol'nik S.M.* // IEEE Transactions on Plasma Sciences, Vol. PS-11, NO.1, MARCH 1983. pp. 36-46.
- [5]. *Герман В.О., Глинов А.П., Головин А.П., Козлов П.В.* // Прикладная физика. № 4, 2014. С. 35-39.
- [6]. *Герман В.О., Глинов А.П., Головин А.П., Козлов П.В., Любимов Г.А.* // Прикладная физика. № 6, 2012. С. 108-115.

«ЭФФЕКТ ПАМЯТИ» РАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА В СМЕСИ АРГОН – АЗОТ

Мещанов А.В., Коршунов А.Н., Ионих Ю.З., Сушенцев Д.М., \*Дятко Н.А.

СПбГУ, С.-Петербург, РФ, e-mail: y.ionikh@spbu.ru

\*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Москва, РФ, e-mail: dyatko@triniti.ru

Приводятся результаты экспериментального исследования «эффекта памяти» – влияния предшествующего разрядного импульса на напряжение пробоя. Использовалась разрядная трубка, наполненная аргоном с малыми добавками азота при пониженном давлении ( $p \sim 1$  Торр). Трубка имела длину 75 см и внутренний диаметр 3 см. Разрядные импульсы формировались парами, при этом варьировался промежуток между импульсами в паре. Ранее аналогичные измерения проводились для пробоя в аргоне [1] и в азоте [2], причем закономерности, найденные в этих двух газах, имели в ряде случаев существенно различный характер. Цель данной работы – выяснить, насколько небольшие (~1%) примеси азота влияют на характеристики эффекта памяти (ЭП) в аргоне.

На рис. 1а приводится зависимость напряжения пробоя во втором импульсе пары ( $U_{b2}$ ) от промежутка между импульсами  $\Delta t$ . Интервал между парами  $T = 2$  с, т.е.  $T \gg \Delta t$ , поэтому напряжение пробоя в первом импульсе  $U_{b1}$  не зависит от  $\Delta t$ . Среднее значение  $U_{b1}$  показано горизонтальной прямой. Из приведенного графика следует, что в течение 150 мс  $U_{b2}$  постоянно и почти в три раза меньше, чем  $U_{b1}$ . Затем  $U_{b2}$  медленно растет, достигая уровня  $U_{b1}$  через 800 – 900 мс. Т.о., полная длительность ЭП составляет около 1 с. По сравнению с чистым аргоном, она увеличилась в три раза. Отметим также, что в области отсутствия ЭП (большие  $\Delta t$ ) примесь азота заметно уменьшает  $U_{b1}$ , а в области сильного ЭП ( $\Delta t < 100$  мс), наоборот, увеличивает.

На рис.1б показаны результаты эксперимента, в котором  $T = 100$  мс, т.е. меньше, чем протяженность начального горизонтального участка зависимости  $U_{b2}(t)$  на рис. 1а). В этом случае на отрезке  $\Delta t = 5 - 10$  мс  $U_{b2} > U_{b1}$ , т.е. наблюдается «аномальный» эффект памяти (АЭП), аналогичный полученному в аргоне [1]. Из рис. 1б видно, что примесь азота смещает область АЭП в сторону меньших значений  $\Delta t$ .

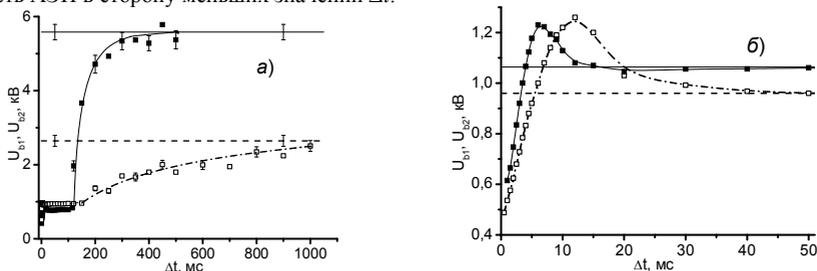


Рис. 1. Напряжение пробоя в 1 (горизонтальные прямые) и 2 (точки и кривые) импульсах в смеси  $Ag + 0.04\% N_2$  (белые точки) и в  $Ag$  (черные). Давление 1 Торр

Параллельно с измерением напряжения пробоя, проводились наблюдения за волной ионизации. Их анализ показал, что механизм возникновения АЭП в смеси  $Ag - N_2$  может быть таким же, как в  $Ag$  и  $N_2$  [1, 2].

Работа поддержана РФФИ, проект № 12-02-00583а.

Литература

- [1]. Meshchanov A., Korshunov A., Ionikh Y., Shishpanov A., Dyatko N. Proc. XXII ESCAMPIG, Greifswald, 2014, P2-09-03.
- [2]. Шишпанов А.И., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Дятко Н.А. Физ. плазмы, 2014, т.40, с.548.

## СПОСОБ УПРАВЛЕНИЯ ИОННЫМ УВЛЕЧЕНИЕМ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

С.И. Павлов, Е.С. Дзалиева, М.А. Ермоленко, В.Ю. Карасев,  
Л.А. Новиков, \*С.А. Майоров

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия,  
e-mail: [plasmadust@yandex.ru](mailto:plasmadust@yandex.ru)*

*\* Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва,  
Россия, e-mail: [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)*

В работе проведена экспериментальная проверка способа управления силой ионного увлечения, действующей на пылевую частицу в комплексной плазме. Этот подход основан на результатах расчетов характеристик дрейфа ионов и электронов в разряде в смесях газов с сильно отличающимися потенциалами ионизации и массой ионов [1–4]. В плазме газового разряда добавление в легкий буферный газ даже малой доли более тяжелого газа, имеющего меньший потенциал ионизации, может приводить к радикальному изменению ионного состава [2, 3]. В свою очередь это вызывает значительное изменение силы ионного увлечения.

Эксперименты по реализации способа выполнены с пылевыми структурами в чистом гелии и при небольших добавках ксенона – до 5%. Применялась экспериментальная установка, используемая в работе [5]. Пылевая плазма создавалась в смеси гелия с ксеноном в газоразрядной трубке с продольным магнитным полем. Произведены измерения угловой скорости вращения пылевой структуры в относительно слабом (до 500 Гс) магнитном поле, до наступления инверсии вращения [5–10]. Измерения проведены при давлениях в 1 и 1,5 Торр при добавке ксенона от 2 до 4% (при больших добавках примеси ксенона получать стабильную плазменно-пылевую структуру в используемой разрядной трубке в магнитном поле не удавалось).

Было зафиксировано увеличение абсолютной величины угловой скорости вращения структуры и существенный сдвиг наступления инверсии вращения в сторону большего значения магнитного поля. Величина измеренной угловой скорости согласуется с выполненной численной оценкой силы ионного увлечения, увеличивающейся при наличии малой, менее 5% добавки ксенона, и с аналогичными расчетами характеристик дрейфа ионов и электронов [2–5].

### Литература

- [1]. Майоров С.А., Физика плазмы, 2005, 31, 749; 2006, 32, 802; 2009, 35, 869.
- [2]. Антипов С.Н., Васильев М.М., Майоров С.А., Петров О.Ф., Фортов В.Е. ЖЭТФ, 2011, 139, 554.
- [3]. Майоров С.А., Кр. сообщения по физике ФИАН, 2009, 36, No 5, 15.
- [4]. Майоров С.А., Кр. сообщения по физике ФИАН, 2014, 40, No 9, 3.
- [5]. Karasev V.Yu., Dzhalieva E.S., Ivanov A.Yu., Eichvald A.I., Phys. Rev. E, 2006, 74, 066403
- [6]. Карасев В.Ю., Эйхвальд А.И., Дзалиева Е.С., Опт. и спектр., 2006, 100, 503.
- [7]. Дзалиева Е.С., Карасев В.Ю., Эйхвальд А.И., Опт. и Спектр., 2005, 98, 640.
- [8]. Васильев М.М., Дьячков Л.Г., Антипов С.Н., Петров О.Ф., Фортов В.Е., Письма в ЖЭТФ, 2007, 86, 414.
- [9]. Nedospasov A. V., Phys. Rev. E, 2009, 79, 036401.
- [10]. Vasiliev M.M., D'yachkov L.G., Antipov S.N., Huijink R., Petrov O.F., Fortov V.E., Europhys. Lett., 2011, 93, 15001.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ПУЧКА ИНЖЕКТОРА В МАГНИТНУЮ ЛОВУШКУ ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

Андреев В.В., Новицкий А.А., Ндонг Д.

*РВДН, кафедра экспериментальной физики, [temple18@mail.ru](mailto:temple18@mail.ru)*

Ранее [1, 2] было показано, что режим гиромагнитного авторезонанса (ГА) в нарастающем во времени магнитном поле приводит к образованию релятивистских плазменных ступок со средней энергией электронной компоненты масштаба сотен кэВ. В указанных экспериментах исходная плазма в зоне ускорения создавалась при поддержании начальных условий близких к ЭЦР, что в условиях разряда низкого давления ограничивало возможность захвата большого числа частиц в режим ускорения.

Целью данной работы является разработка и реализация эффективной внешней приосевой инжекции пучка низкоэнергичных электронов с малым угловым и энергетическим разбросом в магнитную ловушку плазменного ГА-ускорителя.

Инжектор помещался в торце установки, представляющей собой осесимметричную систему в которой цилиндрический СВЧ резонатор (TE<sub>118</sub>, 2,45 ГГц) помещен в магнитное поле протяженной пробочной конфигурации ( $R = 1,2$  см,  $L = 80$  см) с индукцией магнитного поля в центре ловушки  $B = 1200$  Гс. Инжектор представляет собой трехэлектродную электронно-оптическую систему (пучка Пирса) с термокатодом (LaB<sub>6</sub>), находящуюся в объеме с дифференциальной откачкой который сочленен посредством узкого канала с резонатором ускорителя. Управление током первичного пучка осуществлялось изменением потенциала пирсовского электрода и анода (0 – 630 В). Зажигания разряда в объеме инжекторе осуществляется в среде рабочего газа (Ar) при давлении в диапазоне  $1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-4}$  Торр, при этом давление в рабочем объеме резонатора было не хуже  $1 \cdot 10^{-4}$  Торр. Экстракция создаваемой в объеме инжектора плазмы осуществлялась через круглое отверстие (диаметром 16 мм) в торцевой стенке резонатора. В рабочих условия плазменный шнур диаметром ~6 мм пронизывал всю установку вдоль оси. Проведенные измерения интегральных характеристик пучка показали, что величина тока пучка составляла 35 мА, при напряжении на аноде 630 В.

Для получения более детальной информации о параметрах инжекции был изучен энергетический спектр электронной компоненты пучка с помощью электростатического анализатора, что позволило определить функции распределения электронов пучка по энергиям. Проанализирована интенсивность излучения плазменного пучка в радиальном направлении, что позволило определить поперечный размер пучка. Проведенные измерения сопоставимы с размерами и структурой автографа пучка на коллекторе, установленном в противоположном к инжектору торце установки. Получены зависимости поперечных размеров, а также среднее значение по сечению пучка плотности тока от параметров режима инжекции. Установлены зависимости тока пучка электронов от вытягивающего напряжения на аноде и величины давления в резонаторе плазменного ускорителя.

Полученные обобщенные данные по наиболее важным параметрам инжекции позволяют рассчитывать на эффективное ее применение в реализуемой схеме плазменного ускорителя.

### Литература

- [1]. Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В. // ПТЭ. 2012. № 3. С. 5.
- [2]. Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., «Особенности генерации и удержания релятивистских плазменных образований в реверсном режиме гиромагнитного авторезонанса в протяженной магнитной ловушке пробочного типа» М.: Плазмоиофан 2014, Тезисы докладов, XLII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕКОМБИНАЦИОННОЙ ДИНАМИКИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ В СМЕСЯХ С КИСЛОРОДОМ

Н.Л. Александров, Е.М. Анохин, М.А. Попов, С.В. Киндышева

*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия,  
e-mail: [anjohn@mail.ru](mailto:anjohn@mail.ru)*

Рекомбинация электронов с положительными молекулярными ионами кислорода определяет время жизни и концентрацию неравновесной плазмы в кислороде, воздухе и других кислородсодержащих смесях. При этом имеются надежные данные для скорости диссоциативной рекомбинации с ионами  $O_2^+$ , а скорость тройной рекомбинации (третье тело – электрон) берется обычно по аналогии с хорошо изученным случаем атомарных ионов [1].

В [2] наблюдалось значительное отличие экспериментальных и расчетных результатов плотности электронов при распаде плазмы в воздухе и кислороде. Это отличие было приписано тому, что скорость тройной рекомбинации с молекулярными ионами может быть существенно больше аналогичной величины для атомарных ионов. Эта идея была высказана ранее [3] на основе расчетов для модельных молекулярных ионов. Получение количественной информации о скорости тройной электрон-ионной рекомбинации в условиях [2] было затруднено, поскольку при этом одновременно менялись плотность электронов и их температура, а температурная зависимость скорости тройной рекомбинации для молекулярных ионов неизвестна.

Для устранения этой неопределенности в данной работе исследовался распад плазмы высоковольтного наносекундного разряда в кислороде с добавлением углекислого газа и аргона. В смесях с углекислым газом термализация электронов происходит до начала распада плазмы, и рекомбинация электронов происходит уже при комнатной температуре электронов. С другой стороны, добавление  $CO_2$  почти не влияет на ионный состав плазмы во время распада, и доминирующим ионом в рассматриваемых условиях, как и в плазме кислорода и воздуха, является ион  $O_2^+$ . В смесях с аргоном термализация электронов происходит значительно медленнее, и температура электронов может значительно превосходить температуру газа. Таким образом, используя смеси кислорода с углекислым газом и аргоном, можно оценить как величину константы скорости тройной рекомбинации для тепловых электронов, так и форму ее температурной зависимости.

В качестве источника плазмы использовался высоковольтный наносекундный разряд с амплитудой импульса 25 кВ и длительностью ~30 нс в смесях кислорода и углекислого газа. Процентное содержание углекислого газа варьировалось от 5 до 20 процентов, при полном давлении газовой смеси от 1 до 10 торр. Зависимость концентрации электронов от времени измерялась СВЧ-интерферометром для начальных концентраций электронов порядка  $(1-10) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Из обработки этих зависимостей был определен эффективный коэффициент электрон-ионной рекомбинации для разных давлений и составов смеси.

На основе анализа экспериментальных данных с помощью численного моделирования удалось определить константу скорости тройной электрон-ионной рекомбинации для этих ионов при комнатной температуре электронов. Как и ожидалось, она оказалась существенно больше скорости рекомбинации для атомарных ионов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-02-31331 мол\_а.

### Литература

- [1]. I A Kossyi et al Plasma Sources Sci. Technol., 1992, 1, 207.
- [2]. N L Aleksandrov et al J. Phys. D: Appl. Phys., 2012, 45, 255202.
- [3]. C B Collins Phys. Rev., 1965, 140, A1850.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ГЕНЕРАЦИЯ ПЫЛЕВЫХ ПОТОКОВ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Ю.Н. Извекова<sup>1,2</sup>, С.И. Попель<sup>1,2</sup>, Л. Стенфло<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ИКИ РАН, Москва, РФ, [besedina\\_yn@mail.ru](mailto:besedina_yn@mail.ru)

<sup>2</sup>МФТИ, Долгопрудный, Московская обл., РФ

<sup>3</sup>Университет Линкёпинга, Линкёпинг, Швеция

Рассматривается неадиабатическая атмосфера с учетом тепловых потоков солнечной радиации, инфракрасного излучения атмосферы, конденсации водяных паров и теплопроводности с точки зрения развития неустойчивости акустико-гравитационных волн. Учитываются отклонения температурного профиля от среднеширотных значений. Для различных волновых чисел получены инкременты неустойчивости в линейном приближении и показано, что развитие неустойчивости акустико-гравитационных волн может осуществляться в тропосфере и ионосфере. На соответствующих высотах могут формироваться нелинейные вихревые структуры. Учитывается, что на высотах 80-120 км могут присутствовать наномасштабные пылевые частицы естественного происхождения [1-3]. Рассматривается динамика пылевых частиц в вихре на ионосферных высотах, получена зависимость времени существования частиц в вихре от размера частиц. Присутствие пыли на ионосферных высотах изменяет свойства плазмы и приводит к возможности появления новых эффектов. При наличии вертикального градиента концентрации пыли система гидродинамических уравнений, описывающих динамику пыли, допускает решение в виде дипольного пылевого вихря с завихренностью, направленной в меридиональном направлении. В результате нелинейного (модуляционного) взаимодействия с пылевыми вихрями могут формироваться вертикально и горизонтально направленные пылевые потоки. Получено нелинейное дисперсионное соотношение, обсуждаются условия генерации вертикальных и горизонтальных пылевых потоков. Обсуждается возможность влияния волновых возмущений на неоднородности ионосферной плазмы. По аналогии с вихрями в ионосфере рассматриваются вихревые структуры в тропосфере. Показано, что возможна генерация вихревых возмущений, аналогичных тем, которые наблюдались в Северной Америке [4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 14-05-31410 мол\_а).

### Литература

- [1]. Hunten D.M., Turco R.P., Toon O.B. Smoke and dust particles of meteoric origin in the mesosphere and stratosphere // J. Atmos. Sci. – 1980. – V. 37, № 6. – P. 1342–1357.
- [2]. Амух К., Sternovsky Z., Knappmiller S., Robertson S., Horanyi M., Gumbel J. In-situ measurement of smoke particles in the wintertime polar mesosphere between 80 and 85 km altitude // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. – 2008. – V. 70. – P. 61–70.
- [3]. Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. Формирование структур в запылённой ионосфере // ЖЭТФ. – 2005. – Т. 127, № 1. – С. 171–185.
- [4]. Ramamurthy, M.K., Collins, B.P., Rauber, R.M., and Kennedy, P.K.: Evidence of very-large-amplitude solitary waves in the atmosphere, Nature, Vol. 348, pp. 314-317, 1990.

## РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ, РТУТИ И ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В.М. Градов, С.В. Гавриш\*, И.А. Желаев, А.В. Сурдо\*

*МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, email: gradov@bmstu.ru, iliya\_2210@mail.ru*  
*\*ЗАО «СКБ «ЗЕНИТ», г. Зеленоград, Россия, email: svgavr@list.ru*

Рассматривается построение реалистичных моделей оптических свойств плазмы паров цезия, рубидия, ртути, ксенона, криптона и их различных комбинаций, пригодных для проведения массовых расчетов спектров в диапазонах длин волн  $0,180 - 5$  мкм, температур электронов и тяжелых частиц  $0,8 - 3$  эВ и давлений –  $0,1 - 2,5$  МПа. В моделях учитываются атомы, одно- и двукратные положительные ионы, отрицательные ионы щелочных металлов, димеры цезия, рубидия и ртути. Данные по коэффициенту поглощения соответствующих смесей в привязке к параметрам плазмы в настоящее время в литературе крайне немногочисленны.

При расчетах статсумм и заселенностей уровней атомов щелочных металлов статистический вес уровня корректируется весовым множителем, определяемым по распределению микрополей плазмы согласно Ноорег. Поправки к давлению и потенциалу ионизации частиц рассматриваются в рамках дебаевского приближения в большом каноническом ансамбле. Отделяется область температур и давлений, в которой происходит конденсация паров металлов.

Спектральный коэффициент поглощения рассчитывается с учетом фотоионизации атомов и ионов, обратных тормозных процессов в полях нейтральных и заряженных частиц и дискретного спектра. Принимаются во внимание основная и смещенные системы термов (например, для XeI – одна смещенная система, для XeII – три). Радиальная часть сечения фотоионизации возбужденных s, p, d, f – уровней и сил линий связанно-связанных переходов в атомах и ионах рассчитывается в одноэлектронном кулоновском приближении, причем волновая функция электрона в свободном состоянии определяется методом квантового дефекта. Уровни с более высокими орбитальными квантовыми числами считаются водородоподобными. Сечения и силы линий переходов с участием основных состояний и сечения фотоотрыва отрицательных ионов цезия и рубидия рассчитываются или берутся из литературы. Отбираются наиболее интенсивные линии всех серий компонент, большое количество верхних членов серий учитывается интегрально за счет сдвига порога фотоионизации.

Контуры линий атомов и ионов формируется путем свертки гауссова и лоренцевского профилей. Рассматриваются ударное шарковское уширение электронами с учетом упругих и неупругих столкновений, резонансное и вандерваальсовское уширения. Принимается во внимание эффект квазистатического уширения ионами. Электронные матричные элементы бинарных молекул берутся из литературы, факторы Франка- Кондона рассчитываются с потенциалом Морзе [1].

Исследованы закономерности в спектрах излучения импульсных разрядов в кварцевых и сапфировых трубках при длительностях от 100 до 500 мкс и удельных энергиях до  $400$  кВт/см<sup>3</sup>, проведено сравнение с литературными данными и данными собственных экспериментов. Обсуждаются причины имеющихся в ряде случаев расхождений. Измерения спектров проводились с разрешением  $0,07$  нм, достаточным, чтобы наблюдать эффекты в припороговых областях фотоионизации с уровня и разделять контуры наиболее интенсивных линий.

### Литература

- [1]. Суржиков С.Т. Оптические свойства газов и плазмы. –М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. – 2004.-576 с.

## ВЛИЯНИЕ ГАЗОБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ ПЛАЗМООКСИДЛИТЕЛЬНОЙ ДЕСТРУКЦИИ ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЁНКИ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ВОЗДУХА

Д.В. Кадников, С.А. Смирнов

*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия,  
e-mail: [dkadnikov@rocketmail.com](mailto:dkadnikov@rocketmail.com)*

Свойства плазмы пониженного давления, граничащей с химически реагирующей поверхностью, зависят от степени загрузки реактора обрабатываемым материалом. Учет такой зависимости необходим как для понимания механизмов плазмохимических реакций, так и для прогнозирования параметров работы промышленных реакторов. При плазмохимическом травлении полимерных материалов наблюдается уменьшение удельной скорости плазмохимической деструкции с увеличением количества полимера в реакторе, связанное с появлением газообразных продуктов гетерогенных реакций и изменением граничных условий для активных частиц. В результате меняются физические параметры плазмы, скорости генерации активных частиц и, как следствие, скорость целевого процесса.

Целью настоящей работы было исследование кинетики травления плёнки полиэтилена (ПЭ) и влияния её плазмоокислительной деструкции на параметры плазмы воздуха.

Разряд постоянного тока возбуждали в цилиндрическом проточном стеклянном реакторе из стекла диаметром 3 см в диапазоне давлений 50–300 Па и токов разряда 20–110 мА. Скорость потока газа меняли в интервале 15–80 см/с при нормальных условиях. Образцы промышленных пленок полиэтилена высокого давления (ГОСТ 10354-82) толщиной 110 мкм размещали в виде нескольких цилиндров на термостатируемой стенке реактора в области положительного столба. Длину общей образующей нескольких полимерных цилиндров изменяли в пределах от 1,5 до 13,5 см. При этом положение крайнего образца оставалось неизменным, а доля внутренней поверхности реактора, закрытая полимером, увеличивалась от 4,3 до 38%. Состав стабильных продуктов в газовой фазе определяли методом масс-спектрометрии. При всех параметрах разряда и степени загрузки реактора газообразными продуктами плазменного воздействия являлись молекулы  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}_2$ , в то время, как из газовой фазы расходовался лишь кислород. Скорость убыли массы образцов определяли путем контрольного взвешивания образцов на аналитических весах. Скорость травления растет с увеличением тока разряда, при прочих неизменных условиях. Увеличение скорости потока газа сопровождается ростом скорости убыли массы. Температуру поверхности пленки измеряли остеклованной термопарой медь-константан. При росте температуры полимерной плёнки от 281 до 338 К скорость травления увеличивается с  $4,8 \times 10^{-8}$  до  $1,18 \times 10^{-7}$  г·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Скорость убыли массы плёнки уменьшается на 40% с ростом степени загрузки реактора полиэтиленом в указанном диапазоне.

Из электрофизических параметров плазмы в зависимости от загрузки измерялись: напряженность продольного электрического поля, которая изменялась в пределах от 11,37 до 20,47 В/см; вращательная температура  $\text{N}_2$  ( $\text{C}^3\text{P}_u$ ) менялась в диапазоне от 380 до 530 К; эффективная колебательная температура  $\text{N}_2$  ( $\text{C}^3\text{P}_u$ ) лежала в диапазоне от 3800 до 5400 К; приведенная напряженность электрического поля в плазме воздуха, реагирующей с ПЭ уменьшается от  $1,2 \cdot 10^{-15}$  до  $4,7 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup>.

Представленные данные показывают, что при условиях, характерных для плазменного модифицирования пленочных материалов и тканей, не учитывать влияние гетерогенных процессов на свойства плазмы и, следовательно, на кинетику химических взаимодействий нельзя в принципе.

## ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТРАНСПОРТИРОВКИ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ НЕЙТРОННОЙ ТРУБКИ

В.Г. Марков, И.А. Каньшин, Д.Е. Прохорович, А.Г. Садилкин

ФГУП «ВНИИА», Москва, РФ, e-mail: [vnii4@vniia.ru](mailto:vnii4@vniia.ru)

Ионно-оптическая система (ИОС) является неотъемлемой частью нейтронной трубки (НТ). ИОС определяет энергию ускоренных ионов изотопов водорода, которая, в частности, влияет на нейтронный поток НТ. Известно, что для получения одного и того же потока нейтронов выгоднее применять большее ускоряющее напряжение при малом токе трубки, чем наоборот [1]. Указанное обстоятельство накладывает дополнительные ограничения на обеспечение качества высоковольтной изоляции. В НТ при отсутствии должной фокусировки дейтронного пучка существуют проблемы распыления электродов ИОС, приводящие, в частности, к появлению проводящего слоя на поверхности высоковольтного изолятора, что может привести к его пробою. Кроме того, к ИОС выдвигается требование формирования пучка ионов, как правило, с постоянной плотностью тока для обеспечения равномерной плотности теплового потока на поверхности мишени. Указанные обстоятельства повышают роль математического моделирования ИОС, ориентированного на специфику работы НТ.

Цель работы – исследование процесса извлечения ионов изотопов водорода из ионного источника и их транспортировки к мишени НТ, оптимизация конструкции ИОС для сведения к минимуму роли вторичных процессов на поверхностях ее электродной системы и обеспечения равномерной плотности тока ионов на мишени.

Для исследования параметров корпускулярного потока, испускаемого источником ионов пеннинговского типа, применён диагностический комплекс, включающий одиночный зонд Ленгмюра, трёхэлектродный сетчатый электростатический зонд, сборку цилиндров Фарадея, эмиттансометр, схему визуализации следа корпускулярного пучка в ускорительном зазоре [2, 3]. Применение указанных диагностических средств позволило зарегистрировать следующие параметры корпускулярных потоков на выходе из ионного источника: электронную температуру проникающей за пределы ионного источника плазмы и концентрацию ионов в ней, распределение ионов по направленным кинетическим энергиям, полный ток эмитируемых ионов и распределение его плотности в поперечном сечении ионного потока; диаграммы эмиттанса, траекторию корпускулярного пучка в ускорительном зазоре.

Выполнено компьютерное моделирование процессов транспортировки корпускулярного пучка в газонаполненных нейтронных трубках с учетом явлений вторичной электронной эмиссии и ионизации атомов остаточного газа в ИОС НТ [3].

Работа поддержана грантом РФФИ №12-02-13510-офи\_M\_PA.

### Литература

- [1]. Кирьянов Г.И. Генераторы быстрых нейтронов. – М.: Энергоатомиздат. 1990, 224 с.
- [2]. А.Н. Долгов, В.Г. Марков, А.А. Окулов, Д.Е. Прохорович, А.Г. Садилкин, Д.И. Юрков. Диагностический комплекс для исследования параметров корпускулярных потоков из ионного источника. – Успехи прикладной физики, 2013, том 1, № 6, с. 739 – 743.
- [3]. А.Н. Долгов, В.Г. Марков, А.А. Окулов, Д.Е. Прохорович, А.Г. Садилкин, Д.И. Юрков, И.В. Визгалов, В.И. Рашиков, Н.В. Мамедов, Д.В. Колодко. Комплексный подход в изучении динамики корпускулярного пучка в ионно-оптической системе нейтронной трубки. – Успехи прикладной физики, 2014, том 2, № 3, с. 267 – 272.

## КИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТРАВЛЕНИЯ ПОЛИКАРБОНАТА В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ КИСЛОРОДА

А.А. Овцын, С.А. Смирнов

*ФГБОУ ВПО Ивановский государственный химико-технологический университет,  
Иваново, Россия, e-mail: moose2004@inbox.ru*

Низкотемпературная плазма пониженного давления в кислороде широко используется в различных приложениях, связанных с модификацией поверхности полимерных материалов. Свойства такого разряда, граничившего с химически реагирующей поверхностью, зависят от степени загрузки реактора полимерным материалом [1]. Это связано с влиянием потока продуктов плазмоокислительной деструкции в газовую фазу на внутренние параметры плазмы и кинетические закономерности травления полимерных материалов. В данной работе представлены результаты исследований кинетики травления поликарбоната в неравновесной плазме кислорода и влияния продуктов плазмоокислительной деструкции на параметры плазмы.

Эксперименты проводились в цилиндрическом реакторе из стекла радиусом 1,5 см. Тлеющий разряд постоянного тока возбуждали в потоке кислорода в диапазоне давлений 50 – 300 Па, токов разряда 20 – 110 мА и линейных скоростей потока газа от 10 до 80 см/с. Образцы поликарбоната марки Lехане 9030 толщиной 1 мм размещали по образующей на термостатируемой стенке реактора в зоне положительного столба. Доля поверхности реактора, занятая полимером достигала 30%. Состав стабильных продуктов в газовой фазе определяли методом масс-спектрометрии. Измерения показали, при всех параметрах разряда газообразные продукты плазменного воздействия одни и те же. Это молекулы  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}_2$ , а из газовой фазы расходуется только кислород. Скорость убыли массы образцов определяли с помощью периодического взвешивания на аналитических весах. Скорость травления растет с увеличением тока разряда, при прочих неизменных условиях и при увеличении давления возрастает в 4 раза, при постоянном токе и температуре. Увеличение скорости потока газа сопровождается ростом скорости убыли массы. При росте температуры от 298 до 356 К скорость травления увеличивается с  $6,4 \cdot 10^{-8}$  до  $4,9 \cdot 10^{-7}$  г·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Температурные зависимости скоростей убыли массы позволили рассчитать эффективную энергию активации: 3,66 кДж/моль. С ростом степени загрузки реактора в пределах погрешности измерения энергии активации практически не изменяется. Из электрофизических параметров плазмы измерялись: напряженность продольного электрического поля  $E$ , интенсивности излучения линий атомарного кислорода и водорода, интенсивность излучения полосы перехода  $\text{O}_2$  ( $b^1\Sigma_g^+$ ,  $V' = 0 \rightarrow X^3\Sigma_g^-, V = 0$ ). По абсолютной интенсивности этой полосы находилась концентрация синглетного кислорода  $\text{O}_2$  ( $b^1\Sigma_g^+$ ), а по ее неразрешенной структуре – вращательная температура, которая отождествлялась с температурой газа. При малом давлении в 50 Па и увеличении загрузки напряженность поля падает более чем на 50%, а в области высоких давлений изменяется незначительно, примерно на 10 – 15%. Таким же образом изменяется интенсивность излучения атомарного кислорода ( $3p^3P \rightarrow 3s^3S$ , нм) при изменении загрузки, причем при малых давлениях интенсивность является наибольшей. Интенсивность излучения линии  $\text{H}_\alpha$  ( $\lambda = 656$  нм) в области малых давлений от 50 – 100 Па возрастает значительно с увеличением загрузки, а в области высоких давлений увеличивается незначительно на 10 – 20%.

### Литература

- [1]. Смирнов С.А., Титов В.А., Рыбкин В.В. Влияние гетерогенных физико-химических процессов на параметры низкотемпературной плазмы // Российский химический журнал 2013, Т. LVII, № 3. С. 52 – 59.

## МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД МЕЖДУ АЛЮМИНИЕВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ И ЭЛЕКТРОЛИТОМ

\*С.Ю. Петряков, Аз.Ф. Гайсин, М.И. Шегай, Ф.М. Гайсин,

*\*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия, e-mail: [serioga\\_com@mail.ru](mailto:serioga_com@mail.ru)*

В настоящее время актуальной задачей является исследование многоканального разряда (МР) между алюминиевым электродом и электролитом. В данной работе с использованием видеокамеры SONY DSC-H9, произведены исследования многоканального разряда между алюминиевым проводом (марка АТ) и электролитом при атмосферном давлении. В качестве электролита использовался 5% раствор NaCl в технической воде. На рис. 1 представлены фотографии многоканального разряда между алюминиевым проводом и электролитом.

На рис. 1а многоканальный разряд горит внутри электролита (позиция 4), а на рис. 1б этот разряд распространяется по проволоке и горит между алюминиевым проводом и электролитом. Длительность горения разряда порядка 0,04 с. На рис. 1в показано, что многоканальный разряд начинает затухать, но на поверхности алюминиевого электрода остаются два плазменных образования (позиция 5). Как видно из рис. 1г, плазменные образования (позиция 5), отделяются от алюминиевого электрода и перемещаются в сторону электролита.

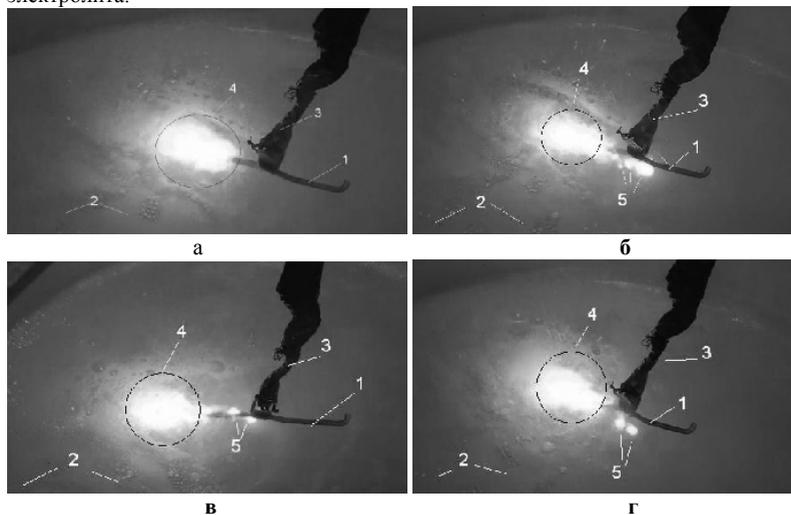


Рис.1. Многоканальный разряд: 1 – алюминиевая проволока, 2 – электролит, 3 – крепление для алюминиевого электрода, 4 – объёмный разряд, 5 – МР.

Анализ многочисленных фотографий разряда показали, что в случае вхождения алюминиевого электрода в электролит образуется объёмный МР, а в случае нахождения электрода над поверхностью электролита появляются многочисленные микроарзряды.

### Литература

- [1]. Гайсин Ф.М., Сон Э.Е. Возникновение и развитие объёмного разряда между твердыми и жидкими электродами // Химия плазмы. Под ред. Смирнова. М.: 1990. Т. 16. С. 120 – 156.
- [2]. Гайсин Ф.М., Сон Э.Е. Электрофизические процессы в разрядах с твердыми и жидкими электродами. Свердловск. Изд-во Уральского университета. 1989. 432 с.

## **ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ БЫСТРОГО Z - ПИНЧА, ОБНАРУЖЕННЫЕ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ И ТОРМОЗНОГО КОНТИНУУМА**

А.Н. Долгов, Д.Е. Прохорович

*ФГУП «ВНИИА», Москва, РФ, e-mail: [ynia4@vniia.ru](mailto:ynia4@vniia.ru)*

Быстрый Z-пинч в среде тяжелых элементов представляет интерес для изучения экстремальных состояний вещества и привлекателен в качестве высокоэффективного источника коротковолнового излучения для рентгенолитографии, рентгеновской микроскопии биологических объектов, управляемого термоядерного синтеза.

В работе представлены результаты спектрополяриметрического исследования рентгеновского излучения быстрого Z-пинча в среде тяжелых элементов в области характеристического спектра плазмообразующего элемента (железа). В устройстве типа низкоиндуктивной вакуумной искры реализован разряд в режиме микропинчевания [1, 2]. Длительность радиационного сжатия в стадии микропинчевания, в котором доминируют лучистые потери энергии составляет порядка  $10^{-10}$  с, что делает проведение измерений с соответствующим временным разрешением технически сложной задачей [3, 4].

Для исследования поляризации рентгеновского излучения использовалась методика брэгговского отражения излучения от анализирующего кристалла под углами, близкими к углу Брюстера. Характер поляризации тормозного континуума и линейчатого излучения ионов низкой кратности при его анализе свидетельствует о том, что в плазме перетяжки, образующейся в результате первого (так называемого МГД) сжатия, развивается процесс ускорения электронов в осевом направлении под действием электростатического поля резистивной природы. Протекание второго (радиационного) сжатия сопровождается раскачкой поперечных колебаний плазмы и возникновением сильных поперечных электрических микрополей, оказывающих влияние на поляризацию излучения ионов FeXVIII – FeXXV. Завершение сжатия и разлет плазмы перетяжки в дальнейшем на фоне продолжающегося разогрева под действием аномального сопротивления ведет к затуханию колебаний при соблюдении условия для существования продольного электрического поля. Следствием указанного обстоятельства является выраженная продольная ориентация электрического поля волны в излучении иона FeXXVI.

### **Литература**

- [1]. Бурцев В.А., Грибков В.А., Филиппова Т.И. Высокотемпературные пинчевые образования // Итоги науки и техники. Серия «Физика плазмы». Т. 2. М., 1981. С. 80 – 137.
- [2]. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. Формирование и развитие микропинчевой области в вакуумной искре // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211 – 1219.
- [3]. Erbert Ch.K., Koshelev K.N., Kunze H.-J. Time development of Mg micropinches in a low-inductance vacuum spark discharge // J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2000. V. 65. P. 195 – 206.
- [4]. Sinars D.B., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Chandler K.M., Hammer D.A. Temporal parameters of the X-pinch X-ray source // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. № 7. P. 2948 – 2956.

## СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД С ЖИДКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

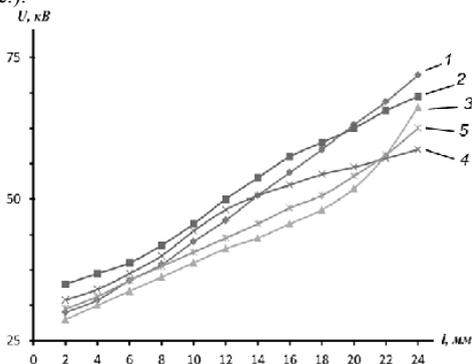
\*Садриев Р.Ш., Гайсин Ф.М., Багаутдинова Л.Н.

\*Набережночелнинский институт (филиал) КФУ, Набережные Челны, Россия,  
e-mail: [chelny@kpfu.ru](mailto:chelny@kpfu.ru)

Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А.Н. Туполева, Казань, Россия, e-mail: [tf@kai.ru](mailto:tf@kai.ru)

Большой интерес к исследованию сверхчастотного (СВЧ) разряда возник благодаря успехам современной электроники, сделавшим доступными генераторы СВЧ излучения большой мощности и связан с возможностью различных практических применений. Доказательством этого являются большое количество статей и трудов конференций, опубликованных в течение последних двух десятилетий о неравновесной низкотемпературной плазме СВЧ разрядов. СВЧ плазмотроны, имеющие ряд преимуществ перед ВЧ плазмотронами и плазмотронами постоянного тока находят все большее применение в плазмохимии [1] и в плазменной металлургии.

Экспериментальные исследования проводились на установке, предназначенной для изучения электрического разряда с источником СВЧ ( $f_0 = 40 - 100$  МГц). В качестве твердого электрода использовали различные формы стальных электродов, а в качестве второго электрода использовали электролит (техническая вода). Проведенные эксперименты позволили построить зависимости напряжения СВЧ разряда от межэлектродного расстояния при  $f_0 = 74$  МГц (см. рис.).



Формы электродов: 1 – горизонтальная пластина; 2 – четыре заостренных электродов; 3 – вертикальная пластина; 4 – пластина в виде лепестка, 5 – три параллельных пластин

Данная работа в значительной мере исходила из потребности приложений. Экспериментальные результаты позволяют сделать определенные выводы относительно возможности и эффективности практических приложений СВЧ разряда с жидкими электродами. Непосредственно проводились исследования механизмов распространения СВЧ разряда, на поверхности электролита. Выявлен переход стримерного разряда в искровую форму в зависимости от геометрической формы электродов, а также от режимов горения.

### Литература

[1]. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. Физматлит, Москва, 2008. 614 с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В РАЗРЯДЕ ХОЛЛОВСКОГО ДВИГАТЕЛЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРАХ ЕГО РАБОТЫ С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННОЙ ОДНОМЕРНОЙ ГИБРИДНОЙ МОДЕЛИ

А.С. Шашков

ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Москва, РФ, [restless.mipt@gmail.com](mailto:restless.mipt@gmail.com)

Существующие численные модели холловских двигателей (ХД) по способу описания плазмы можно условно разделить на 3 типа: гидродинамические [1, 2], кинетические [3, 4] и гибридные [5 – 9]. Гидродинамические модели используются, как правило, для качественной проверки каких-либо ключевых процессов, протекающих в разряде ХД. Гидродинамические расчеты не позволяют учесть всех нюансов протекающих в плазме процессов, но и не требуют больших вычислительных ресурсов. Кинетические расчеты являются на данный момент самым точным инструментом в описании плазменных процессов, однако для расчета хотя бы одного периода ионизационных колебаний таким способом потребуются выполнить в тысячи раз больше вычислительных операций, чем в гидродинамических расчетах. Гибридные модели являются некоторым компромиссом. Они позволяют подробно рассчитывать траектории движения нейтральных частиц и ионов, но при этом, для сокращения времени расчета, используют гидродинамическое описание движения быстрой компоненты плазмы.

В настоящий момент в Центре Келдыша активно ведутся работы по созданию холловских двигателей нового поколения, соответствующих по своим характеристикам требованиям современных космических аппаратов. Для разработки таких двигателей необходима численная модель, способная точно предсказывать тенденции в изменении параметров ХД и при этом требующая минимальное количество времени для расчета.

В качестве отправной точки на пути создания такой модели была разработана одномерная модель гибридного типа. В работе рассмотрено влияние на амплитуду колебаний и частоту ионизационной моды таких параметров, как температура нейтрального газа, положения максимума магнитного поля, величины максимума магнитного поля и т.д. Установлено, что на характеристики ионизационной моды существенно влияет точность описания движения нейтральных частиц.

### Литература

- [1]. S. Barral, E. Ahedo \ 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, AIAA 2006-5172, (2006).
- [2]. I. G. Mikellides, I. Katz, R. R. Hofer, D. M. Goebel, K. Gryns, A. Mathers \ 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, AIAA 2010-6942, (2010)
- [3]. K. Hara, I.A. Boyd \ 33<sup>rd</sup> International Electric Propulsion Conference, IEPS-2013-266, (2013).
- [4]. J. C. Adam, A. Héron, G. Laval \ *Phys. Plasmas* 11, 295, (2004).
- [5]. J. P. Boeuf, L. Garrigues \ *J. Appl. Phys.* 84, 3541, (1998).
- [6]. M. K. Scharfe, N. Gascon, M. A. Cappelli, E. Fernandez \ *Phys. Plasmas* 13, 083505, (2006).
- [7]. F. I. Parra, E. Ahedo, J. M. Fife, M. Martínez-Sánchez \ *J. Appl. Phys.* 100, 023304, (2006).
- [8]. J. Bareilles, G. J. M. Hagelaar, L. Garrigues, C. Boniface, J. P. Boeuf, N. Gascon \ *Phys. Plasmas* 11, 3035, (2004).
- [9]. L. Garrigues, A. Heron, J. C. Adam, J. P. Boeuf \ *Plasma Sources Sci. Technol.* 9 219, (2000).

## КИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТРАВЛЕНИЯ ПОЛИПРОПИЛЕНОВОЙ ПЛЁНКИ В ПЛАЗМЕ АРГОНА

С.А. Шибаев, Д.В. Кадников, С.А. Смирнов

*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия,  
e-mail: [sas@isuct.ru](mailto:sas@isuct.ru)*

Одним из интересных приложений плазмы аргона является ее использование для модификации поверхности различных полимерных материалов без существенного травления самого полимера. Основными активными частицами тлеющего разряда пониженного давления в аргоне являются кванты УФ-излучения, положительные ионы и метастабильные атомы аргона. При плазмохимическом травлении полимерных материалов наблюдается выделение газообразных продуктов - молекул  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}_2$ . С увеличением количества полимера в реакторе, количество таких газообразных продуктов гетерогенных реакций и изменение граничных условий для активных частиц плазмы может привести к существенному изменению физических параметров плазмы, а следовательно скоростей генерации активных частиц и скорости целевого процесса плазмохимической обработки [1].

Целью настоящей работы было исследование кинетики травления плёнки полипропилена (ПП) в широком диапазоне внешних параметров плазмы аргона.

Разряд постоянного тока возбуждали в цилиндрическом проточном стеклянном реакторе из стекла диаметром 3 см в диапазоне давлений 50 – 300 Па и токов разряда 20 – 110 мА. Скорость потока газа меняли в интервале 10 – 80 см/с при нормальных условиях. Образцы пленок полипропилена размещали в виде нескольких цилиндров на термостатируемой стенке реактора в области положительного столба. Температуру плёнки измеряли остеклованной термопарой медь-константан. Длину общей образующей нескольких полимерных цилиндров изменяли в пределах от 4 до 12 см. При этом положение крайнего образца оставалось неизменным, а доля внутренней поверхности реактора, закрытая полимером, увеличивалась от 10,8 до 32,4 %. Состав стабильных продуктов в газовой фазе определяли методом масс-спектрометрии. При всех параметрах разряда и степени загрузки реактора газообразными продуктами плазменного воздействия являлись молекулы  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}_2$ . Скорость убыли массы образцов определяли путем контрольного взвешивания образцов на аналитических весах. Скорость травления практически линейно растет с увеличением тока разряда, при прочих неизменных условиях. Увеличение скорости потока газа сопровождается ростом скорости убыли массы вплоть до скорости потока 80 см/с. При росте температуры полимерной плёнки от 290 К до 340 К скорость травления увеличивается с  $1,1 \times 10^{-9}$  до  $4,6 \times 10^{-8}$  г·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Скорость убыли массы плёнки увеличивается с ростом степени загрузки реактора полипропиленом. При всех внешних параметрах горения разряда скорости убыли массы различных образцов полимерной плёнки зависели от расположения относительно начала положительного столба разряда (ввода потока газа). Плёнки расположенные “ниже” по течению потока газа травятся быстрее на 10 – 30%. Налицо влияние газообразных продуктов гетерогенных процессов на кинетику химических взаимодействий активных частиц плазмы с полимерным материалом. Анализ механизма такого влияния требует построения математической модели разряда в аргоне включающей продукты деструкции полимера в газовой фазе.

### Литература

- [1]. Смирнов С.А., Титов В.А., Рыбкин В.В. Влияние гетерогенных физико-химических процессов на параметры низкотемпературной плазмы // Российский химический журнал 2013, Т. LVII, № 3. С. 52 – 59.

## ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ НЕКОНГРУЭНТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В КУЛОНОВСКИХ СИСТЕМАХ НА БАЗЕ МОДЕЛИ БИНАРНОЙ ИОННОЙ СМЕСИ

Н.Е. Строев, \*И.Л. Иосилевский

*Объединенный институт высоких температур РАН, г.Москва, Россия,  
e-mail: [nikita.stroev@phystech.edu](mailto:nikita.stroev@phystech.edu)*

*\* Объединенный институт высоких температур РАН, г.Москва, Россия,  
e-mail: [iosilevskiy@gmail.com](mailto:iosilevskiy@gmail.com)*

Построена простейшая кулоновская модель неконгруэнтного фазового перехода (НКФП) типа газ – жидкость с верхней критической точкой в безассоциативной [1] модифицированной модели бинарной ионной смеси (BIM – binary ionic mixture) на однородно-сжимаемом фоне идеального (или неидеального) электронного газа /BIM(-)/. В случае одного сорта ионов эта модификация является суперпозицией коррелирующих только «в среднем» моделей ОСР ионов и ОСР электронов на электростатическом компенсирующем фоне (Double ОСР [2]). Для описания ион-ионных корреляций (кулоновской неидеальности) использована аналитическая аппроксимация (УРС) Потехина и Шабрие [3] в сочетании с т. н. приближением «линейной смеси» (LM – Linear Mixing Rule). Для электрон-электронных – аппроксимация Ичимару [4]. Фазовое равновесие для заряженных компонент рассчитывалось согласно условиям Гиббса – Гугенхейма [1] равенства обобщенных электрoхимических потенциалов.

Вследствие принятых упрощений модель BIM(-) позволяет производить полный расчет параметров фазового равновесия и детально проследить особенности реализации неконгруэнтного равновесия в сравнении с более простым (стандартным) режимом принудительно-конгруэнтного испарения. В частности, в BIM(-) воспроизведена двумерная («бананообразная») структура границы двухфазной области  $P-T$  фазовой диаграммы и характерная немонотонная форма калорической фазовой диаграммы энтальпия-температура, аналогичные полученным ранее в расчетах неконгруэнтного испарения в химически активной плазме продуктов высокотемпературного нагрева системы уран-кислород [5]. Рассчитаны параметры линии критических точек (КТ) на всем интервале пропорций ионов  $0 < x < 1$ , включая два опорных значения, когда КТ неконгруэнтного испарения совпадает с двумя раздельными «концевыми» точками (end-points) на границе двухфазной области – точкой экстремальной температуры и экстремального давления,  $x_T$  и  $x_p$ . На  $x-T$  диаграмме вычислены области т. наз. высокотемпературного «ретроградного» режима пересечения двухфазной области изотермами, изобарами и изоэнтропами. Наконец, отчетливо продемонстрировано свойство низкотемпературного неконгруэнтного перехода газ – жидкость – «дистилляции», слабо проявляющееся в химически активной плазме [5 – 6], и напротив, отчетливо проявляющееся в экзотической реализации неконгруэнтного перехода в сверхплотной ядерной материи [7].

### Литература

- [1]. Иосилевский И.Л. Эффекты неидеальности в низкотемпературной плазме, , Том приложений III-1 М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, сс.349-428.
- [2]. Иосилевский И.Л. ТВТ **23**, 1041 (1985).
- [3]. Potekhin A.Y., Chabrier G. Phys. Rev. E **62**, 8554 (2000) // E **79**, 016411 (2009).
- [4]. Ichimaru S., Iyetomi H., and Tanaka S., Phys. Rep. **149**, 91 (1987).
- [5]. Iosilevskiy I., Hyland G., Yakub E., Ronchi C. Int. Journ. Thermophys. **22**, 1253 (2001)
- [6]. Иосилевский И.Л., Грязнов В.К. и др. Известия РАН. Серия ”Энергетика”, N 5, 115 (2011).
- [7]. Hempel M., Dexheimer V., Schramm S., Iosilevskiy I., Phys. Rev. C **88**, 014906 (2013).

## ОСОБЕННОСТИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА С ЖИДКИМ ЭЛЕКТРОЛИТНЫМ КАТОДОМ В ЗАТРУДНЕННЫХ УСЛОВИЯХ ГОРЕНИЯ

Х.К. Тазмеев, \*Г.Х. Тазмеев

*Набережночелнинский институт (филиал) Казанского (Приволжского) федерального университета, Набережные Челны, Россия, e-mail: [tazmeevh@mail.ru](mailto:tazmeevh@mail.ru)*

*\*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева, Казань, Россия, e-mail: [tazmeevg@mail.ru](mailto:tazmeevg@mail.ru)*

При использовании жидкого электролита в качестве электрода в плазменном столбе газового разряда, а также в самом электролите образуются в значительном количестве химически активные частицы. В связи с этим газовые разряды с жидкими электролитными электродами представляют практический интерес как источники реагентов для иницирования и ускорения различных плазмохимических процессов, как в жидкостях, так и в газообразной среде.

В данной работе в качестве электролита использовался раствор поваренной соли в дистиллированной воде. Разряд зажигался между электролитом, вытекающим из цилиндрического канала в вертикальном направлении, и металлическим электродом-анодом, смонтированным над электролитом напротив выходного отверстия канала. Источником питания служил трехфазный двухполупериодный выпрямитель. Пульсации напряжения сглаживались индуктивно-емкостным фильтром. Спектры излучения зафиксировались высокоскоростным оптоволоконным спектрометром AvaSpec-3648 в диапазоне длин волн 484 – 708 нм с разрешением 0,15 нм. Ток и напряжение регистрировались осциллографом с полосой пропускания 25 МГц.

Эксперименты показали, что разряд горит устойчиво при интенсивном поступлении потока вещества с поверхности катода в плазменный столб. Уменьшение тока, а также увеличение скорости прокачки электролита через катодный узел способствовали ослаблению такого массового потока от электролита в разрядную область. Тем самым создавались затрудненные условия для горения разряда. Изменение условий визуально наблюдалось невооруженным глазом. Монотонная желтая окраска плазменного столба менялась. При уменьшении тока появлялись области с сине-голубым излучением в прианодной части, и дальнейшее снижение тока приводило к расширению таких областей в сторону электролитного катода. Зафиксировалось существенное ослабление интенсивности желтой *D*-линии натрия.

При увеличении скорости прокачки электролита через катодный узел и одновременном повышении тока проявилась другая особенность излучения. Внутри плазменного столба возникали ярко светящиеся узкие каналы. В осциллограммах регистрировались пульсации тока и напряжения с резким передним фронтом. Пульсации появлялись хаотично, и их продолжительность менялась случайным образом в пределах от 2 до 8 мс. Интегрирование сигнала для спектрометра в указанных интервалах времени позволило зафиксировать бальмеровские линии  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ , причем интенсивность линии  $H_{\alpha}$  была намного выше интенсивности желтой *D*-линии натрия.

Применением метода относительных интенсивностей была рассчитана электронная температура. Ее максимальное значение получилось в пределах 5500 – 6500 К. В моменты появления пульсаций ток возрастал до 30 А, а мгновенное значение мощности разряда достигало до 50 кВт.

Таким образом, опыты показали, что меняя условия горения можно повлиять на содержание химически активных частиц в составе получаемой плазмы, в частности, можно обогащать ее атомарным водородом.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬЕЙ В ЖИДКОМ *n*-ГЕПТАНЕ ПРИ СОЗДАНИИ СВЧ РАЗРЯДА В ОБЪЕМЕ ЖИДКОСТИ

\*Лебедев Ю.А., Татаринов А.В., Эпштейн И.Л., \*\*Мухамадиева А.Р.

\*ФГБУН ИХС РАН, Москва, Россия, [lebedev@ips.ac.ru](mailto:lebedev@ips.ac.ru)

\*\*МФТИ (государственный университет), Долгопрудный, Россия

Неравновесная плазма, находящаяся внутри газовых пузырей в жидкости, является объектом интенсивного исследования в последнее десятилетие [1]. Использование такие плазменных систем является эффективным средством проведения плазмохимических реакций. Настоящая работа продолжает исследования, проведенные в ИХС РАН [2–4], и посвящена первому этапу моделирования таких систем, связанному с описанием образования паровых пузырей в *n*-гептане при внешнем атмосферном давлении. Моделируемая задача может быть представлена в следующем виде: в стакан, заполненный *n*-гептаном, с помощью коаксиальной линии вводится СВЧ энергия. На ее конце возникает плазма и происходит образование паровой области. Положение границ между жидкой и газовой фазой меняется со временем.

Для анализа процесса образования и кипения пузыря использовалась двумерная осесимметричная модель, включающая в себя систему уравнений Навье-Стокса для двухфазного дозвукового потока несжимаемой жидкости и сжимаемого газа, уравнение теплопроводности, уравнение Максвелла для СВЧ поля и уравнения баланса для концентрации электронов и для концентрации гептана в газовой фазе. Предварительно были проведены расчеты кинетики термического разложения *n*-гептана с использованием схемы реакций, разработанной в [5]. На основании полученных данных было получено соотношение для скорости грунто-реакции разложения *n*-гептана.

Расчеты позволили проследить эволюцию картины течения. В начальный момент внутри каверны задан небольшой пузырек перегретого газа. Сценарий дальнейшего процесса сильно зависит от падающей СВЧ мощности. Возможны режимы, когда пузырек пропадает, раздувается и остается на месте, или переходит в столб перегретого пара. В небольшом промежуточном диапазоне мощностей возможен режим периодического образования пузырей и их дальнейшего всплывания. Плазма в нашем случае горит только в непосредственной близости к центральному электроду. При всплывании пузыря плазма внутри него отсутствует. Температура в области вблизи центрального электрода, обусловленная поглощением СВЧ-энергии в плазме и эндотермической реакции разложения гептана, составляет примерно 1300 К, что согласуется с экспериментальными данными [4]. По мере всплывания пузырь очень быстро остывает за счет испарения кипящей жидкости внутрь пузыря, и его температура становится примерно равной температуре кипения

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, проект № RFMEF157514X0060.

### Литература

- [1]. Bruggeman P., Leys C. J. Phys.D: Appl. Phys, 2009, V. 42, 053001.
- [2]. Buravtsev N.N., Konstantinov V.S., Lebedev Yu.A., Mavlyudov T.B. Microwave Discharges: Fundamentals and Applications ed. By Yu.A. Lebedev. - Yanus-K. - 2012. -P. 167-170.
- [3]. Ю. А. Лебедев, В. С. Константинов, М. Ю. Яблоков, А. Н. Щеголихин, Н. М. Сурин. - Химия высоких энергий, 2014, т. 48, с. 496
- [4]. Lebedev Yu. A., Epstein I. L., Shakhmatov V. A., Yusupova E. V., Konstantinov V. S. High Temperature, 2014, V. 52, p. 319.
- [5]. Curran H.J., Gaffun P., W.J.Pitz and Westbrook K. Combustion and Flame, 1998, V.114, 149

## МНОГОКАНАЛЬНЫЕ РАЗРЯДЫ МЕЖДУ ПОРИСТЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

\*И.И. Галимзянов, А.Ф. Гайсин

\*Зеленодольский институт машиностроения и информационных технологий (филиал)  
 КНИТУ-КАИ, e-mail: [LShGasimova@kai.ru](mailto:LShGasimova@kai.ru)  
 Казанский национальный исследовательский технический университет  
 им. А.Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия, e-mail: [almaz87@mail.ru](mailto:almaz87@mail.ru)

Одним из новых методов получения неравновесной низкотемпературной плазмы при атмосферном и пониженных давлениях является использование многоканального разряда (МР) между влажными и пористыми электродами. Анализ литературных данных показал, что физические процессы в электрических разрядах между влажными и пористыми электродами практически не изучены [1, 2]. В работе [1] представлены результаты экспериментальных исследований электрического разряда между струйным электролитическим анодом и пористым катодом. В [2] приведены результаты экспериментального исследования электрического разряда между горизонтально расположенными влажными и пористыми электродами при атмосферном давлении. В данной работе экспериментально изучены некоторые физические процессы горения МР между влажными и пористыми электродами расположенными вертикально в интервале напряжения  $U = 300 \div 1500$  В, тока разряда  $I = 0,01 \div 2$  А, межэлектродного расстояния  $l = 1 \div 10$  мм и расходе электролита  $G = 0,5 \div 8$  г/с, давления  $P = 10^3 \div 10^5$  Па.

Установка состоит из пористого анода 1 и катода 2, предназначенная для исследования МР. Через медную трубку 3 подается электролит. В качестве электролита используют насыщенный раствор NaCl в технической воде. Высоковольтный источник питания 4. Пористые электроды представляют собой материалы из поролона или микрофибры. Видеосъемки производились на видеокамеру «Sony HDR-SR72E».

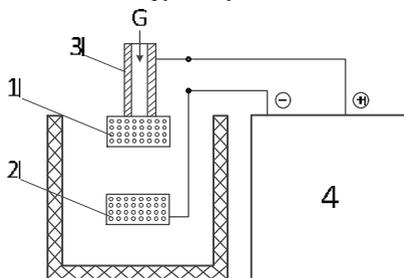


Рис. 1. Разрядное устройство

Анализ экспериментальных данных показал, что горения МР существенно зависит от давления и межэлектродного расстояния между влажными и пористыми электродами. При  $P = 10^5$  Па и  $l < 5$  мм наблюдаются многоканальные разряды различной формы. При пониженных давлениях МР переходит в тлеющий разряд.

### Литература

- 1]. Логинов Н.А. Электрический разряд между струйным электролитическим анодом и пористым катодом: дис. ...канд. техн. наук. Казань, КНИТУ-КАИ, 2010.
- 2]. Гайсин Ал.Ф., Гасимова Л.Ш., Леушка М.А., Логинов Н.А., Фахрутдинова И.Т. Электрические разряды между пористыми электродами при атмосферном давлении. XLII Междунар. Звенигородская конф. по физике плазмы и УТС: тез. докл. Москва, 2014. С. 225.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЧЕ РАЗРЯДА С ЖИДКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

\*В.С. Желтухин, А.Ф. Гайсин, \*\*И.Ш. Абдуллин, \*\*\*В.Ю. Чебакова

*Казанский национальный исследовательский технический университет*

*им. А.Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия, e-mail: [almaz87@mail.ru](mailto:almaz87@mail.ru)*

*\*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия, e-mail: [vzheltukhin@gmail.com](mailto:vzheltukhin@gmail.com)*

*\*\*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия, e-mail: [abdullin\\_i@kstu.ru](mailto:abdullin_i@kstu.ru)*

*\*\*\*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия, e-mail: [vchebakova@mail.ru](mailto:vchebakova@mail.ru)*

Несмотря на большие возможности использования разряда между жидким и твердым электродами, физические процессы, протекающие в таких разрядах, мало изучены. В работе построена модель для исследования ВЧЕ-разряда в аргоне между круглыми плоскопараллельными электродами, один из которых (заземленный) погружен в воду. При построении математической модели расстояния между электродами полагается равным  $l$ , глубина электролита  $\alpha$ . Соответственно, координата  $x=0$  соответствует заземленному электроду,  $x=l$  – нагруженному,  $x=\alpha$  соответствует границе раздела двух сред: жидкости и газа. Рассматривается модель разряда в аргоне.

При  $\alpha < x < l, t > 0$  модель включает в себя следующие уравнения: Пуассона для потенциала электрического поля, конвекции-диффузии для электронного и ионного газов, баланса метастабильных атомов, баланса нейтральных атомов в основном состоянии.

Зависимости коэффициентов диффузии, частоты ионизации, констант скоростей реакций возбуждения и тушения метастабильных состояний, диссоциации и моляризации, взяты из работ [1–6]. Граничные условия для потенциала электрического поля, конвекции-диффузии для электронного и ионного газов формулируются в общепринятом виде [7]. Граничные условия для уравнения баланса метастабильных на границе раздела вода-газ (при  $x = \alpha$ ) учитывают плазмохимические процессы диссоциации молекул воды или их моляризации, в зависимости от направления поля.

Построенная математическая модель ВЧЕ – разряда с жидким электродом позволяет оценить основные характеристики аргона в промежутке между водой и нагруженным электродом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 15-01-05686, 14-01-00755) и Минобрнауки РФ (базовая часть госзадания, проект от 01.02.2014 г. № 2196).

### Литература

- [1]. Dimitris P. Lymberopoulos and Demetre // J. Economou. J. Appl. Phys. 1993. V. 73, № 8 (15 April 1993). P.3668-3679.
- [2]. Ткачев А.Н., Феденев А.А., Яковленко С.И. // Журнал технической физики. 2007. Т. 77, Вып. 6. С. 22-27.
- [3]. Смирнов Б.М.. Возбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982. 232 с.
- [4]. Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Чебакова В.Ю., Шнейдер М.Н. Ученые записки Казанского университета. Серия физико-математические науки. 2013. Т. 155, Кн. 2. С. 127-134.
- [5]. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [6]. А.М. Орлов, И.О. Явтушенко, Д.С. Боднарский. Журнал технической физики. 2013. Т. 83, Вып. 3. С. 54-60.
- [7]. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостный разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. М: Изд-во МФТИ, 1995. 320 с.

## ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ЕМКОСТНОЙ РАЗРЯД С ЖИДКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

А.Ф. Гайсин, \*И.Ш. Абдуллин

*Казанский национальный исследовательский технический университет*

*им. А.Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия, e-mail: [almaz87@mail.ru](mailto:almaz87@mail.ru)*

*\*Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия, e-mail: [abdullin\\_i@kstu.ru](mailto:abdullin_i@kstu.ru)*

Эффективным методом модификации различных материалов является обработка в низкотемпературной плазме высокочастотного емкостного разряда между твердыми электродами [1].

Целью данной работы является изучение слаботочного высокочастотного емкостного разряда между твердым и жидким электродами в аргоновой среде в широком диапазоне давления  $P = 2 \cdot 10^3 \div 10^5$  Па и межэлектродного расстояния  $l = 1 \div 8$  мм.

Разрядная камера для исследования ВЧЕР между металлическим электродом, электролитом состоит из непроточной электролитической ячейки и устройства для закрепления металлического электрода. Потенциалы от высокочастотного источника питания подаются на нижнюю медную пластину, которая находится в электролитической ячейке и металлический электрод. В качестве электролита используется насыщенный раствор NaCl в технической воде.



Рис. 1. Высокочастотный емкостной разряд в аргоне между медной пластиной и электролитом из насыщенного раствора NaCl в технической воде при  $l = 6$  мм:  $a - P = 10^5$  Па;  $b, v, z - P = 10^4$  Па

Фотографии разряда осуществлялись цифровой камерой «Panasonic» DMC-FZ20. Аргон подавался в разрядную камеру через специальное устройство. Источником напряжения служил высокочастотный генератор ВЧГ8-60/13, настроенным на частоту 13,58 МГц. Некоторые результаты экспериментального исследования высокочастотного емкостного разряда представлены на фотографии рис. 1а–з. Фотография рис. 1а соответствует горению ВЧЕР при атмосферном давлении. Как видно из фотографии рис. 1а, наблюдаются микроканалы, которые охватывает ореола. С дальнейшим понижением давления от  $10^5$  до  $10^4$  Па. ВЧЕР становится объемным (фотографии рис. 1б, в и з). Время экспозиции разряда меняется от  $t = 0,04$  до  $t = 0,12$  с. В данном случае наблюдается особенность горения ВЧЕР. Если при  $t = 0,04$  с (фотография рис. 1б) узкий слой электролита светится, то при  $t = 0,08$  с (фотография рис. 1в) охватывает большую часть электролитической ванны. Как видно из фотографии рис. 1з, свечение гаснет.

В данной работе установлено устойчивое горение слаботочного ВЧЕР в аргоновой среде в широком диапазоне давления. Переход слаботочного ВЧЕР в сильноточный емкостной разряд происходит при больших токах разряда.

### Литература

- [1]. Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Сагбиев И.Р., Шаехов М.Ф. Модификация нанослоев в высокочастотной плазме пониженного давления. Казань: Казан. гос. технол. ун-т, 2007. 354 с.

## РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДЕ С ЖИДКИМ АНОДОМ

Гайсин А.Ф., Басьров Р.Ш.

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева, Казань, РФ, e-mail, [rafikbasyrov@mail.ru](mailto:rafikbasyrov@mail.ru)

Рассматривается модель тлеющего разряда между электролитическим анодом и штыревым металлическим катодом. Численно решаются уравнения баланса концентраций электронов и ионов, уравнение для потенциала электрического поля. Рассчитаны распределения потенциала электрического поля и концентрации электронов в разрядном промежутке.

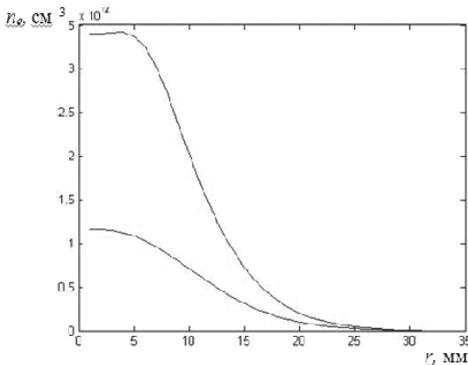


Рис. 1. Радиальное распределение концентрации электронов при  $z = 17$  мм и  $z = 15$  мм

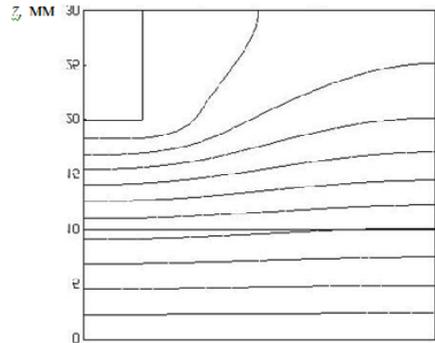


Рис. 2. Эквипотенциальные линии

Электролит рассматривался как однородная проводящая среда с заданной электропроводностью. Принято условие цилиндрической симметрии относительно оси  $z$ . Расчеты производились для давлений  $p = 10 \div 20$  кПа.

### Литература

- [1]. Z. Donk'о, P. Hartmann and K. Kutasi. On the reliability of low-pressure dc glow discharge modeling. *Plasma Sources Sci. Technol.* 15 (2006) 178–186.
- [2]. Zoran Ristivojevic, Zoran Lj. Petrovi'c. Multigrid solver for axisymmetrical 2D fluid equations. arXiv:0811.4446v1 [physics.plasm-ph] 26 Nov 2008.
- [3]. A. Fridman, A. Chirokov and A. Gutsol. Non-thermal atmospheric pressure discharges. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38 (2005) R1–R24.
- [4]. Л.А. Палкина, В.М. Смирнов, В. Фирсов. Подвижность электронов в плотных газах. *ЖЭТФ*. Т. 61, 2319-2325 (1971).

## ЗОНДОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НЕОДНОРОДНОГО СВЧ РАЗРЯДА В АЗОТЕ

<sup>1,2</sup>Г.В. Крашевская, <sup>1</sup>Ю.А. Лебедев, <sup>1</sup>М. А. Гоголева

<sup>1</sup>ФГБУН Институт Нефтехимического Синтеза им. А.В.Топчиева РАН (ИНХС РАН), Москва, Россия: [e-mail lebedev@lps.ac.ru](mailto:e-mail.lebedev@lps.ac.ru)

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

Одной из важных задач физики и применений неравновесной газоразрядной низкотемпературной плазмы является изучение структуры разрядов. Это особенно важно при исследовании сильно неоднородных разрядов, в которых состав плазмы и физико-химические процессы зависят от пространственных координат. К таким разрядам относится неравновесный электродный СВЧ разряд при давлениях 0,5 – 20 Торр [1, 2]. Неоднородность связана как со способом возбуждения разряда, так и с присутствием областей плазменного резонанса. Первые зондовые исследования такого разряда в азоте было проведено ранее, однако исследовалось только радиальное распределение параметров электронной компоненты [3].

В настоящей работе описаны первые результаты исследования аксиальных и радиальных распределений параметров электронной компоненты плазмы разряда в азоте при давлении 1 Торр и падающих мощностях 60–100 Вт (частота 2,45 ГГц). Использовался двойной вольфрамовый электрический зонд (диаметр зонда 100 мкм, длина неизолированной части 2,1 мм, расстояние между зондами 2,8 мм). В качестве фильтра использовались резисторы 20 кОм, последовательно включенные в зондовую цепь вблизи зондов. Была разработана система двухкоординатного перемещения вдоль оси разряда и по радиусу с шагом 0,1 мм. В качестве зондового напряжения использовался синусоидальный сигнал частотой 10 Гц и амплитудой  $\pm 38$  В, измерительное сопротивление 5,6 кОм. Осциллограммы тока и напряжения регистрировались с помощью цифрового запоминающего осциллографа фирмы Tektronix TPS2024 с изолированными каналами, что позволило обеспечить при измерениях гальваническую развязку зонда от заземленной камеры. Вне светящейся области разряда были получены однозондовые характеристики при использовании противозонда разрядную камеру. Результаты, полученные с помощью однозондовой и двухзондовой методик находятся в удовлетворительном согласии.

Измерения показали, что температура электронов изменяется от 4,5 эВ вблизи антенны до 1,0 эВ вдали от нее. Концентрация ионов превышает критическую концентрацию вблизи антенны и уменьшается на порядок величины при удалении от нее. Разность потенциалов между зондами достигает 10 в светящейся области и практически отсутствует вне её. Важно отметить, что зависимость разности потенциалов от аксиальной координаты немонотонная, причем немонотонность растет при увеличении падающей мощности. Это означает, что неоднородность разряда растет при увеличении падающей мощности.

### Литература

- [1]. Lebedev Yu.A., Mokeev M.V, Solomakhin P.V., Shkhatov V.A., Tatarinov A.V., Epstein I.L. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2008, V.41, 194001.
- [2]. Lebedev Yu A, Tatarinov A V, Shkhatov V A, Epstein I L 2010 *J. Phys.: Conf. Series*, **207** 012002.
- [3]. Lebedev Yu.A., Bardosh L. *High Temperature*, 2000, Vol. 38, p. 528.

## РАСШИРЕНИЕ ПЛАЗМЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ В ВАКУУМ

Ю. В. Медведев

*ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия,  
e-mail: medve@mail.ru*

Из огромного многообразия многокомпонентных плазм весьма важным для приложений является случай плазмы с отрицательными ионами, то есть трехкомпонентной плазмы, состоящей из электронов, положительных и отрицательных ионов. Расширение плазмы является неотъемлемым элементом течения практически во всех лабораторных установках. Это явление не только влияет на распределения параметров плазмы, но и во многих случаях определяет время существования такой плазмы, поскольку в процессе расширения из плазмы вытекает некоторая часть положительных ионов и электронов. Они образуют отдельную область двухкомпонентной плазмы. Расширение бесстолкновительной плазмы с отрицательными ионами в вакуум изучалось в работах [1 – 3].

В докладе рассматривается расширение бесстолкновительной плазмы с отрицательными ионами в вакуум в случае, когда температуры всех сортов частиц одинаковы. В начальный момент времени  $t = 0$  плазма имеет однородное распределение с плотностями  $n_{e0}$ ,  $n_{i0}$  и  $n_{j0}$ , соответственно, электронов, положительных и отрицательных ионов. Она расположена в левом полупространстве  $-\infty < x \leq 0$ , где выполняется условие квазинейтральности, а электростатический потенциал равен нулю  $\varphi_0 = 0$ . Правое полупространство  $0 < x < +\infty$  представляет собой вакуумную область. Задача состоит в исследовании эволюции начального состояния во времени.

Движение плазмы изучалось с помощью численного моделирования по методу частиц в ячейке. Моделирование процесса проведено для разных значений начального отношения плотностей отрицательных и положительных ионов  $n_{j0} / n_{i0}$  и двух вариантов отношения масс отрицательного и положительного ионов  $m_j / m_i$ .

Было установлено, что течение может характеризоваться наличием или отсутствием бесстолкновительной ударной (или дозвуковой осцилляторной) волны разрежения. Найдено, что в случае, когда более тяжелыми являются положительные ионы  $m_i > m_j$ , волна с осцилляторной структурой не образуется, и плотность частиц монотонно падает с ростом координаты. Лёгкие отрицательные ионы вытягиваются расширяющимися положительными ионами в сторону вакуума. В ином случае, когда более тяжелыми являются отрицательные ионы  $m_j > m_i$ , их движение с малыми тепловыми скоростями не может размыть возникающую осцилляторную волну. Плотность отрицательных ионов довольно резко падает при подходе к вакуумной области.

Расчёты показали, что с увеличением плотности отрицательных ионов скорость фронта осцилляторной структуры быстро возрастает. Очевидно, что с увеличением скорости волны может измениться характер движения. Так при дозвуковых скоростях фронт волны расширяется, а при сверхзвуковых скоростях он сохраняет свою форму, и движение представляет собой бесстолкновительную ударную волну. Переход через скорость звука происходит при определённом значении плотности отрицательных ионов для каждого ионного состава. Так для плазмы, состоящей из электронов, положительных ионов  $K^+$  и отрицательных ионов  $C_{60}$ , переход от одного режима течения к другому происходит при критическом отношении плотностей  $n_{j0} / n_{i0} \approx 0,73$ , то есть бесстолкновительная ударная волна существует при достаточно большом отношении плотностей.

### Литература

- [1]. El-Zein Ya., Amin A., Kim H.-S., Yi S., Lonngren K. E. Phys. Plasmas, 1995, V.2, P.1073.
- [2]. Garsia L. G., Goedert J., Figueira H., Fijalkow E., Feix M. R. Phys. Plasmas, 1997, V.4, P.4240.
- [3]. Medvedev Yu. V. Plasma Phys. Control. Fusion, 1999, V.41. P.303.

## ТЕЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ С ЭЛЕКТРОН-ИОННОЙ ПЛАЗМОЙ

Ю. В. Медведев

*ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия,  
e-mail: medve@mail.ru*

При образовании плазмы с отрицательными ионами в экспериментальных устройствах нередко возникает ситуация, когда рядом друг с другом существуют две области, одна из которых заполнена трёхкомпонентной плазмой, а другая – двухкомпонентной. То же самое наблюдается и при расширении плазмы с отрицательными ионами в вакуум [1]. Свойства плазмы с отрицательными ионами, время и условия её существования могут в значительной степени зависеть от свойств окружающей двухкомпонентной плазмы. Представляет интерес эволюция такого пространственного разделения двух сортов плазмы.

В докладе изучается движение плазмы с отрицательными ионами вблизи границы раздела с электрон-ионной плазмой. Рассматривается бесстолкновительная плазма в предположении, что электроны можно считать находящимися в равновесии с электрическим полем, а их плотность можно определять по формуле Больцмана. Задача ставится следующим образом. В начальный момент времени  $t = 0$  в области 1, полупространстве  $-\infty < x < 0$ , расположена однородно распределённая плазма с отрицательными ионами. Отношение массы отрицательного иона к массе положительного:  $m_j / m_i = 0,476$  (ионы  $F^-$  и  $Ag^+$ ). Отношение их начальных невозмущённых значений плотностей:  $n_{j1} / n_{i1} = 0,1$ . Плотность электронов здесь  $n_{e1} = 0,9 n_{i1}$ . В точке  $x = 0$  имеется резкий переход к двухкомпонентной плазме однородно распределённой в области 2, полупространстве  $0 < x < +\infty$ , где  $n_{i2} = n_{e2}$ . Начальная плотность положительных ионов одна и та же во всём пространстве  $n_{i1} = n_{i2}$ . Температуры положительных и отрицательных ионов существенно меньше температуры электронов и полагаются равными нулю. Эволюция такого образования исследуется с помощью численного моделирования по методу частиц в ячейке.

Было установлено, что начальный разрыв электронной плотности распадается таким образом, что в плазму с отрицательными ионами движется бесстолкновительная ударная волна (БУВ), волна сжатия положительных ионов, а отрицательные ионы испытывают разрежение. Отметим, что при расширении плазмы с отрицательными ионами в вакуум имеет место обратная ситуация, и возникает ударная волна разрежения (положительных ионов) [1]. Кроме того, здесь в сторону электрон-ионной плазмы распространяется волна, имеющая такую же структуру с фронтом и последующими осцилляциями, но производящая не сжатие, а разрежение, и движущаяся со скоростью, не превышающей скорость звука (осцилляторная волна разрежения [1]). Интересно отметить, что плотность электронов на плато, следующем за фронтом БУВ, близка к значению  $(n_{e1} / n_{i1})^{1/2} \approx 0,949$ . Именно по такой формуле определяется плотность частиц на плато за фронтом БУВ в обычной плазме [1, 2].

Положительные ионы в БУВ движутся в направлении распространения волны, а отрицательные ионы – в противоположном. В осцилляторной волне разрежения движение положительных ионов происходит против направления распространения волны. Во всей области ионы разных знаков движутся навстречу друг другу. В результате этого развивается двухпоточковая неустойчивость, которая проявляется в виде коротковолновых осцилляций. Такая неустойчивость в плазме с отрицательными ионами подробно исследована в [3].

### Литература

- [1]. Медведев Ю. В. Нелинейные явления при распадах разрывов в разреженной плазме. – М.: Физматлит. 2012. – 344 с.
- [2]. Гуревич А. В., Мещеркин А. П. ЖЭТФ. 1984. Т. 87, С.1277.
- [3]. Medvedev Yu. V. Plasma Phys. Control. Fusion, 2002, V.44. P.1449.

**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ  
ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВ СВИСТОВОГО  
ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ**

Н.А. Айдакина, М.Е. Гушин, И.Ю. Зудин, С.В. Коробков, А.В. Костров,  
А.В. Стриковский

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

Крупномасштабный плазменный стенд «Крот» предназначен для моделирования физических явлений, происходящих в ионосфере и магнитосфере Земли. В данной работе исследуется распространение мощных радиоимпульсов свистового диапазона частот в магнитоактивной плазме. Показано, что в случае, если время воздействия на плазму оказывается меньше характерных обратных частот кулоновских столкновений, возникает эффект генерации квазистационарных токов и магнитных полей за счет магнитной нелинейности, обусловленной усредненной пондеромоторной силой [1]. При увеличении времени эффективного взаимодействия (порядка или больше времени обратной частоты кулоновских столкновений) значимую роль начинают играть инерционные эффекты и эффекты, связанные с нагревом электронной компоненты. По-видимому, именно нелинейные эффекты, связанные с нагревом, обуславливают возникновение неустойчивости, сопровождаемой самовоздействием и каналированием свистовых волн, а так же раскачкой квазипериодических низкочастотных колебаний плотности плазмы. Диагностическое оснащение экспериментальной установки и возможность целенаправленного варьирования условий проведения эксперимента позволили детально изучить спектры обнаруженной неустойчивости, исследовать зависимости от электронной циклотронной частоты и плазменной частоты, а так же определить параметры плазмы для которых эффект наиболее выражен.

Исследуемое явление представляет большой интерес, поскольку низкочастотные возмущения плотности плазмы могут использоваться при экспериментальном моделировании распространения электромагнитного излучения в динамической системе плазменных неоднородностей. Актуальность такого моделирования обусловлена проведением активных спутниковых экспериментов по распространению естественного и искусственного излучения в сложных плазменных структурах в ионосфере и магнитосфере Земли.

### **Литература**

- [1]. Н.А. Айдакина, М.Е. Гушин, И.Ю. Зудин, С.В. Коробков, А.В. Костров, А.В. Стриковский. Квазистационарное магнитное поле, возбуждаемое в плазме радиоимпульсом свистового диапазона частот. Письма в ЖЭТФ, 2011, т.93, вып.9, 555–560.

## САМООРГАНИЗАЦИЯ ДИНАМИКИ РАЗРЯДНОГО ФАКЕЛА И ТОПОГРАФИИ ЭРОЗИОННОЙ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ

Амиров Р.Х.<sup>1</sup>, Баренгольц С.А.<sup>2,3</sup>, Коростылев Е.В.<sup>4</sup>, Пестовский Н.В.<sup>3,4</sup>,  
Петров А.А.<sup>3,4</sup>, Савинов С.Ю.<sup>3,4</sup>, Самойлов И.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)

Исследован отрицательный коронный разряд в воздухе в электродной конфигурации острие – плоскость в режиме импульсов Тричела и в безимпульсной форме [1]. Использовались катоды из графита с диаметром острия 0,1 – 1 мм. Анодом являлась медная пластина размером 8 см, межэлектродное расстояние 12 мм. Давление воздуха 0,1 – 1 атм.

В режиме импульсов Тричела при токе 1 – 100 мкА в круговой форме разряда [1] впервые наблюдалось формирование устойчивых траекторий разрядного факела на поверхности катода в виде правильных геометрических фигур. На рис. 1 представлена фронтальная фотография катодного острия диаметром 1 мм, выполненная с экспозицией 40 мс.

В безимпульсной форме разряда при токе 100 – 200 мкА впервые наблюдалось формирование на поверхности катода упорядоченно расположенных эрозионных ячеек, размер которых равен диаметру отрицательного свечения в диапазоне давлений 0,1 – 1 атм (рис. 2)

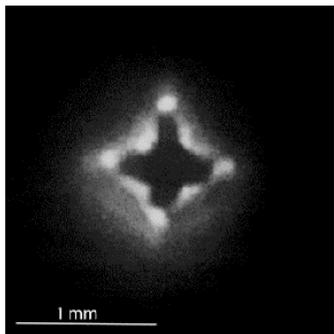


Рис. 1. Трек разрядного факела при токе 105 мкА и напряжении 16,7 кВ.

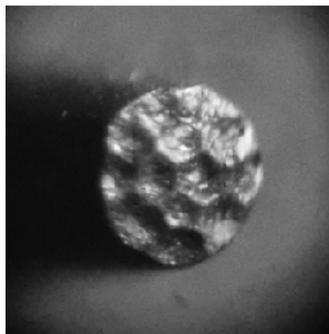


Рис. 2. Острие графитового катода диаметром 300 мкм после разряда при  $P = 0,45$  атм,  $I = 175$  мкА.

Формирование устойчивой конфигурации разрядного трека в режиме импульсов Тричела объясняется перераспределением плотности пространственного отрицательного заряда в дрейфовой области разряда вследствие электростатического расталкивания отрицательных ионов. В безимпульсной форме формирование упорядоченных эрозионных ячеек объясняется стабилизацией положения области привязки разрядного факела пространственным положительным зарядом в прикатодной области разряда.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант 14-22-00273.

### Литература

- [1]. Loeb L B 1965 Electrical Coronas. Their Basic Physical Mechanisms. (Berkeley, CA: Univ. California Press).

## КРИТИЧЕСКИЕ ТОЧКИ ПЕРЕХОДА ПАР-ЖИДКОСТЬ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Хомкин А.Л., Шумихин А.С.

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия,  
alhomkin@mail.ru*

В настоящей работе предложена термодинамическая модель, позволяющая рассчитать параметры критической точки и бинодаль перехода диэлектрик-металл (пар-жидкость) в парах полупроводников и полуметаллов (C, Si, Ge, Sb, Te, S). В основу модели положено предположение о том, что главной причиной перехода является появление в плотном атомарном газе (в газовой окрестности критической точки) особого вида притяжения между атомами, обусловленного возникновением зоны проводимости и появлением электронов проводимости. При твердо и жидкометаллических плотностях такое притяжение хорошо известно – это когезия (cohesive energy). Для атомарного водорода [1], паров щелочных металлов [2] когезию можно рассчитать аналитически при всех плотностях атомов. Мы считаем, что это предположение справедливо и для полуметаллов, т.е. в жидком состоянии они являются металлами и затем, при охлаждении, уже в твердом состоянии становятся полупроводниками. О металлизации селена и йода упоминал в своих работах Ликальтер [3]. Есть предположения о существовании металлического углерода [4]. Для элементов, имеющих многоэлектронную валентную оболочку, когезия может быть рассчитана только численно. Применительно к ним мы воспользовались скейлинговыми зависимостями для энергии сцепления, обобщающими результаты многочисленных численных расчётов и описываемыми простым и универсальным выражением для различных видов энергии связи, которое определяется через энергию испарения, нормальную плотность и изотермический модуль упругости вещества при нормальной плотности.

Изотермы модели демонстрируют появление петли Ван-дер-Ваальса, что однозначно свидетельствует о наличии фазового перехода первого рода пар – жидкость. Анализ изотерм позволяет сразу оценить критическую температуру, плотность и давление. Расчёты выполнены для ряда элементов. Учитывая, что оценки критической точки имеются только для Ge и Se, можно сказать, что расчёты выполнены впервые.

Модель позволяет аналитически рассчитать бинодали фазового перехода пар-жидкость для всех рассмотренных веществ, т.е. получить плотности жидкой и газовой фазы в окрестности критической точки. Жидкая фаза является металлической, поскольку в ней присутствуют электроны проводимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда грант № 14-12-01235.

### Литература

- [1]. Хомкин А.Л., Шумихин А.С. Физика плазмы, 2013, 39, № 10, с. 958.
- [2]. Хомкин А.Л., Шумихин А.С. ЖЭТФ, 2014, **145**, с. 84.
- [3]. Ликальтер А.А. УФН, 2000, **170**, с. 831.
- [4]. Bundy F.P. et al, Carbon, 1996, **34**, No. 2, p. 141.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНОВ ГЕЛИЙ-КСЕНОНОВОЙ СМЕСИ

Р.И. Голятина, С.А. Майоров

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва,  
Россия, e-mail: [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)*

Исследования пылевой плазмы показывают, что пылевая компонента при разряде в смеси газов обладает целым рядом интересных особенностей, обусловленных как ионами, так и электронами [1–3]. Добавка в гелий небольшого количества аргона [4], криптона [5] или ксенона [6] приводила к значительному изменению свойств пылевой компоненты.

Основной целью данной работы является представление новых рассчитанных данных о характеристиках дрейфа электронов в гелий – ксеноновой смеси, которые могут быть полезны при планировании экспериментов с пылевой плазмой.

Детальный анализ функций распределения показывает, что они никоим образом не могут быть описаны какой-либо однопараметрической функцией с эффективной температурой, определяемой соотношением  $K = \langle \varepsilon \rangle = 1.5T_{eff}$ . У реальной функции распределения можно выделить несколько характерных энергетических диапазонов, распределение в которых определяется доминированием или конкуренцией различных процессов:

– область субтепловых энергий  $\varepsilon < T_{eff}$ , распределение в этом диапазоне во многом определяется актами возбуждения и ионизации, после которых электроны оказываются в области малых энергий;

– область тепловых энергий  $\varepsilon < E_1, I$ , распределение в этом диапазоне определяется дрейфом в энергетическом пространстве с коэффициентом диффузии, определяемым сечением упругих столкновений,

– область энергий  $E_1 < \varepsilon < I$ , распределение в этом диапазоне определяется дрейфом в энергетическом пространстве и наклоном прямой в линейной аппроксимации сечения возбуждения,

– область энергий  $I < \varepsilon < I + 3T_{eff}$ , распределение в этом диапазоне определяется дрейфом в энергетическом пространстве и наклоном прямой в линейной аппроксимации сечения ионизации,

– область энергий  $\varepsilon \gg I + 3T_{eff}$ , распределение в этом диапазоне определяется эффектом убегающих электронов.

Работа поддержана грантом РФФИ-14-02-0502-а.

### Литература

- [1]. Майоров С.А. // Физика плазмы, **31**, 749 (2005); **32**, 802 (2006); **35**, 869(2009).
- [2]. С.А. Майоров // Кр. Сообщ. по физ. ФИАН, №6, 37(2006); №7, 44(2007); №5, 15(2009); №10, 135(2010); №1, 12(2012); № 2, 31(2012); № 3, 21(2012); № 10, 10(2014).
- [3]. Голятина Р.И., Майоров С. А. // Прикладная физика, № 5, 22 (2011); № 4, 5 (2014).
- [4]. Maiorov S.A., Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Jumabekov A.N. and Dosbolaev A.N. // Phys. Plasm, **15**, 093701 (2008).
- [5]. Антипов С.Н., Васильев М.М., Майоров С.А., Петров О.Ф., Фортвов В.Е. // ЖЭТФ, **139**, Вып. 3, 554 (2011).
- [6]. Дзлиева Е.С., Ермоленко М.А., Карасев В.Ю., Павлов С.И., Новиков Л.А., С.А. Майоров // Письма в ЖЭТФ, **100**, вып. 11, 813(2014).

## О МОДЕЛИРОВАНИИ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

С.А. Майоров

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва,  
Россия, e-mail: [mayorov\\_sa@mail.ru](mailto:mayorov_sa@mail.ru)*

В переохлажденной (неидеальной) классической кулоновской системе рекомбинация обусловлена сложным многочастичным взаимодействием, результатом которого является ее резкое замедление. Это явление замедления скорости рекомбинации, как и многие другие процессы были исследованы методом молекулярной динамики в цикле работ в 1986 – 1996 гг (см. [1 – 4]). Было обнаружено новое состояние кулоновской системы, в которой плазма не рекомбинировала согласно известному закону  $9/2$  при низких температурах. Это состояние классической кулоновской системы было названо метастабильной переохлажденной плазмой. В то время в природе не существовало физического объекта, состоящего из классических кулоновских частиц, для которых выполнялось бы условие сильной неидеальности.

В настоящей работе на основе молекулярно-динамических расчетов, исследовались две задачи:

Эволюция ультрахолодной плазмы на начальном этапе, когда образованный после фотоионизации сгусток неподвижных ионов и электронов занимает фиксированный объем. Рассматривается временная эволюция кулоновской системы, полная энергия которой в начальный момент времени равна нулю. Методом молекулярной динамики получено решение для системы из 2000 частиц в интервале 8000 обратных плазменных частот. Показано, что в условиях, типичных для экспериментов с ультрахолодной плазмой, показатель неидеальности плазмы не может достигать больших значений из-за рекомбинационного нагрева, а сам процесс релаксации не описывается в рамках традиционной модели трехчастичной рекомбинации.

Система равных масс электрон-позитронной плазмы.

Формирование метастабильного состояние проходит через этап медленного рекомбинационного заполнения связанных ион-электронных состояний. Скорость рекомбинации и характер не соответствуют обычным представлениям о тройной рекомбинации, а обуславливаются более сложным многочастичным взаимодействием.

Работа поддержана грантом РФФИ-14-02-0502-а.

### Литература

- [1]. Майоров С.А., Теплофизика высоких температур, **31**, 749 (2014).
- [2]. Майоров С.А., Кр. сообщения по физике ФИАН, 36, No 3, 46(2014).
- [3]. С.А. Майоров, А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко // *Матем. моделирование*, **4:7**, 3–30(1992)
- [4]. С.А. Майоров, С.И. Яковленко // *Известия ВУЗов, Физика*, No. 11, 44-56 (1994)
- [5]. С.А. Майоров, А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко // *Известия ВУЗов, Физика*, No. 11, 3(1991); No. 2, 10(1992); No. 11, 76(1992); No. 1, 68(1993)
- [6]. С.А. Майоров, А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко // *УФН*, **164**, 298 (1994)

## ДИНАМИКА И ТЕРМОДИНАМИКА ЧАСТИЦЫ НЬЮТОНА-ВИГНЕРА ВО ВНЕШНЕМ ПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОЛЕ

А.С. Ларкин

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, РФ.*

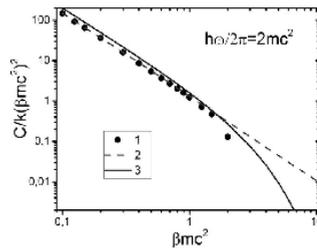
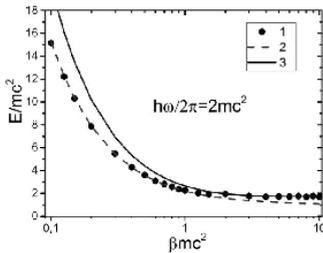
Данная работа посвящена первопринципным расчётам термодинамических свойств (таких как средняя энергия и теплоёмкость) релятивистской частицы Ньютона – Вигнера [1], движущейся во внешнем потенциальном поле. Бесспиновая частица Ньютона – Вигнера отвечает положительно-частотным решениям релятивистского волнового уравнения Клейна – Гордона [2]:

$$\left[ \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - eA_0 \right)^2 - \left( -i\hbar \nabla - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 - m^2 c^4 \right] \phi(\vec{x}, t) = 0, \quad (1)$$

где  $A_0$  – скалярный потенциал, а  $(A_x, A_y, A_z)$  – векторный потенциал внешнего поля. В ходе работы было проведено обобщение формализма винеровских континуальных интегралов для термодинамических величин [3] на релятивистские частицы Ньютона – Вигнера и был разработан квантовый метод Монте-Карло для вычисления этих величин. Для проверки метода были вычислены средняя энергия и теплоёмкость скалярной частицы Ньютона – Вигнера в гармоническом потенциале в одномерном пространстве. Такая система, называемая релятивистским гармоническим осциллятором, описывается гамильтонианом:

$$\hat{H} = \sqrt{\hat{p}^2 c^2 + m^2 c^4} + \frac{m\omega^2 \hat{x}^2}{2} \quad (2)$$

где  $m$  – масса частицы,  $\omega$  – параметр осциллятора, в нерелятивистском пределе являющийся его круговой частотой. Рассчитанная зависимость средней энергии и теплоёмкости от обратной температуры представлены на рисунках слева и справа соответственно.



Точки соответствуют результатам численного моделирования методом Монте-Карло, пунктирные линии – предсказаниям классической релятивистской механики, сплошные линии – предсказаниям на основе приближённого решения уравнения Клейна – Гордона, справедливым для низких температур. Достигнуто хорошее согласие численных расчётов с имеющимися сведениями из теории.

### Литература

- [1]. Newton T.D., Wigner E.P. Localized states for elementary systems. *Reviews of Modern Physics*, 1949, vol.21, no.3. p.400-406.
- [2]. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. М.: Издательство иностранной литературы, 1963.
- [3]. Wiener N. *Differential space. J. Math. and Phys.*, 1923, 2, p. 132–174.

## ДИАГНОСТИКА ТЕРМОНЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ, СОПРОВОЖДАЮЩЕЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ МЕТАН-КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ, С ПОМОЩЬЮ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЧАСТОТОЙ 2,45 ГГц

К.В. Артемьев, А.М. Давыдов, И.А. Косский, М.А. Мисакян, Н.М. Тарасова

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

В последние годы в ИОФ РАН проводились исследования по инициации воспламенения метан-кислородных и водород-кислородных газовых смесей в замкнутых цилиндрических камерах [1, 2] и их диагностике [3]. Исследования показали, что воспламенению объёма реакционной камеры предшествует начальная стадия, получившая название «волны неполного сгорания». С применением метода двухчастотного микроволнового диагностирования [3] было обнаружено, что воспламенение метан-кислородных смесей характеризуется протеканием хеми-ионизационных явлений, приводящих к появлению термонеэравновесной плазмы с столь высокой концентрацией электронов, как  $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , как на стадии развитого горения, так и на стадии «волны неполного сгорания», а частоты электрон-нейтральных столкновений имеют значения  $\nu_{en} \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$  при давлениях горючих смесей 135 – 180 Торр. В этих экспериментах для прямого определения параметров плазмы использовалось диагностирующее микроволновое излучение с длинами волн 2, 4 и 8 мм, направленное поперек реакционной камеры, представляющей из себя цилиндрическую кварцевую трубку длиной ~25 см и диаметром ~5 см.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по диагностике плазмы, сопровождающей воспламенении метан-кислородных смесей, с помощью дециметрового микроволнового излучения, направленного вдоль реакционной камеры. Это позволяет получить новые данные о протекании хеми-ионизационных явлений. К тому же такой способ диагностирования позволяет определить параметры плазмы при воспламенении горючих смесей более низкого давления, где при данных размерах трубки диагностика микроволнами миллиметрового диапазона затруднена по ряду причин. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

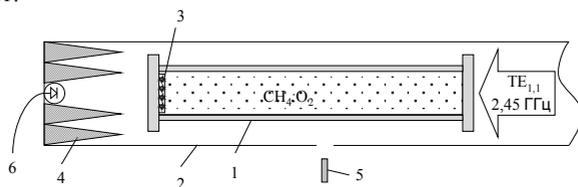


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – цилиндрический волновод, 2 – реакционная камера, 3 – SSD (поверхностный скользящий разряд), 4 – поглотитель микроволнового излучения, 5 – ФЭУ, 6 – СВЧ диод.

### Литература

- [1]. С.Ю. Казанцев, И.Г. Кононов, И.А. Косский, Н.М. Тарасова, К.Н. Фирсов // Физика Плазмы, 2009, т. 35, № 3, СС. 281-288.
- [2]. Н.К. Бережецкая, С.И. Грицинин, В.А. Копьёв, И.А. Косский, П.С. Кулешов, Н.А. Попов, А.М. Старик, Н.М. Тарасова // Физика Плазмы, 2009, т. 35, №6, СС. 520-532.
- [3]. K.V. Artem'ev, S.Yu. Kazantsev, N.G. Kononov, I.A. Kossyi, N.I. Malych, N.A. Popov, N.M. Tarasova, E.A. Filimonova, and K.N. Firsov // J. Phys. D: Appl. Phys., v. 46, 2013, 055201 (11 pp).

## ГЕНЕРАЦИЯ ПРОТЯЖЁННОГО МИКРОВОЛНОВОГО ФАКЕЛА В СИЛЬНО ПОДПороГОВЫХ ПОЛЯХ В ВОЗДУШНОЙ АТМОСФЕРЕ

К.В. Артемьев, Г.М. Батанов, Н.К. Бережецкая, А.М. Давыдов, Е.М. Кончков,  
И.А. Косый, К.А. Сарксян, В.Д. Степакин, Н.К. Харчев

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

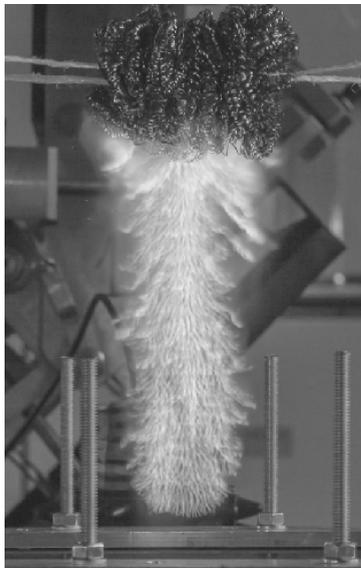
Эксперименты, результаты которых представлены в настоящей работе, были направлены на поиски решения задачи создания в открытом пространстве в воздушной атмосфере протяжённых плазменных образований. Помимо фундаментальных газоразрядных проблем интерес к такому рода постановке исследований стимулирован открывающейся потенциальной возможностью использовать плазменные образования для экологических целей (очистка атмосферы от локальных промышленных выбросов и др.), а также для постановки лабораторных экспериментов, моделирующих природные атмосферные электроразрядные явления.

Поставленная задача успешно решена с использованием ГИРОТРОНного отечественного микроволнового генератора, обладающего следующими параметрами: импульсной мощностью  $P \leq 600$  кВт, длиной волны  $\lambda = 0,4$  см, длительностью импульса  $\tau \leq 20$  мкс. Основная сложность в реализации целей эксперимента связана с парадоксальностью исходных условий, имея в виду попытку создания протяжённого плазменного «столба» в открытой атмосфере с помощью микроволнового пучка при приведённом микроволновом электрическом поле, значительно меньшем порогового для возбуждения разряда в воздухе атмосферного давления.

Используя квазиоптическую систему формирования микроволнового пучка и специально разработанный элемент, инициирующий локально пробой воздуха, удалось получить разряд, занимающий вдоль оси пучка размер порядка 0,5 м. Определена скорость аксиального распространения плазменного факела навстречу излучению от места инициации и зависимость скорости от уровня микроволновой мощности. Исследован оптический спектр излучения плазмы. Проведены предварительные исследования плазмохимических процессов, стимулированных факелом.

Решение задачи базировалось на впервые полученной, исследованной и описанной ИОФ РАН форме самостоятельно-несамостоятельного (СНС) микроволнового разряда [1, 2].

Фотография разряда в свободном пространстве в воздухе приведена на рисунке.



### Литература

- [1]. Г.М.Батанов, С.И.Грицинин, И.А.Косый, А.Н.Магунов, В.П.Силаков, Н.М.Тарасова. СВЧ –разряды высокого давления // Труды ФИАН, 1985, т. 160, сс. 174-202.
- [2]. G.M.Batanov, S.I.Gritsinin, I.A.Kossyi, Non-self-sustained microwave discharge and the concept of a microwave air jet engine // J. Phys. D: Appl. Phys. V. 35, No 20, (2002), pp. 2687-2692.

## ВЗРЫВОЭМИССИОННЫЕ ЯЧЕЙКИ КАТОДНОГО ПЯТНА ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА

М.М. Цвентух<sup>1</sup>, Г.А. Месяц<sup>1</sup>, С.А. Баренгольц<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр-т 53

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова, 119991 Москва, ул. Вавилова 38

В самом начале термоядерных исследований униполярные дуговые разряды рассматривались как основная причина эрозии поверхностей первой стенки [1].

В последнее время возобновился интерес к самостоятельным дуговым разрядам на первой стенке, что обусловлено рядом факторов.

Во-первых, улучшились параметры плазмы (появились новые режимы с большим содержанием энергии, с большими градиентами температуры и концентрации). Это привело к увеличению потока плазмы и энергии на поверхность первой стенки (в том числе в форме периодических импульсов сгустков плазмы в виде ЭЛМов).

Во-вторых, появились перспективные «пленочные» поверхности для первой стенки. К ним относятся, например, жидкометаллические слои лития [2], а также нановолокна вольфрама [3]. Общее свойство таких поверхностей в поглощении избыточной энергии из плазмы, при этом для таких защитных слоев характерна повышенная эрозия и легкость инициирования самостоятельных дуговых разрядов под воздействием импульсных потоков плазмы [4].

В-третьих, к настоящему моменту накоплены обширные данные по физическим процессам в вакуумном разряде, дающие общее понимание физических закономерностей, в том числе, инициирования и поддержания ячеек катодного пятна вакуумной дуги [5].

Установлено, что эмиссия электронов в ячейках катодного пятна происходит в виде импульсов взрывной электронной эмиссии – эктонов, когда в результате микровзрывов наносекундной длительности формируются сгустки неидеальной плазмы, обеспечивающие электронную эмиссию с высокой плотностью тока. Установлен пороговый поток энергии, необходимый для инициирования импульса взрывной эмиссии под воздействием плазмы [6]. Показана определяющая роль расплескивания жидкометаллических струй [7].

Вместе с тем, нерешенными остаются многие вопросы количественного описания процессов инициирования, погасания, и циклического само-поддержания таких взрывоэмиссионных ячеек. Настоящий доклад посвящен исследованию этих процессов с учетом тонкой структуры поверхности – «пленочных» покрытий и жидкого металла, а также внешнего воздействия – магнитное поле и поток частиц и энергии на поверхность.

Работа поддержана РФФИ, грант 13-08-01397.

1. Craston J L, Hancox R, Robson A E, Kaufman S, Miles H T, Ware A A, Wesson J A 1958 Proc. 2nd UN Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva, Switzerland, 1958) vol 32, p 414-426 (paper P/34)
2. S V Mirnov et al 2006 Plasma Phys. Control. Fusion 48 821
3. S. Kajita et al 2007 Nucl. Fusion 47 1358
4. Shin Kajita, Shuichi Takamura and Noriyasu Ohno 2009 Nucl. Fusion 49 032002
5. G. A. Mesyats, IEEE Marie Sklodowska-Curie Award 2012 Lecture, 39th ICOPS Edinburgh, UK, IEEE Trans. Plasma Sci. 41 676-694 (2013)
6. S. A. Barengolts, G. A. Mesyats, and M. M. Tsventoukh, 2008 JETP 107 1039
7. Mesyats G. A., Zubarev N. M. 2013 Journal of Applied Physics 113 203301
8. M.M. Tsventoukh, G.A. Mesyats, S.A. Barengolts 2014 Proc. 25th IAEA Fusion Energy Conference, St. Petersburg, Russia, 13-18 October 2014, paper MPT/P7-34 (8pp)

**СЕКЦИЯ  
«ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННЫХ И ЛУЧЕВЫХ  
ТЕХНОЛОГИЙ»**

**SECTION  
«PHYSICAL BASIS FOR PLASMA AND BEAM  
TECHNOLOGIES»**



## ПРОЯВЛЕНИЕ ЛЕНГМИУРОВСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ПЛАЗМЕННОЙ АНТЕННЫ

<sup>1,2</sup>Н.Н. Богачев, <sup>2,3</sup>И.Л. Богданкевич, <sup>2,3</sup>Н.Г. Гусейн-заде

<sup>1</sup>МГТУ МИРЭА, Москва, Россия, e-mail: [bgniknik@yandex.ru](mailto:bgniknik@yandex.ru)

<sup>2</sup>ИОФ РАН, Москва, Россия, e-mail: [ira.bogdankevich@mail.ru](mailto:ira.bogdankevich@mail.ru)

<sup>3</sup>ГБОУ ВПО РНИМУ им. Н.И. Пирогова Минздрава России, Москва, Россия, e-mail: [ngus@mail.ru](mailto:ngus@mail.ru)

Помимо разработок связанных с плазменной кремниевой антенной PSiAN (Plasma Silicon Antenna) наиболее перспективной для использования является плазма в газоразрядных трубках, благодаря её свойствам малой радиолокационной заметности, быстрого включения и безынерционного изменения параметров. Одной из важных задач исследования работы таких антенн является подбор режимов прием-передачи, при которых не происходит заметных искажений сигнала антенны [1, 2]. В работах [3, 4] обнаружены три режима (неизлучательный, нелинейный и линейный) работы плазменной антенны, связанные с условиями распространения поверхностной волны на плазменном цилиндре радиуса  $r_0$ . Эти режимы определяются соотношением плазменной  $\omega_p$  и частоты электромагнитной волны  $\omega_0$ .

В данной работе в численном коде KARAT [5] исследуется задача распространения импульса гауссовой формы длительностью  $\tau_u = 15$  нс, с частотой несущей  $f_0 = 1,7$  ГГц ( $\omega_0 = 1,07 \cdot 10^{10}$  рад·с<sup>-1</sup>) в плазменной несимметричной вибраторной антенне (ПНВА) (длиной  $l = 4$  см и радиусом  $r = 0,5$  см). Рассматривались две модели плазмы – модель Друде и PIC (Particle-in-Cell), для случая «бесстолкновительной» плазмы ( $v_e < \omega_0$ ) получены спектральные и временные характеристики сигнала в различных режимах работы антенны.

При исследовании ПНВА в модели Друде проявляются только искажения, определяемые диэлектрической проницаемостью плазмы. В «нелинейном» режиме работы антенны искажения выражаются в увеличении длительности излученного импульса относительно исходного, увеличении побочных гармоник несущей частоты в спектре сигнала.

PIC модель антенны подтвердила связь полученных в модели Друде трех режимов работы плазменной антенны с условиями распространения поверхностной волны. Также она позволила изучить влияния плазменных колебаний на сигнал антенны. В представленной работе впервые показано, что при подаче электромагнитной волны на антенну внутри плазмы возбуждаются ленгмюровские колебания с частотой  $f_p$  во всех режимах работы антенны и высокочастотные гармоники входного сигнала. Внутри плазмы амплитуда поля на плазменной частоте превышает амплитуду на частоте  $f_0$ . В излучаемом сигнале наибольшая амплитуда спектра наблюдается на частоте несущей  $f_0$ , но при этом имеются высокочастотные шумы в полосе от  $f_0$  до  $f_p$ . Потери энергии входного сигнала обусловлены возбуждением ленгмюровских колебаний в плазме. Спектральные характеристики демонстрируют неизотропность плазмы по радиусу.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ проект № 14-08-31336. Авторы выражают благодарность Игнатову А.М. и Рухадзе А.А. за обсуждение работы и полезные замечания.

### Литература

- [1]. Беляев Б.А., Лексиков Ан.А., и др.// Известия вуз. Физика. 2013. Т. 56. № 8/2. С. 88.
- [2]. Коновалов В.Н., Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Тихоневич О.В.// XLI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, сборник тезисов, Звенигород, 2014. С.274.
- [3]. Богачев Н.Н., Богданкевич И.Л., Гусейн-заде Н.Г.// Прикладная физика. 2014. № 4.
- [4]. Bogachev N.N., Bogdankevich I.L., Gusein-zade N.G., Operation modes and characteristics of plasma dipole antenna, Acta Polytechnica, Prague, V. 55, N 1, 2015 (in published).
- [5]. Tarakanov V.P., User's Manual for Code KARAT. Springfield: VA, 1992.

## ГЕНЕРАТОР ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А.В. Аржанников<sup>1,2</sup>, В.Т. Астрелин<sup>1,2</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>, В.С. Бурмасов<sup>1,2</sup>,  
Л.Н. Вячеславов<sup>1,2</sup>, И.А. Иванов<sup>1,2</sup>, М.А. Макаров<sup>1</sup>, К.И. Меклер<sup>1</sup>, С.С. Попов<sup>1</sup>,  
В.В. Поступаев<sup>1,2</sup>, А.Ф. Ровенских<sup>1</sup>, С.Л. Синицкий<sup>1,2</sup>, В.Д. Степанов<sup>1,2</sup>,  
В.Ф. Скляров<sup>1,2</sup>

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

*2Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

*3Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*

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

Исходя из теоретических представлений о механизмах генерации электромагнитных волн в турбулентной плазме, можно утверждать, что электромагнитное излучение на плазменной частоте генерируется либо в слаботурбулентном процессе рассеяния ленгмюровских волн на ионном звуке, либо в процессе их конверсии на высоких градиентах плотности плазмы. Излучение на удвоенной плазменной частоте возникает в процессе слияния двух волн одного типа, содержащихся в спектре электронных плазменных колебаний. В теоретическом рассмотрении задачи генерации излучения в системе РЭП-плазма нами было показано [1], что в условиях, реализуемых в лабораторном эксперименте при плотности плазмы выше  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  можно получить эмиссию из плазмы на частоте около 1 ТГц с удельной плотностью мощности масштаба  $100 \text{ кВт/см}^2$ .

Первый цикл экспериментов [2] по генерации субмиллиметрового излучения в плазме при плотности около  $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  был проведен на установке ГОЛ-3, которая предназначена для исследований физики коллективной релаксации релятивистского электронного пучка в плазме применительно к получению плазмы с термоядерными параметрами. В докладе представлено описание специализированной установки ГОЛ-ПЭТ, которая предназначена для генерации терагерцового излучения при релаксации сильногоочного РЭП в плазме с плотностью  $(2 - 5) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Данная установка создана на основе реконструкции составляющих установки ГОЛ-3. В ускорителе У-2, который служит источником мэвного пучка с током до 30 кА и длительностью около 10 нс, был реконструирован магнитно-изолированный диод ленточной геометрии так, что плотность тока инжектируемого в плазму была повышена более чем в два раза. В свою очередь, в установке «Плазма» длина плазменного столба, в который инжектируется РЭП, была уменьшена с 12 до 2,5 метров, что позволило поднять в нем плотность плазмы на уровень выше  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Созданный диагностический комплекс установки ГОЛ-ПЭТ позволяет измерять параметры пучка и плазмы в ходе инъекции пучка и проводить анализ частотного состава и поляризации терагерцового излучения, выходящего из плазмы.

Установка ГОЛ-3 в составе комплекса длинных открытых ловушек ДОЛ входит в число уникальных физических установок и стендов Российской Федерации. Исследования по генерации терагерцового излучения в плазме поддерживаются РНФ в рамках соглашения №14-12-00610. Спектральные диагностики разработаны и изготовлены в рамках выполнения государственного задания "ГЗ - проект №3002".

### Литература

- [1]. A. V. Arzhannikov and I. V. Timofeev // Plasma Phys. Controlled Fusion 54, 105004 (2012). <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/54/10/105004>.
- [2]. M.K.A. Thumm, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin et al. "Generation of High-Power Sub-GHz Waves in Magnetized Turbulent Electron Beam Plasmas", Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. Vol. 35, Iss. 1, 2014, pp. 81-90, DOI 10.1007/s10762-013-9969-3.

## КОНТРАКЦИЯ НАНОСЕКУНДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ $P = 1 - 6$ АТМ

Н.А. Попов, С.М. Стариковская\*, А.Ю. Стариковский\*\*, С.А. Степанян\*

*НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобелевича, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва*

*\*LPP Ecole Polytechnique, University Paris-Sud, Paris, France*

*\*\*Mechanical and Aerospace Engineering Department, Princeton University, USA*

Интерес к импульсным наносекундным разрядам связан с возможностью их использования для воспламенения горючих смесей, решения задач плазменной аэродинамики и др. Целью данной работы является исследование пространственной структуры поверхностного барьерного разряда отрицательной полярности в воздухе при высоких давлениях.

Для инициации разряда использовалась коаксиальная система электродов, подробно описанная в [1]. Центральный ВВ электрод представлял собой диск радиусом 10 мм, радиус низковольтного электрода – 23 мм, в качестве диэлектрика использовался ПВХ, толщиной 0.3 мм. Кроме того, часть измерений была проведена с плоской геометрией электродов. Исследовались смеси  $N_2 : O_2 = 4 : 1$  при  $T_0 = 300$  К в диапазоне давлений  $P = 1 - 6$  атм.

Разряд стартовал с кромки ВВ электрода и распространялся в радиальном направлении вдоль поверхности диэлектрика. В квазиоднородном режиме разряд состоит из 150–200 стримерных каналов, скорость распространения которых на начальном этапе достигает нескольких мм/нс. Затем через 5–7 нс скорость стримеров резко снижается и они останавливаются. В этот момент интенсивность их свечения падает и на фоне слабо светящихся стримерных каналов появляются ярко светящиеся филаменты, распространяющиеся от ВВ электрода в радиальном направлении. Число филаментированных каналов примерно в 4–6 раз меньше, чем стримерных, радиус филаментов примерно в 3 раза больше, чем радиус стримеров, а типичная скорость распространения составляет  $V_f = 5$  мм/нс. Следует отметить, что перестройка пространственной структуры разряда (из квазиоднородной, стримерной – в филаментированную) происходит при неизменной величине приложенного напряжения на временах в несколько наносекунд.

Результаты измерения максимальной длины распространения стримеров показали, что в диапазоне давлений  $P = 1 - 6$  атм величина  $U/(P \cdot L_{max}) \approx const$ , где  $U$  – приложенное напряжение. Отсюда была получена оценка величины среднего поля в стримерном канале,  $E/N = 80 \pm 10$  Td. Максимальная длина распространения филаментов заметно больше, чем длина стримеров, так что поле в канале филаментов, скорее всего, не превышает 30–40 Td.

Проведенные расчеты (с использованием модели [2]) показали, что наблюдаемая в экспериментах динамика тока разряда может быть объяснена рекомбинационно-прилипательным распадом созданной плазмы с последующим замедлением этого распада вследствие накопления атомарного кислорода и отлипания электронов от отрицательных ионов в реакциях с  $O(^3P)$ . При  $P = 3$  атм,  $N_e^0 = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $E/N = 90$  Td,  $\tau_{imp} = 20$  нс концентрация атомарного кислорода за время импульса может достигать  $[O(^3P)] = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а плотность электронов на временах  $t = 10 - 20$  нс превышает  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-02-91063 - НЦНИ-а, № 12-02-00637), ANR (PLASMAFLAME Project, 2011 BS09 025 01), PUF (Partner University Foundation), AOARD AFOSR, FA2386-13-1-4064 grant, NASA SBIR/STTR Program.

### Литература

- [1]. Stepanyan S. A., Starikovskiy A. Yu., Popov N. A. Starikovskaia S. M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. 045003 (14 pp).
- [2]. Попов Н.А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 9. С. 867.

## ФОРМИРОВАНИЕ ДЛИННЫХ СТРИМЕРОВ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

<sup>1,2</sup>Ю.С. Акишев, <sup>1</sup>В.Б. Каральник, <sup>3</sup>М.А. Медведев, <sup>1</sup>А.В. Петряков, <sup>1</sup>Н.И. Трушкин,  
<sup>3</sup>А.Г. Шафиков

<sup>1</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Россия, [akishev@triniti.ru](mailto:akishev@triniti.ru)

<sup>2</sup>НИЯУ «МИФИ», Москва, Россия

<sup>3</sup>МФТИ, Москва, Россия

Работа посвящена экспериментальному исследованию возможности создания широкоапертурного стримерного поверхностного барьерного разряда, в котором роль диэлектрического барьера принадлежит проводящей жидкости. Идея в следующем. Проводящая жидкость проявляет диэлектрические свойства на коротких временах  $t \leq (\varepsilon \cdot \varepsilon_0 / \sigma_{\text{ж}}) \cdot (\partial \ln E(t) / \partial \ln t)$ ,

где  $\varepsilon$ ,  $\sigma_{\text{ж}}$  и  $E(t)$  — диэлектрическая проницаемость, проводимость и электрическое поле в жидкости. Обычно в импульсных разрядах над поверхностью жидкости распространение стримеров прекращается после времени  $t^*$ . Причина в том, что при  $t > t^*$  в жидкости «включаются» токи проводимости и шунтируют ток, текущий внутри стримера с невысокой проводимостью  $\sigma_c$ . Шунтирование тока приводит к падению напряжения на стримере, которое становится меньше необходимого для его продвижения и стример останавливается, пройдя лишь короткое расстояние около или менее 1 см. Такое происходит в разрядах, в которых стример скользит по слою жидкости большой глубины:

$$h_{\text{ж}} > h_c \cdot \sqrt{(\sigma_c / \sigma_{\text{ж}})},$$

где  $h_{\text{ж}}$  и  $h_c$  — глубина жидкого слоя под стримером и толщина стримера.

Однако стримеры могут распространяться по жидкости и на больших временах, если глубина жидкости под стримером невелика, т.е.  $h_{\text{ж}} < h_c \cdot \sqrt{(\sigma_c / \sigma_{\text{ж}})}$ , и шунтирования стримера проводящей жидкостью не происходит. Учет этого обстоятельства позволил реализовать на поверхности тонкого слоя жидкости ( $h_{\text{ж}} < h_c \cdot \sqrt{(\sigma_c / \sigma_{\text{ж}})}$ ) протяженные и множественные стримеры. В настоящее время сведений о протяженных стримерах, скользящих по поверхности тонкого ( $\leq 3$  мм) слоя жидкости, в литературе нет.

Результаты наших исследований поверхностного разряда с дистиллированной и водопроводной водой могут быть кратко сформулированы следующим образом:

1. Наличие диэлектрического пористого материала под тонким слоем воды способствует сильному ветвлению поверхностных стримеров, имеющих форму яркосветящихся плазменных шнуров. При этом заметно увеличивается также и длина плазменных шнуров.
2. При одинаковой амплитуде импульсов напряжения импульсно-периодический режим разряда обеспечивает намного большую длину плазменных шнуров на поверхности тонкого слоя жидкости по сравнению с режимом однократных импульсов.
3. При постоянной амплитуде импульсов напряжения длина плазменных шнуров вдоль поверхности воды значительно увеличивается с ростом длительности импульса.
4. Наличие тонкой пленки диэлектрической жидкости (например, трансформаторного масла) на поверхности воды приводит к значительному увеличению длины плазменных шнуров (вплоть до 10 см).
5. Импульсно-периодический стримерный разряд вдоль поверхности воды производит эффективную очистку воды от органических загрязнителей.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-02-06731-а).

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗДЕЛЕНИЯ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ СМЕСЕЙ ИОНОВ В ПРОЦЕССЕ ПЛАЗМООПТИЧЕСКОЙ МАСС-СЕПАРАЦИИ

\*Бардаков В.М., Иванов С.Д., Казанцев А.В., Строкин Н.А.

*Национальный исследовательский Иркутский государственный технический университет, Иркутск, Россия,*

*e-mail: [ivs55@yandex.ru](mailto:ivs55@yandex.ru), [kazanets@gmail.com](mailto:kazanets@gmail.com), [strokin85@inbox.ru](mailto:strokin85@inbox.ru),*

*\*Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия,*

*e-mail: [ybardakov38@mail.ru](mailto:ybardakov38@mail.ru)*

Процесс плазмооптической масс-сепарации включает три последовательно реализуемые действия: генерация плазмы – разделение ионов по массам – сбор ионов на приемники. В настоящей работе основное внимание уделено закономерностям разделения ионов по массам: работе азимутатора масс-сепаратора и влиянию на разделение пространственного заряда потока ионов азота, аргона и криптона в процессе их разлета в сепарирующем пространстве макета ПОМС-Е-3 [1]. Анализирующего (собирающего) ионы радиального электрического поля в сепарирующем пространстве не создавалось.

Электроны плазменного потока через азимутатор не проходят: электронный ларморовский и гибридный радиусы много меньше продольного (вдоль оси  $z$ ) размера азимутатора. Поэтому на выходе азимутатора и в сепарирующем пространстве концентрация ионов всегда больше концентрации электронов  $n_i > n_e$  и потенциал плазмы на разных  $z$  и радиусах  $r$  составляет величину  $\Phi_{pi}(r) \approx 0 \div 160$  В (эмиссионный зонд) при различных уровнях компенсации заряда ионов. Измерения функции распределения ионов по энергии проводились в сепарирующем пространстве на разных  $z$  и  $r$  с помощью подвижного энергоанализатора с задерживающим потенциалом, адаптированного к измерениям в присутствии вторичной плазмы. Рабочее давление в сепарирующем объеме ПОМС-Е-3 поддерживалось равным  $P \leq 4 \cdot 10^{-4}$  Торр, что «сохранило» функцию распределения ионов от заметного влияния [2] коллективного взаимодействия потока ионов с ионами вторичной плазмы.

В случае, когда мер по компенсации пространственного заряда с помощью внешнего источника электронов не предпринималось, оказалось, что расчетные траектории, определенные без учета пространственного заряда ионов, лежат на меньших радиусах, чем полученные в эксперименте. Использование «холодных» термозлектронов, которые «садились» на поток ионов непосредственно на выходе азимутатора, изменило траектории ионов, сблизив их с расчетными.

Введение в аналитический и численный расчеты величины  $\Delta n = n_i - n_e$ , приведшее к появлению радиального электрического поля, направленного в сторону увеличения  $r$ , позволило согласовать все случаи разлета ионного потока. Был определен необходимый уровень компенсации пространственного заряда ионов внешними электронами. Зарегистрированное перекрытие потоков ионов разных масс в  $r-z$  пространстве ПОМС-Е-3, как показали расчеты, допустимое: при создании в сепарирующем объеме сепаратора продольного, замагничивающего электроны магнитного, и радиального электрического полей азот, аргон и криптон «разойдутся» каждый на свой приемник.

Отдельной последующей задачей является обеспечение прохождения всей плазмы через магнитный барьер азимутатора.

### Литература

- [1]. Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Масс-сепарация ионов кольцевого плазменного потока // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36, Вып. 4. – С. 75-80.
- [2]. Bardakov V.M., Ivanov S.D., Strokin N.A. Advances and problems in plasma-optical mass-separation // Physics of Plasmas, – 2014. – V. 21, N 3. – 033505.

## ВЕРИФИКАЦИЯ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Дикалюк А.С., Суржиков С.Т., Куратов С.Е.

*Вероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,  
Москва, Россия, e-mail: [aleks.dikaljuk@gmail.com](mailto:aleks.dikaljuk@gmail.com)  
Институт проблем механики РАН им. А.Ю. Ишлинского, Москва, Россия  
Московский физико-технический институт (государственный университет),  
Долгопрудный, Россия*

Расчет траекторий движения заряженных частиц в заданных электростатических полях, несмотря на кажущуюся простоту, с вычислительной точки зрения является сложной многоэтапной задачей.

Рассматриваются системы с осевой симметрией. На первом этапе решается уравнение Пуассона с нулевой правой частью при заданных граничных условиях (потенциалах на электродах, которые в свою очередь могут иметь сложную форму). Рассчитывается распределение потенциала в расчетной области, а так же электрические поля. В данной работе эта задача решается численно с использованием метода установления и метода конечного объема, реализованного на неструктурированных треугольных сетках [1].

На втором этапе рассчитываются траектории движения заряженных частиц. При этом решается задача интерполяции рассчитанных ранее полей из барицентров треугольников сетки к местоположению частиц. Для расчета движений частиц используется метод Бориса [2], однако следует помнить, что в определенных ситуациях движение частиц может быть релятивистским.

Ввиду сложности решаемой задачи целесообразным является проведение тестовых расчетов. В данной работе на ряде примеров выполнено сопоставление результатов расчетов, полученных по разработанным программам, с результатами, полученными с помощью программ CPO и SIMION. Во всех рассмотренных тестовых случаях продемонстрировано удовлетворительное согласие между результатами.

Во второй части работы учтено влияние пространственного заряда пучка ускоряемых частиц на распределение полей в системе. Для этого потребовалось рассчитать плотность заряда в барицентрах треугольных элементов и решить уравнение Пуассона с правой частью (таким образом, был реализован PIC-метод). Верификация подхода частиц-в-ячейках в контексте задач связанных с движением заряженных частиц в ионно-оптических системах была протестирована путем моделирования вольт-амперной характеристики идеального диода, работающего в режиме пространственного заряда (закон степени трех вторых).

Верифицированные в работе компьютерные коды могут быть использованы для анализа различных ионно-оптических систем, а так же как составные части для создания кинетической модели плазмы на основе метода частиц в ячейках [3 – 5].

### Литература

- [1]. Котов Д.В. Вычислительные модели физико-химической кинетики при гиперзвуковом обтекании реальных тел. - Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м. н., 2010 г.
- [2]. Delzanno G.L., Camporeale E. On particle movers in cylindrical geometry for Particle-In-Cell simulations. – J. Comput. Phys. – 2013. – V. 253. – P. 259-277.
- [3]. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
- [4]. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. – М.: Мир, 1987.
- [5]. Суржиков С.Т. Бесстолкновительный разлет двухзарядного плазменного облака в разреженной замагниченной плазме. – Физика плазмы. - 2000. – Т. 26. - № 9. - С. 811-823. E., RF, Moscow, FSUE VNIIA

**СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДУШНОГО ПЛАЗМОТРОНА  
МОЩНОСТЬЮ ДО 1 МВТ**Э.Х. Исакаев, В.Ф. Чиннов, А.С. Тюфтяев, М.Х. Гаджиев, М.А. Саргсян,  
П.В. Коновалов*ОИВТ РАН, г. Москва, e-mail: [m.sargsyan86@mail.ru](mailto:m.sargsyan86@mail.ru)*

Создан мегаваттный генератор высокоэнтальпийной воздушной плазменной струи ( $H \geq 30$  кДж/г) с характерным диаметром проходного сечения 50 мм, относящийся к классу плазмотронов с термоэмиссионным катодом, тангенциальной закруткой потока и расширяющимся каналом выходного электрода – анода [1]. Воздушный плазмотрон мощностью 1 МВт благодаря оригинальной конструкции основных элементов: катода, системы формирования газового потока и анода, – обеспечивает высокие расходные характеристики и ресурс при работе на воздухе. Для защиты катода от эрозии при работе в агрессивной среде воздуха в промежуток между катодом и первым соплом подается азот с расходом около 2 г/с, благодаря чему в прикатодной области горит электрическая дуга в химически мало активной азотной среде. Ниже по каналу через воздушную вставку аксиально подается воздух с расходом до 16 г/с, который смешивается с плазмой азота и выдувается по разрядному каналу через секционированное сопло в расширяющийся анодный канал, что обеспечивает формирование на выходе плазмотрона слабо расходящейся ( $2\alpha = 12^\circ$ ) воздушной плазменной струи диаметром  $D = 50$  мм со среднемассовой температурой плазмы  $6000 \div 9000$  К. Вольт-амперная характеристика плазмотрона имеет практически не меняющееся с током напряжение горения дуги с расширенной (по сравнению с дугами в цилиндрических каналах) зоной устойчивого горения. Измеренные калориметрически тепловые потоки в основные водоохлаждаемые узлы установки позволили установить, что КПД плазмотрона значителен и составляет величину около 80%.

Для исследования параметров плазмы стенд оборудован диагностической вставкой с семью отверстиями, позволяющими производить регистрацию спектров излучения по сечению плазменного потока на выходе из плазмотрона. Предварительный анализ полученных спектров воздушной плазмы показывает, что при токе дуги 1500 А приосевая зона плазменной струи характеризуется температурой до 15 000 К, а периферийная излучающая ее область имеет температуру 8000 – 9000 К. Температура электронов определяется методом относительных интенсивностей спектральных линий NI и OI с различающимися энергиями возбуждения верхних уровней. В периферийных областях плазменной струи методом ее оценки могут служить относительные интенсивности многочисленных линий CuI (материал стенок плазмотрона) в области 400 – 525 нм, охватывающих широкий диапазон энергий возбуждения 3,82 – 8,00 эВ. Концентрация электронов плазмы воздуха оценивается по штарковской составляющей фойгтовских контуров линии  $H_\alpha$  (линейный Штарк – эффект) и атомной линии OI 725,4 нм (квадратичный Штарк – эффект). В приосевой области плазмы мегаваттного плазмотрона концентрация электронов составляет величину  $(3 \pm 1) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Работа выполнена по плану научной школы НШ – 1800.2014.8 при частичной поддержке грантов РФФИ № 13-08-0143, № 12-08-00758 и № 14-08-00330.

**Литература**

- [1]. Исакаев Э. Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф. //ТВТ. 2010. Т.48. № 1. С. 105-134.

**ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНОВ НА ПРОЦЕСС ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА ГРАФЕНА**

Е.Г. Шустин, Н.В. Исаев, И.М. Котелянский, В.А. Лузанов, Е.Н. Миргородская,  
М.П. Темиряева

*Институт радиотехники и электроники РАН им. В.А. Котельникова, Фрязинский филиал, г. Фрязино, Россия*

Доклад посвящен разработке технологии плазмохимического синтеза графена, пригодного для использования в нанoeлектронике, и исследованию факторов, влияющих на структуру синтезируемых пленок.

Основные методы получения графена в настоящее время – механическое или химическое отщепление чешуек графена с поверхности высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) и CVD осаждение графита на металлические подложки-катализаторы. Наиболее актуальной проблемой является получение структурно совершенного графена для нанoeлектроники. Основные усилия исследователей в настоящее время концентрируются на поиске способов осаждения монокристаллического графита на подложках, способных играть роль катализаторов эпитаксиального роста. Высокие температуры, требуемые для синтеза графена CVD методом, создают основные проблемы для получения структурно совершенного графена. Поэтому все большее внимание привлекает возможность синтеза графена в плазмохимических процессах (PECVD). Показано, что использование плазмы для синтеза графена позволяет существенно снизить температуру процесса до 500–600°C, однако во всех работах, опубликованных до сих пор, был получен только поликристаллический графен с большой плотностью дефектов.

В работах по синтезу графена методом PECVD явно или неявно предполагается, что роль плазмы сводится только к разложению углеводородов. Воздействие плазмы на растущую пленку графена считается отрицательным эффектом, поэтому это воздействие стараются минимизировать (remote plasma enhanced process). При этом энергетические спектры ионов и их влияние на структуру синтезируемых пленок практически не изучались.

В этой работе мы исследуем влияние низкоэнергичных ионов из плазмы, воздействующих на осаждаемую пленку, на ее структуру. Синтез проводился в реакторе на базе пучково-плазменного разряда [1]. В качестве подложек использовались пластины атомно-гладкого сапфира с осажденными пленками никеля толщиной 200–500 нм. Была обеспечена возможность поддержания температуры подложки в диапазоне до 900°C. Для управления потенциалом плазмы, а следовательно, энергией эмитируемых ей ионов использовался специальный электрод, контактирующий с плазмой.

Показано, что структура синтезируемой пленки весьма чувствительна к энергии бомбардирующих ионов: поликристаллический графен образовывался в диапазоне энергий  $E_{ion} = 10 - 25$  эВ. При энергии  $E_{ion} < 10$  эВ напылялась аморфная углеродная пленка; при  $E_{ion} > 25$  эВ наблюдалась конкуренция процессов напыления алмазоподобной пленки (DLC) и ионного травления, при этом преобладающий процесс определялся температурой подложки и скоростью распыления углеродной мишени. В настоящее время в наших экспериментах получены пленки графита, не уступающие по структурным характеристикам опубликованным результатам по PECVD синтезу графена.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант №14-08-00143)

**Литература**

- [1]. Н. В. Исаев, И. Л. Клыков, В. В. Песков, Е. Г. Шустин, В. А. Курнаев., И. В. Визгалов ПТЭ 2014 №1 с. 124–127.

## МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИОННОЙ ОБРАБОТКИ В ВЧ-ПЛАЗМЕ Пониженного Давления Высокомолекулярных Материалов Случайно-Неоднородной Структуры (на примере полиэтилена)

В.С. Желтухин, И.А. Бородаев

*Казанский национальный исследовательский технологический университет*

Стремительно развивающаяся отрасль нанотехнологий предъявляет с каждым годом все более высокие требования к свойствам органических материалов, что делает задачу придания им качественно новых свойств актуальной. Одним из наиболее эффективных способов модификации наноструктур материалов является их обработка в струе плазмы высокочастотного (ВЧ) разряда пониженного давления (1,33 – 133 Па) [1].

Для детального исследования процесса проникновения атомов плазмообразующего газа в образец при обработке полиэтилена в ВЧ-плазме пониженного давления создана математическая модель на основе метода молекулярной динамики.

Моделирование проводится для элементарной ячейки полимера, размеры которой составляют  $10 \times 10 \times 10 \text{ нм}^3$ , что подобрано, исходя из структуры полимера. Такой размер элементарной ячейки соответствует возможному размеру области кристаллической фазы полиэтилена. Степень кристалличности в ячейке принимается за 100%. Структура полиэтилена представляется в виде строго упорядоченных атомов углерода и водорода.

Математическая модель взаимодействия плазменного иона с образцом полиэтилена описывается системой уравнений движения каждой из взаимодействующих частиц:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} &= \sum_{j \neq i} \mathbf{F}_{ij} / m_i, \quad \mathbf{v}_i(0) = 0, \quad i = 1, \dots, N + 1; \\ \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} &= \mathbf{v}_i, \quad \mathbf{r}_i(0) = \mathbf{r}_{i0}, \quad i = 1, \dots, N + 1. \end{aligned}$$

Здесь  $\mathbf{v}_i$ ,  $\mathbf{r}_i$  – вектор скорости и радиус-вектор  $i$ -й частицы (атома или иона),  $\mathbf{r}_{i0}$  – координаты начального положения частиц,  $\mathbf{F}_{ij}$  – сила, действующая на  $i$ -ую частицу со стороны  $j$ -й частицы,  $m_i$  – масса  $i$ -й частицы,  $t$  – время,  $N$  – количество атомов в элементарной ячейке. Частица с индексом  $N + 1$  соответствует налетающему иону плазмообразующего газа. Силы взаимодействия атомов  $\mathbf{F}_{ij}$  рассчитываются с помощью потенциалов:  $\mathbf{F}_{ij} = -\text{grad } U_{ij}$ . Здесь  $U_{ij}$  рассчитывается как сумма потенциалов валентных и невалентных взаимодействий.

Наиболее употребительные потенциальные функции, применяемые в молекулярно-динамических расчетах и итерационный процесс вычисления классических траекторий отдельных атомов и полимерных цепей приведены в работе [2].

Такая механистическая модель далека от идеала, но она достаточно адекватно описывает движения молекулярных структур, если достаточно точно вычислены силовые константы и шаг интегрирования не слишком велик [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 13-01-00908, 14-01-00755), Минобрнауки РФ (госзадание № 2196 от 01.02.2014).

### Литература

- [1]. Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кашапов Н.Ф. // Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях: Теория и практика применения. - Казань: Изд-во Казан.технол. ун-та, 2000.
- [2]. Холмуродов Х.Т., Алтайский М.В., Дардин Т., Филатов Ф.П. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2003. 34. №3. С.474-515.
- [3]. Желтухин В.С., Бородаев И.А., Ананьев К.В. //Материалы Десятой Международной конференции «Сеточные методы для краевых задач и приложения». Казань. 2014. С. 285-290.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СИНТЕЗА ГРАФЕНОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ПИРОЛИЗЕ УГЛЕВОДОРОДОВ В ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Р.Х. Амиров, Э.Х. Исакаев, М.Б. Шавелкина, \*Т.Б. Шаталова

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, [mshavelkina@gmail.com](mailto:mshavelkina@gmail.com)*

*\*Московский государственный университет, Москва, [shatalova@inorg.chem.msu.ru](mailto:shatalova@inorg.chem.msu.ru)*

Большинство имеющихся методов получения графена связаны с механическим или химическим расщеплением графита или эпитаксиальным ростом графеновых пленок. Эти методы не дают возможности получения графена большой площади и высокого качества. Значительный прогресс было достигнуто недавно с помощью метода химического осаждения графена из газовой фазы (CVD-метод) на Ni-подложку с последующим перенесением его на произвольную подложку.

Тем не менее, остается задача масштабирования получения графенов. С этой точки зрения весьма перспективно применение термической плазмы, когда используются плазмотроны. Преимуществами предлагаемого подхода по сравнению с электродуговым способом [1] получения графенов являются: возможность существенного увеличения производительности за счет непрерывного режима работы; возможность работы с исходными веществами в различных агрегатных состояниях; возможности оптимизации процесса за счет независимого регулирования в широком диапазоне давления, энерговклада и соотношений расходов плазмообразующего газа и исходного углерод содержащего вещества; возможность формирования потока с использованием различных дополнительных устройств (сопл) и путем изменения геометрических параметров плазмотрона. При использовании плазмоструйного реактора на основе плазмотрона постоянного тока в работе [2] были получены чистые слоистые графены. При этом число графеновых слоев контролировалось расходом этанола. В качестве плазмообразующего газа использовался аргон при атмосферном давлении.

В настоящей работе для синтеза графенов применен плазмотрон постоянного тока мощностью до 40 кВт с расширяющимся каналом выходного электрода и вихревой стабилизацией дуги. В качестве плазмообразующего газа использовался гелий и аргон в интервале давлений от 200 до 730 Торр. Источником углерода служили наиболее доступные и обеспечивающие высокую производительность газы - метан и смесь пропана с бутаном при содержании в газовой фазе от 2 до 20%. Предварительно было исследовано влияние смеси пропан бутана и метана на характеристики плазмотрона, определены предельные их расходы. Варьированием расхода и состава газовой фазы было установлено, что наибольший выход (80%) графенов образуется в среде гелия при 350 Торр при его расходе равном 0,75 г/с. Несколько меньше выход графенов (56%) в аргоне при его расходе 3,75 г/с, но вместе с аморфным углеродом и графитизированными частицами. Образование графенов (обычных листовых и из смятых листов) было доказано методом сканирующей электронной микроскопии. Был зарегистрирован выход графенов большой площади с характерным размером до 1500 нм. Фазовый состав и термическая стабильность полученных материалов были исследованы термическими методами анализа. Удельная поверхность листовых графенов, измеренная стандартным методом, составила 300 м<sup>2</sup>/г. В целом получены экспериментальные данные, позволяющие поэтапно масштабировать синтез графенов желаемой морфологии.

### Литература

- [1]. Wu Y. et al. // Nano Res. 2010. V.3(9) P.661
- [2]. Kim J. et. al. // Nanotechnology. 2010. V21. P.1

**ФОРМИРОВАНИЕ ИЗНОСОСТОЙКИХ НАНОДИФФУЗИОННЫХ СЛОЕВ  
НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ И АНАЛИЗ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ  
СВОЙСТВ МЕТАЛЛОРЕЖУЩЕГО И ОБРАБАТЫВАЮЩЕГО ИНСТРУМЕНТА  
ПРИ ОБРАБОТКЕ ВЧ ПЛАЗМОЙ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ**

И.Ш. Абдуллин, А.А. Хубатхузин, В.И. Христолюбова

*Казанский национальный исследовательский технологический университет, г. Казань,  
Россия, [al\\_kstu@mail.ru](mailto:al_kstu@mail.ru)*

Металлорежущий инструмент широко используется и предприятиями, и рядовыми покупателями. По этой причине к нему предъявляются очень высокие требования по качеству, безопасности работы и эргономичности, что вынуждает производителей создавать все более и более совершенные виды и формы инструмента. В качестве объектов исследования были выбраны торцевые, дисковые, концевые фрезы и сверла.

С целью модификации поверхности материала использовалась опытная ВЧ емкостная (ВЧЕ) плазменная установка. Рабочее давление в камере 24–26 Па. Для повышения микротвердости поверхности изделия использовалась смесь плазмохимического газа, метана, 0,004 г/с и аргона 0,06 г/с.

При определении физико-механических свойств применялось измерение микротвердости, шероховатости, модуля упругости и коэффициента упругого восстановления, коэффициента трения, исследовался рельеф и структура поверхности на субмикронном и нанометровом масштабе с помощью сканирующего нанотвердомера «НаноСкан-3D». На базе «НаноСкан» реализован метод измерения твердости, основанный на измерении и анализе зависимости нагрузки при вдавлении индентора в поверхность материала от глубины внедрения индентора. Данный метод лежит в основе стандарта на измерение твердости ISO 14577. Для механических испытаний применяется индентор типа Берковича, который представляет из себя трехгранную алмазную пирамиду с углом при вершине около 142°. Особенность: пьезорезонансный кантилевер камертонной конструкции с высокой изгибной жесткостью консоли ( $\sim 2 \cdot 10^4$  Н/м).

Для контроля качества выпуклых поверхностей использовался прибор на базе сканирующего нанотвердомера, предназначенный для контроля качества физико-механических свойств поверхности труб неразрушающими методами.

Таким образом, выявлено, что физико-механические показатели деталей, обработанных в плазме емкостного ВЧ разряда, обладают более высокими технологическими и эксплуатационными характеристиками. Происходит газонасыщение (карбидирование) поверхностных слоев металлов и сплавов на глубину до 1 мкм за время обработки до 40 мин, результатом чего является повышение прочностных свойств, долговечности и срока службы изделий. Преимуществом ионной имплантации перед другими методами введения примеси в твердые тела является универсальность процесса, позволяющего ввести любой элемент в любой материал в строго контролируемом количестве, а также задавать его распределение по глубине.

Исследования износоустойчивости проводились экспериментальным путем на натуральных испытаниях в ОАО «Северо-Западные магистральные нефтепроводы». Они показали, что у всех обработанных фрез увеличился срок службы в интервале от 140 до 230%.

Изучен и освоен комплексный подход к изучению покрытий с применением методов измерения рельефа, шероховатости, твердости, износоустойчивости, модуля упругости, коэффициента упругого восстановления и толщины модифицированного слоя в рамках одного измерительного прибора.

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В НЕ ПЕРЕМЕШАННОЙ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ В СЛУЧАЕ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ АКТИВАЦИИ ОКИСЛИТЕЛЯ. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Е.А. Филимонова, А.Н. Бочаров, В.А. Битюрин

Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, РФ, [helpfil@mail.ru](mailto:helpfil@mail.ru)

В настоящее время существует достаточно много публикаций, в которых рассматривается воздействие электрического разряда на воспламенение предварительно перемешанных горючих смесей. Численно показано, что радикалы, нарабатанные в результате диссоциации молекул кислорода и топлива в разрядной зоне, стимулируют более быстрое воспламенение при более низких температурах, чем это происходит в случае самовоспламенения.

Несмотря на то, что новая стратегия в двигателестроении предлагает использовать именно предварительно перемешанные горючие смеси, в которых предполагается реализовывать распределенный поджиг [1], все-таки в большинстве реальных двигателей окислитель и горючее предварительно не перемешивают. В данной работе рассматриваются изначально не перемешанные воздух и топливо, граница между которыми расположена в плоскости  $x = 1$  см (см. рисунки), электрическим разрядом осуществляется активация воздуха. В рамках 1D моделирования рассмотрены инициация и распространение пламени в такой системе за счет изменения температуры воздуха и наработки в нем активных частиц под воздействием разряда. Расчеты проведены для повышенных давлений (5,5 бар) с учетом предварительного подогрева топлива до температур  $\sim 700$  К. Электроразрядное воздействие описывается в предположении постоянного приведенного электрического поля, аналогично [2].

На рисунках 1, 2 представлены результаты расчета распространения волны горения для величины энерговклада  $W = 0,05$  эВ/молекула с разными начальными температурами окислителя:  $T_0 = 680$  К и  $1210$  К. Нагрев газа за счет разряда –  $\Delta T = 92^\circ$  и концентрация

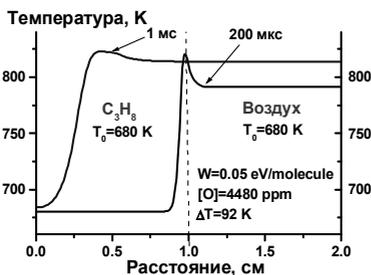


Рис.1

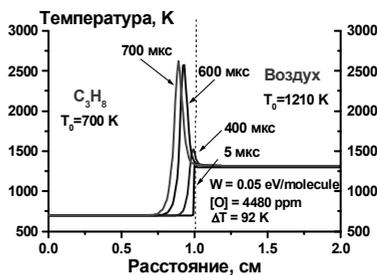


Рис.2

атомов кислорода в зоне воздействия разряда составляла  $[O] = 4480$  ppm. Видно, что при  $T_0 = 680$  К (рисунок 1) воспламенения не происходит, в то время как при  $T_0 = 1210$  К (с учетом нагрева –  $1300$  К) воспламенение происходит на временах  $\sim 400$  мкс. Как показали расчеты, воспламенение без разряда при  $T_0 = 1300$  К тоже происходит на тех же временах. Таким образом, время воспламенения в основном зависит только от температуры воздуха и пропана, а начальная скорость распространения пламени растет с увеличением энерговклада, следствием которого является увеличение концентрации первичных радикалов кислорода.

### Литература

- [1]. Reitz R. D. Combustion and flame, 2013, V.160, P.1-8.
- [2]. Filimovna E.A. J. Physics D: Applied Physics. 2014, V.47, November.

## КИНЕТИКА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПОРИСТОСТИ И ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ В ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ

Г.И. Змиевская, А.Л. Бондарева

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*

Моделирование дефектообразования в слоях покрытия радиационно стойкого карбида кремния обнаружило фундаментальные свойства формирования наноразмерной пористости радиационными потоками, что может быть перспективной разработкой для расчета изменений параметров оптических свойств при заполнении пор веществами с известными характеристиками. Модели пористости возникающей при блистеринге создают среду с неупорядоченной пористостью, подбором параметров слоев в многослойных образцах возможно использовать такие расчеты при проектировании или создании сред со свойствами одномерного фотонного кристалла [1]. Область применения пористых полупроводников (например, карбида кремния) обширна, и требует уточнения свойств при существенном увеличении удельной площади поверхности, изменении теплопроводности и других физических свойств материала. Карбид кремния может рассматриваться также как наноразмерное включение в композиты ракетно-космических материалов, при этом изучается пористость в карбиде кремния при разной радиационной нагрузке и оценивается роль физических процессов на границе зерен. Явление кластеризации (или фазовый переход 1-го рода) моделируется как диффузия в фазовом пространстве размеров кластеров. Изменение размера может происходить также в результате неупругих столкновений зародышей пор при их броуновском движении /БД/ в кристаллической решетке, которое вызвано дальнедействующими потенциалами взаимодействия зародышей друг с другом и градиентами концентраций дефектов в объеме тонкого облучаемого слоя. При рассмотрении процессов движения «островков»-зародышей пор в плазмоподобной среде [2] решетки металла (или по поверхности зерен карбида кремния в металле) такое взаимодействие является косвенным упругим, поскольку определяется свойствами кристаллической решетки, а именно ее акустическими фонами и Фриделевскими осцилляциями плотности электронов твердого тела [3]. Взаимодействие потока ионов с поверхностью формирует распределение зародышей вакансионно-газовых пор, которое не будет равновесным и стационарным, а будет изменяться с характерными временами от нсек до мсек. Вследствие флуктуационной неустойчивости процесса зародышеобразования, связанной с нелинейной зависимостью потенциала Гиббса образования зародыша от его размера и рядом других факторов, можно изменить и скорость образования зародышей новой фазы и ФР зародышей по размерам (которую можно найти, решая системы стохастических дифференциальных уравнений для модели диффузионных Марковских процессов фазового перехода формирующих пористость). Анализируются нелинейные факторы модели, влияющие на эволюцию функции распределения внедренных вакансионно-газовых дефектов в карбиде кремния.

### Литература

- [1]. А.Л. Бондарева, Г.И. Змиевская // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2014, № 6, с. 79–85.
- [2]. Ю.С. Сигов Вычислительный эксперимент: мост между прошлым и будущим физики плазмы. Избранные труды/Сост. Г.И. Змиевская, В.Д. Левченко. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. — 288 с.
- [3]. А.А. Берзин, А.И. Морозов, А.С. Сигов// ФТТ. 1996. 38 № 5. с. 1349-1356.

## ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ПЕРЕРАБОТКЕ ЧАСТИЦ КВАРЦА В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ КРЕМНИЙ В ДИСПЕРСНЫХ ГАЗОПЛАЗМЕННЫХ ВОДОРОДОСОДЕРЖАЩИХ ПОТОКАХ

Ю.М. Гришин, Н.П. Козлов, А.С. Скрябин

*ФГБОУ ВПО «Московский государственный технический университет  
им. Н.Э. Баумана»*

В работе представлены результаты теоретического исследования основных теплофизических процессов, протекающих при переработке частиц кварца в поликристаллический кремний плазмохимическим методом, некоторые экспериментальные результаты исследования которого представлены в [1, 2]. Указанный метод осуществляется в газоплазменном дисперсном аргоново-водородном потоке, генерируемом электродуговыми или индукционными плазмотронами. В указанном потоке в соответствии с уровнем его температуры происходят процессы пиролиза мелкодисперсных частиц кварца (с образованием атомов кремния и кислорода), газофазные химические реакции связывания в канале газохимического реактора (ГХР) кислорода атомами водорода (с формированием паров воды) и объёмная конденсация паров кремния с получением частиц поликристаллического кремния. Исследования проведены для тех теплофизических процессов, которые, как показал анализ, в большей степени могут ограничивать итоговую производительность метода: для процесса пиролиза кварцевых частиц и для химических реакций в ГХР.

Расчёты позволили выявить особенности нагрева, испарения и пиролиза мелкодисперсных частиц кварца в потоке плазмы индукционных высокочастотных плазмотронов. Показано, что индукционные плазмотроны с потребляемой мощностью 50 – 100 кВт позволяют полностью переработать частицы с размером 50 – 100 мкм. Установлено, что предельная величина относительного (по отношению к массовому расходу аргона) массового расхода

испаряемого кварца  $k_G$  для указанных плазмотронов составляет  $k_G \approx 0.1$ .

Сформулирована модель кинетики газофазных химических реакций в системе, состоящей изначально из атомов Si, O, H и Ar. На основании теоретического анализа данной модели установлены общие условия эффективной реализации плазмохимического метода. Создана модель расчёта теплофизических параметров одномерного стационарного химически реагирующего потока в цилиндрическом канале ГХР с учётом объёмных источников теплоты. Показано, что неравновесность химических процессов и объёмное тепловыделение, интенсивность которого зависит от концентраций реагентов на входе ГХР (фактически, от  $k_G$ ), существенно влияют на динамику среднемассовой температуры потока и концентраций продуктов вдоль осевой координаты ГХР. Количественной характеристикой

неравновесности процессов является число Дамкёлера  $Da = t_x / t_{[H_2O]}$ , где  $t_x$  – время пребывания смеси в ГХР и  $t_{[H_2O]}$  – характерное время реакции образования паров воды.

Установлено, что при  $k_G \leq 10^{-2}$  и  $Da \approx 0.1$  относительная производительность метода по кремнию  $\eta_{Si}$  (по отношению к массовому расходу паров кремния на входе ГХР) достигает максимальных значений и составляет  $\eta_{Si} \approx 0.8 \dots 0.9$ . Полученные результаты легли в основу инженерной методики расчёта параметров соответствующих технологических плазменных установок.

### Литература

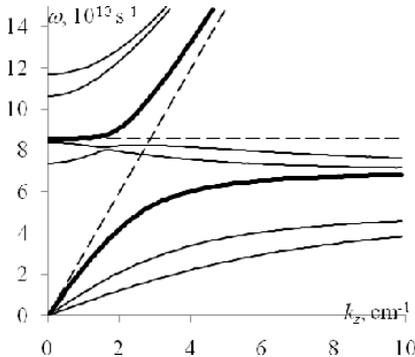
- [1]. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Скрябин А.С., ТВТ, 2012. том 50. стр. 491.
- [2]. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Скрябин А.С., Горный журнал, 2013. № 12. стр. 74.

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ КВАЗИ-ТЕМ ТИПА  
В ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ С НЕОДНОВЯЗНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ  
СЕЧЕНИЕМ В КОНЕЧНОМ ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

И.Н. Карташов, М.В. Кузелев

*Физический факультет МГУ, Москва, Россия, [kartashov@ph-elec.phys.msu.ru](mailto:kartashov@ph-elec.phys.msu.ru)*

Исследуются электромагнитные волны в плазменных волноводах с неодновязной формой сечения во внешнем магнитном поле. Показано существование квази-ТЕМ волны в конечном магнитном поле, которая переходит в истинную ТЕМ волну в пределах бесконечно сильного и нулевого магнитного поля. Результаты решения дисперсионного уравнения для коаксиального цилиндрического плазменного волновода с внутренним радиусом  $R_1 = 1$  см и внешним радиусом  $R_2 = 2$  см представлены на рис. 1 (Спектры волн коаксиального плазменного волновода с  $\omega_{Le} = 5 \cdot 10^{10}$  рад/с в сильном магнитном поле  $\Omega_e = 7 \cdot 10^{10}$  рад/с. Жирные кривые – квази-ТЕМ волны, штрихованные линии – прямые  $\omega = k_z c$  и  $\omega = \Omega_e$ ). Низкочастотная ТЕМ волна имеет фазовую скорость меньше скорости света и может возбуждаться прямолинейным электронным пучком. Частота этой волны фактически определяется величиной магнитного поля (электронной циклотронной частотой).



Рассмотрена возможность возбуждения этой волны электронным пучком. Получено дисперсионное уравнение, описывающее возбуждение пучком электронов ТЕМ-волны в коаксиальном плазменном волноводе:

$$\omega^2 \left( 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \right) - k_z^2 c^2 = \frac{\omega_b^2 \gamma^{-1} (\omega - k_z u)^2}{(\omega - k_z u)^2 - \Omega_e^2 / \gamma^2}. \quad (1)$$

Левая часть уравнения (1) определяет частоту ТЕМ волны, правая часть описывает возбуждение (излучение) этой волны пучком. Наиболее сильное взаимодействие пучка и плазмы происходит в условиях  $\omega(k_z) = k_z u \pm \Omega_e / \gamma$  (условия доплеровского резонанса). Используя предположение о малой плотности электронов пучка можно найти инкремент пучково-плазменной неустойчивости

$$\delta\omega = \frac{1}{2} i \omega_b \gamma^{-1} \sqrt{\frac{\Omega_e}{\omega_0} \left( 1 + \frac{\omega_{Le}^2 \Omega_e^2}{(\omega_0^2 - \Omega_e^2)^2} \right)^{-1}}. \quad (2)$$

## СПЕКТРОСКОПИЯ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО МИКРОВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСНОГО РАЗРЯДА

В.В. Андреев, И. Василеска, М.А. Корнеева

*Российский университет дружбы народов, Москва, РФ, e-mail: aitic@inbox.ru*

Резонансные СВЧ разряды в магнитном поле позволяют одновременно поддерживать и контролировать электронную температуру плазмы на уровне, обеспечивающем эффективную ионизацию газа, включая многократную, что широко используется в различных вакуумно-плазменных технологиях и приложениях.

Целью данной работы было нахождение физических параметров, определяющих излучательные характеристики плазмы ЭЦР-разряда в среде чистых инертных газов и их смесей в области промежуточных давлений.

Разряд возбуждался в кварцевой колбе, помещенной в цилиндрический резонатор (мода  $TE_{111}$ , 2,45 ГГц), помещенный в магнитное поле пробочной конфигурации, создаваемое постоянными магнитами ( $SmCo5$ ) с системой магнитного замыкания. Напряженность магнитного поля в области геометрического центра ловушки и ее профиль изменялись перемещением магнитных полюсов при помощи микрометрической подачи. Импульсный режим магнетронного генератора обеспечивался модулятором с частичным разрядом накопительной емкости и позволял варьировать длительность и частоту повторения импульсов СВЧ в широких пределах (длительность импульса от 0,07 мс до 5,4 мс, пауза от 0,2 мс до 7,1 мс). Максимальная импульсная выходная мощность составляла 700 Вт. Для определения уровня поглощения СВЧ тракт снабжен системой мониторинга поглощенной и отраженной мощности. Подготовка рабочей газовой смеси и плавное изменение давления в рабочем объеме осуществлялось с помощью пьезоэлектрического натекателя СНА-2. Вакуумная система установки обеспечивала фоновое давление не хуже  $1 \cdot 10^{-5}$  Торр. Диапазон давлений в рабочих режимах установки составлял  $1 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-4}$  Торр.

Разрядная камера снабжена вакуумно-плотным портом с ультрафиолетовым окном, используемым для наблюдения и измерений оптического излучения плазмы разряда, а также портами для масс-спектрометрических, вакуумных и зондовых измерений. В качестве средств оптической диагностики использовались скоростной фотодетектор (быстродействие 2 нс, спектральный диапазон 380 – 1100 нм) и монохроматор-спектрограф MS3504i с компенсацией астигматизма. Параллельно проводилась зондовые измерения методами двойного зонда.

Полученные временные зависимости поглощенной мощности, светимости разряда позволили изучить эволюцию разряда в пределах СВЧ-импульса, а также фазы распада. Изучен спектральный состав излучения его характеристики и поведение в широком диапазоне рабочих параметров установки. Полученные результаты свидетельствуют об увеличении интенсивности линий с ростом давления и вкладываемой мощности. Отмечен факт, что увеличение интенсивности линий излучения ионов имеет предел по давлению, при котором ионная составляющая спектра излучения практически полностью исчезает.

Результаты оптической спектроскопии были проанализированы и сопоставлены с результатами, полученными при зондовых измерениях. Выявлены зависимости поведения температуры электронов и интенсивности линий излучения атомарной и ионной компоненты от параметров разряда.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПРОЗРАЧНЫХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

А.И. Корытин, А.Н. Степанов, Е.Л. Бубис, Ю.А. Мальков, А.А. Мурзанов, Д.А. Яшунин

*Институт прикладной физики РАН, Россия e-mail: [bel@appl.sci-nnov.ru](mailto:bel@appl.sci-nnov.ru)*

Метод фазового контраста для применения в физике плазмы в целях измерения ее слабых флуктуаций плотности предложен в [1,2]. В данной работе приведены результаты исследований визуализации прозрачных структур методом нелинейного фазового контраста, в котором сдвиг фаз между дифрагированными и недифрагированными на прозрачной структуре волнами происходит в кубично-нелинейной среде (см.например [3–8]). По сравнению с классическим, данный метод менее критичен к настройке лазерной установки и неконтролируемым смещениям оптических элементов.

Были проведены модельные эксперименты по возможности реализации метода с использованием быстрой керровской нелинейности непосредственно атмосферного воздуха. Прозрачный микропоток газообразного неона освещался гауссовым пучком одномодового линейно-поляризованного титан-сапфировый лазера (энергия импульса  $< 1$  мДж, длительность – 50 фс, длина волны – 800 нм) и фокусировался линзой в воздух. В плоскости изображения регистрировалось его визуализированное изображение CMOS камерой. Предварительные измерения получены при значения мощности зондирующего пучка порядка критической мощности самофокусировки.

Оценки контрастности процесса, выполненные на основании [5, 8] показывают на согласие с выполненным экспериментом.

Представленный нелинейный фазоконтрастный метод после дополнительных исследований может быть применен для визуализации эволюции плазмы, образующейся при воздействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов на газовые и твердотельные мишени.

### Литература

- [1]. Давыденко В.И., Иванов А.А., Вайсен Г. Экспериментальные методы диагностики плазмы. Лекции, Часть 1.-Новосибирск, НГУ, (1999).
- [2]. Lin L., Porkolab M., Edlund E.M. et al. Physics of plasmas 2009,16, 012502.
- [3]. Бубис Е.Л., Гусев С.А., Ложкарев В.В., Мартынов В.О., Кожеватов И.Е., Степанов А.Н. Тезисы XLII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 2014, с.325.
- [4]. Бубис Е.Л. Квант. электр. 2011,Т.41, №6, 568-570.
- [5]. Бубис Е.Л., Матвеев А.З. Квант. электр. 2012, Том 42, № 4, с. 361-366.
- [6]. Бубис Е.Л., Гусев С.А., Кожеватов И.Е. и др. Прикладная физика, 2012, №5, с.16-19.
- [7]. Бубис Е.Л., Гусев С.А., Кожеватов И.Е., Мартынов В.О., Степанов А.Н. Успехи прикладной физики, 2013, т.1, №4, 408-409.
- [8]. Gou A. and Psaltis D. Phys.Rev. A, 2011, 83, 031802 (R).

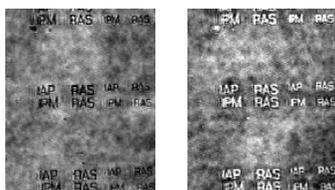
## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА НЕЛИНЕЙНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СТРУКТУРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Е.Л. Бубис, С.А. Гусев, В.В. Ложкарев, А.Н. Степанов

*Институт прикладной физики РАН, Россия e-mail: [bel@appl.sci-nnov.ru](mailto:bel@appl.sci-nnov.ru)*

*Институт физики микроструктур РАН, Россия e-mail: [gusev@ipm.sci-nnov.ru](mailto:gusev@ipm.sci-nnov.ru)*

Представленная работа относится к развитию фазоконтрастного метода, одного из развивающегося метода измерений, в частности, в физике плазмы [1]. Воспроизведение изображения прозрачных структур в схеме фокусировки пучка в поглощающую среду рассмотрено в [2 – 5]. В данной работе приведены результаты исследований преобразования изображения непрозрачной структуры в той же фазоконтрастной схеме. Экспериментально реализованы процессы инверсии изображения и частичного исчезания видимости мелкомасштабного непрозрачного объекта, имеющие место в их плоскости изображения, при определенных мощностях зондирующего излучения (рис.1).



**Рис.1** Негативное и позитивное (инвертированное) изображения названий институтов работы авторов (модельного объекта). Высота букв 30 мкм.

Принципы могут быть использованы в плазменных экспериментах с использованием лазеров среднего ИК диапазона непрерывного действия [1], а также для калибровки нелинейной фазы, в частности, и при исчезновении видимости, аналогично [6].

### Литература

- [1]. Давыденко В.И., Иванов А.А., Вайсен Г. Экспериментальные методы диагностики плазмы. Лекции, Часть 1. Новосибирск, НГУ, (1999).
- [2]. Бубис Е.Л., Гусев С.А., Ложкарев В.В., Мартынов В.О., Силин Д.Е., Степанов А.Н. Приборы и техника эксперимента, 2014, №5, с.113–114.
- [3]. Бубис Е.Л. Квант. электр. Т. 41, №6, 568–570 (2011).
- [4]. Бубис Е.Л., Гусев С.А., Кожеватов И.Е. и др. Прикладная физика, №5, с.16–19, (2012).
- [5]. Бубис Е.Л., Гусев С.А., Кожеватов И.Е., Мартынов В.О., Степанов А.Н. Успехи прикладной физики, т. 1, №4, 408409, (2013).
- [6]. Boudebs G.and Cherukulappurath S., Phys. Rev. A 69, 053813 (2004).

## ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ПРОВОДНИК СФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

С.А. Урюпин, \*А.А. Фролов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, РФ, Москва,

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

\*Объединенный институт высоких температур РАН, РФ, Москва,

e-mail: [frolov@ihed.ras.ru](mailto:frolov@ihed.ras.ru)

Развита теория генерации электромагнитного излучения и поверхностных волн в терагерцовом диапазоне частот при воздействии падающего нормально на проводник фемтосекундного импульса лазерного излучения, сфокусированного цилиндрической линзой. Показано, что создаваемая импульсом пондеромоторная сила приводит к возбуждению нелинейных вихревых токов, сосредоточенных в скин-слое проводника, которые являются источником как низкочастотного излучения, уходящего в вакуум от поверхности проводника, так и низкочастотных поверхностных волн, распространяющихся

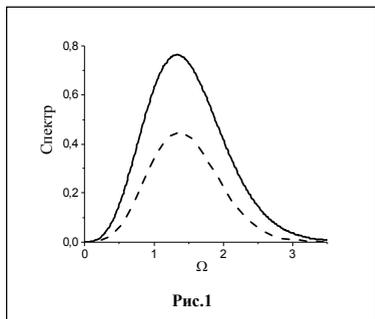


Рис.1

вдоль поверхности проводника. Поле низкочастотного излучения возникает от частей фурье-образа пондеромоторного потенциала, для которых отношение модуля частоты  $\omega$  к модулю  $k_x$  - компоненты волнового вектора вдоль поверхности проводника больше  $c$  - скорости света. Другие части фурье-образа пондеромоторного потенциала, для которых  $|\omega| < |k_x|c$ , порождают поверхностные волны. Исследованы спектральные и энергетические характеристики низкочастотного излучения и поверхностных волн, а также их пространственно-временная структура. Спектральный состав, как

низкочастотного излучения, так и поверхностных волн характеризуется частотами  $\omega = \Omega / \tau$ , где время  $\tau$  характеризует длительность действующего лазерного импульса (см. рис.1). Сплошной кривой на рис. 1 представлен спектр низкочастотного излучения, а штриховой - спектр поверхностных волн. Вычислены полные энергии низкочастотного излучения и

поверхностных волн и исследована их зависимость от  $v_s$  - частоты столкновений электронов (см. рис. 2, где  $\gamma_s = v_s \tau$ ). Из рис.2 видно, что представленная сплошной кривой энергия низкочастотного излучения слабо зависит от  $v_s$ , тогда как представленная штриховой кривой энергия поверхностных волн возрастает с ростом частоты столкновений. В случае фокусировки излучения в линию, ширина которой  $L_x$  порядка продольного размера импульса  $L$ , а длина  $L_y$  значительно превышает продольный размер  $L_y \gg L$ , можно

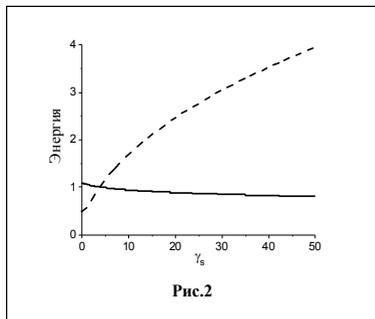


Рис.2

увеличить полную энергию, как низкочастотного излучения, так и поверхностных волн, по сравнению с их максимальными значениями при фокусировке лазерного импульса в пятно радиуса  $R \ll L$  в  $0.15L_y / L$  и  $0.4L_y / L$  раза, соответственно.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В ВАКУУМНОМ ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ ПРИ КАТОДНОМ РАСПЫЛЕНИИ ТИТАНА

Смоланов Н.А., Неверов В.А., Мишкин В.П., Панькин Н.А.

Мордовский государственный университет имени Н.П.Огарева, г. Саранск,  
e-mail: [smolanovna@yandex.ru](mailto:smolanovna@yandex.ru)

Процессы формирования наночастиц при распылении катода вакуумной дугой представляют интерес с позиций физики и химии плазмы, материаловедения, физики конденсированного состояния. В низкотемпературной плазме дугового разряда, используемой для создания поверхностей различного назначения, кроме ионов различного заряда, атомов, молекул присутствуют и микрочастицы. Изучение их свойств и структуры позволяет понять физику процессов происходящих в низкотемпературной плазме.

Целью настоящей работы являлось исследование структуры, фазового и элементного состава порошков, полученных на стенках вакуумной камеры установки ННВ 6.6И4 при нанесении покрытий на металлические изделия методом конденсации с ионной бомбардировкой. Необходимое для изучения количество порошка набиралось после нескольких циклов работы установки. После выемки из камеры порошок подвергался магнитной сепарации в магнитном поле.

В работе исследовался элементный, фазовый и гранулометрический состав микрочастиц в виде порошков, полученных из плазмы дугового разряда при распылении титана в атмосфере реакционных газов. Рентгенографические исследования атомно-кристаллической структуры и фазового состава проводили на дифрактометре PANalytical Empyrean в медном фильтрованном излучении после ситового анализа микрочастиц на ячейках с размерами 20, 63, 100, 140 и 180 мкм.

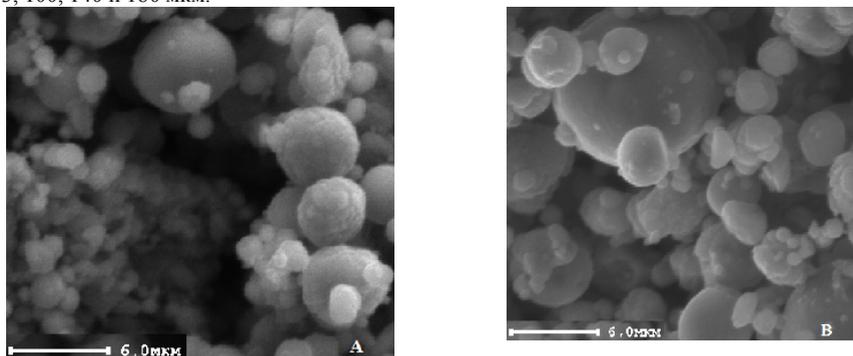


Рис. 1. Фотографии порошков немагнитной (А) и магнитной (В) фракций

Для изучения наноразмерных разориентированных микрокристаллитов был применен метод малоуглового рентгеновского рассеяния. Экспериментальный материал в виде кривой малоуглового рентгеновского рассеяния получен на дифрактометре Hecus S3-MICRO (Cu-излучение с Ni фильтром). Это позволило исследовать неоднородности (частицы, кластеры, поры) с линейными размерами  $L \sim 2\pi/S$  в пределах 1 – 57 нм.

Исследуемый мелкодисперсный порошок можно рассматривать как металлосодержащую структуру переменного элементного и фазового состава. В нем сорбируются реакционные газы, образующие сложные соединения с титаном.

**ЭФФЕКТЫ ЗАРЯДКИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ НА СТРУКТУРЫ  
«МИКРОПРОВОДНИК НА ИЗОЛЯТОРЕ» В ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ  
ТЕХНОЛОГИЯХ**

В.П. Тараканов\*, Е.Г. Шустин

*Институт радиотехники и электроники им. РАН им. В.А. Котельникова, Фрязинский филиал, г. Фрязино, Россия*

*\* Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

При создании наноэлектронных устройств обычные плазменные технологии сталкиваются с неизбежными проблемами, в числе которых – повышение роли накопления заряда на обрабатываемой поверхности. Понимание влияния зарядки поверхности на процесс плазменного воздействия и на возникающую при этом топологию структур нанометрового масштаба является ключевым для достижения требуемого уровня точности и качества функциональных характеристик устройства.

В этом докладе представлены результаты компьютерного моделирования эффекта накопления заряда на характеристики воздействия плазмы на структуру типа "проводник на изоляторе". Моделирование проводилось с использованием кода КАРАТ, использующего математические модели на основе уравнений Максвелла с различными материальными уравнениями. Важной особенностью разработанной для этой задачи модели является то, что поперечный размер проводника задан много меньшим радиуса Дебая окружающей плазмы. Разработанная алгоритмическая модель позволяет наблюдать, как по мере накопления заряда на диэлектрике преобразуются пространственное и энергетическое распределения ионов, бомбардирующих проводник

Расчеты показали, что ионный пучок оказывается не только сильно неоднородным на ширине катода (ширина пучка составляет 0,2 от ширины катода), но также сильно размытым по углам прихода на катод. Эти эффекты определяют неоднородность травления проводника. Ионный поток идет также на поверхность диэлектрика, в ближайшей окрестности от катода его плотность на 2 порядка, а энергия в 3 раза ниже, чем на катоде.

Хотя в докладе представлены качественные результаты, полученные для расчета с условными параметрами системы, модель позволяет проводить количественное моделирование ситуации в реальном режиме плазменного реактора, в том числе при импульсной модуляции параметров плазмы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант №14-08-00143)

## МОДИФИЦИРОВАННАЯ ДИФфуЗИОННО-ДРЕЙФОВАЯ МОДЕЛЬ ПЕННИНГОВСКОГО РАЗРЯДА ПРИ ДАВЛЕНИИ 1 МТОРР

Суржиков С.Т., \*Куратов С.Е.

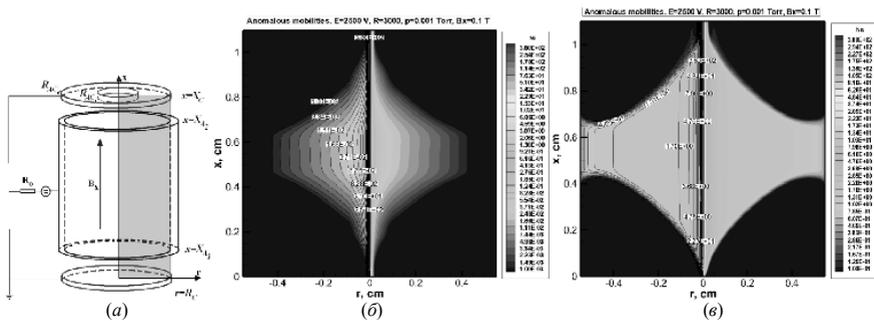
*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия*

*\*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова*

С использованием численного моделирования исследуется пространственная электродинамическая структура разряда Пеннинга, используемого в качестве источника ионов в газонаполненных нейтронных трубках [1]. Рассматривается стационарный разряд в молекулярном водороде, схема которого показана на рис. 1. Используются исходные данные: ЭДС источника тока  $E = 2500$  В, омическое сопротивление внешней электрической сети  $R_0 = 3$  к $\Omega$ , давление 1,0 мТорр, индукция магнитного поля  $B_x = 0,1$  Т (схема разряда дана на рис. 1а).

Используется двухжидкостная и двухтемпературная диффузионно-дрейфовая модель (ДДМ), подробно изложенная в [1]. Однако, учитывая специфику рассматриваемого разряда (низкие давления, большие длины пробега, наличие магнитного поля), в работе предложена модификация классической ДДМ, в которой подвижности ионов и электронов зависят нелинейно от напряженности электрического поля. Указанная модификация ДДМ позволяет получить разумное совпадение с вольтамперной характеристикой, наблюдаемой в эксперименте и, при этом, получить представление о пространственной структуре разряда. На рис. 1б, 1в показаны распределения ионов и электронов в газоразрядном промежутке (концентрации отнесены к  $10^{10}$  см $^{-3}$ ).

Особенностью полученного численного решения является кумуляция разряда в центральной приосевой области и, как следствие, образование пучка ионов, выходящих из отверстия в антикатоде. Также следует отметить большую толщину катодного слоя (на рисунках не показана).



### Литература

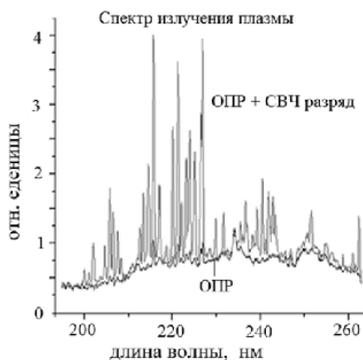
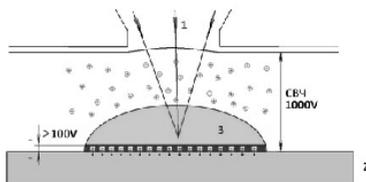
- [1]. Марков В.Г., Прохорович Д.Е., Садилкин А.Г., Щитов Н.Н. Определение энергетических характеристик корпускулярной эмиссии из ионных источников газонаполненных нейтронных трубок// Успехи прикладной физики. 2013. Т.1. №1. С.23-29.
- [2]. Surzhikov S.T. Computational Physics of Electric Discharges in Gas Flows. 2013, Walter de Gruyter GmbH, Berlin/Boston. 428 p.

## СОЗДАНИЕ ПОТОКА ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В СВЧ ПОЛЕ

А. Э. Медведев, Г. Н. Грачёв

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия,  
e-mail: [medvedev@laser.nsc.ru](mailto:medvedev@laser.nsc.ru)

Лазерно-плазменная модификация поверхности металлов позволяет повысить твёрдость, прочность, износостойкость, стойкость к коррозии и другие эксплуатационные характеристики обработанных лазерной плазмой изделий [1]. Для расширения возможности лазерно-плазменного метода был предложен ввод СВЧ-энергии в лазерную плазму с целью повышения эффективности и управляемости процессов технологической обработки материалов [2]. Иллюстрация физических механизмов реализуемых в эксперименте приведена на рис. 1. Сфокусированное импульсно-периодическое (ИП) излучение (1) с частотой  $f \sim 30$  кГц и длительностью импульсов  $\sim 1$  мкс создает вблизи облучаемой мишени (2) оптический пульсирующий разряд (ОПР) (3). СВЧ ток через плазму приводит к росту падения напряжения на приграничном заряженном слое плазма-металл. Средняя мощность лазерного излучения  $\sim 1$  кВт. ОПР горит в ИП СВЧ поле (2, 47 ГГц), частота повторения СВЧ импульсов равна  $f$ , а длительность  $\sim 1 - 2$  мкс, средняя мощность 50 – 100 Вт. Измерения спектрального состава лазерной плазмы в области 180 – 1100 нм выявили существенную реакцию диапазона 200 – 260 нм на наличие СВЧ тока в плазме. Значительное усиление отдельных линий УФ спектра излучения (рис. 2) свидетельствует о появлении высокоэнергетичных ионов с энергиями порядка 5 эВ, отсутствующими в лазерной плазме без СВЧ поля. Наблюдаемое обогащение коротковолновой части спектра обусловлено влиянием СВЧ поля на систему плазма – металл: быстропеременный ток через плазму приводит к уходу электронов на металл и созданию постоянной разности потенциалов плазма-металл, как предполагается, до 100 и более вольт, что приводит к существенному повышению энергии идущих на поверхность ионов. Величина заряженного слоя границы плазма-металл определяется вводимой в плазму СВЧ мощностью. На основе данного эффекта предложен метод управления глубиной залегания имплантированных ионов и качеством обрабатываемой поверхности.



### Литература

- [1]. С.Н. Багаев, Г.Н. Грачев, А.Л. Смирнов, М.Н. Хомяков, Л.Д. Макагон, А.О. Токарев, П.Ю. Смирнов «Применение метода лазерно-плазменной модификации поверхности металлов для улучшения триботехнических характеристик цилиндров двигателей внутреннего сгорания» // «Обработка металлов (технология, оборудование, инструменты)» -2014.-№1 (62) – С.14-23.
- [2]. А.Э. Медведев, Г.Н. Грачёв, А.М. Барняков, Ю.Д. Черноусов. Технологическая головка для обработки поверхности лазерной плазмой с наложенным СВЧ полем. Заявка №2014131181 от 28.07.2014 г.

## АНАЛИЗ ПРИМЕСЕЙ ПО СПЕКТРАМ ЭНЕРГИЙ ПЕННИНГОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ С ПОМОЩЬЮ СТЕНОЧНОГО ЗОНДА

А.А. Кудрявцев, А.И. Сайфутдинов, С.С. Сысоев, В.Ю. Беляев, Н.А. Хромов

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, akud53@gmail.com, as.uav@bk.ru*

В работе [1] был запатентован ионизационный детектор для анализа газов методом плазменной электронной спектроскопии (ПЛЭС), позволяющий работать при высоких давлениях газа. Он основан на измерениях электронных спектров реакций пеннинговской ионизации атомов и молекул примеси  $A$  метастабильными атомами буферного газа  $B^*$ , в качестве которого целесообразно выбрать гелий, способный ионизовать любую примесь



здесь энергия появления быстрых электронов в реакциях (1) есть  $E_p = E_m - E_i$  ( $E_m = 19,8$  эВ,  $E_i$  – соответственно энергии возбуждения метастабилей гелия и ионизации примеси). Для реализации метода [1-2] необходимо чтобы ФРЭ быстрых электронов  $f(r, \varepsilon)$  была нелокальной, а температура максвелловских электронов была низка, что в стационарных условиях реализуется в плазме отрицательного свечения [3]. В этом случае  $f(r, \varepsilon)$  представляет собой узкие пики, соответствующие энергиям  $E_p$  их появления в реакциях (1) [1,2]. Условие нелокальности ФРЭ  $\lambda_e > L$  ( $\lambda_e = \delta^{-1/2} \lambda$  – длина энергетической релаксации электрона,  $L$  – характерный размер плазменной области) соответствует условию  $pL < 5 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$ , т.е. при высоком (атмосферном) давлении  $p$  размер  $L < 0,07 \text{ mm}$ . В этом случае вводить в плазменный объем классический зонд для измерения ФРЭ не представляется технически возможным. Эту трудность в [1,2] было предложено преодолеть путем использования стеночного зонда для регистрации ФРЭ быстрых электронов.

В данной работе уточнены выражения, представленные ранее в [4], для связи между концентрацией примеси и измеряемой плотностью электронного тока  $j_e$  пеннинговских электронов. Показано, что для плоскопараллельной геометрии с промежутком  $L$  электронный спектр реакции (1)  $R(\varepsilon)$  связан со второй производной  $j_e$  от сканирующего потенциала  $V$  следующим образом

$$\frac{d^2 j_e}{dV^2} = \frac{2\pi e^3}{m^2} R(eV) \int_0^L \beta_p n_m(r) n_m(r) dr, \quad (2)$$

где  $\beta_p$  – константа процесса (1),  $n_m$  и  $n_m$  – концентрации метастабилей гелия и примеси соответственно.

Таким образом, показано, что по второй производной тока пеннинговских электронов, образующихся в результате реакции (1) в плазме отрицательного свечения на стеночный зонд можно определить тип примеси и ее концентрацию.

Работа поддержана РФФИ (проект 14-19-00311).

### Литература

- [1]. Kudryavtsev A.A., Tsyganov A.B. US Patent 7.309.992. December 18. 2007.
- [2]. A.Kudryavtsev, P. Pramatarov, M. Stefanova, N. Khromov. Journal of Instrumentation. Volume 7, P07002, 2012.
- [3]. Кудрявцев А.А., Морин А.В., Цендин Л.Д., ЖТФ, Т. 78, с. т.78, №8, с. 71, 2008.
- [4]. Сайфутдинов А.И., Капустин К.Д., Кудрявцев А.А. Письма в ЖТФ, Т. 40, вып. 21, с. 29, 2014

## ВРМБ В ПОЛЕ ДВУМЕРНО ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ НАКАЧКИ ДЛЯ ВСТРЕЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВОЛН

Д.К. Солихов, \*С.А. Двинин

Таджикский Национальный Университет, Физический Факультет, Таджикистан, Душанбе, e-mail: [davlat56@mail.ru](mailto:davlat56@mail.ru)

\*Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Физический Факультет, Россия, Москва, e-mail: [dvinin@phys.msu.ru](mailto:dvinin@phys.msu.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 данной работе рассмотрена задача расчета амплитуд волн и интенсивности рассеянного излучения при локализации волны накачки в двумерно ограниченной области размером  $L_1$  вдоль направления распространения волны накачки и  $L_2$  в поперечном направлении. На область локализации волны накачки падает пробная волна. Благодаря нелинейному взаимодействию в среде генерируется также звуковая волна. Для волн выполнены условия синхронизма  $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ ,  $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ . В отличие от предыдущих работ

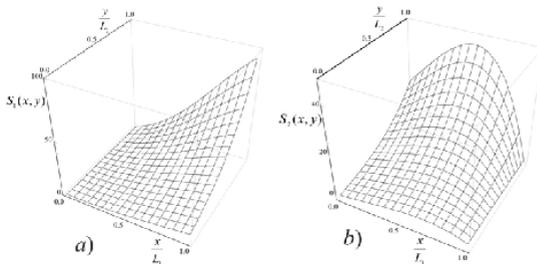


Рис. 1. Пространственная зависимость амплитуд звуковой (а) и рассеянной (б) волн при малом превышении порога ( $\bar{\lambda} = 1,6$  [7, 8]), угол рассеяния  $\theta = 3\pi/4$  и  $\alpha = 1$ .

[5, 6] рассматривается рассеяние во встречном направлении. Таким образом, предполагается, что размер области рассеяния достаточно мал и абсолютная неустойчивость [7, 8] отсутствует. В работе аналитически рассчитана амплитуда рассеянной волны как функция размеров области взаимодействия  $L_1$  и  $L_2$  и угла падения пробной волны. Пример приведен на

рис. 1. Рассмотрены режимы допорогового поля волны накачки (рассеяние пробной волны на ограниченной плазме), слабой надпороговости (режим слабого усиления) и сильного превышения порога неустойчивости. Порог развития конвективной неустойчивости определяется конкуренцией процессов столкновительного поглощения волн, выноса энергии в поперечном направлении и трансформации энергии волны накачки в пробную СВЧ волну и звуковую волну. Знание амплитуды рассеянной волны дало возможность рассчитать интегральную интенсивность рассеяния, измеряемую в эксперименте.

### 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]. Cornella V.M., Gimelstein S.F., Shneider M.N. et al. Optics express, 2012, 20, 12976.
- [5]. Солихов Д.К., Овчинников К.Н., Двинин С.А. Вестник МГУ, 2012, 39.
- [6]. Солихов Д.К., Двинин С.А. XLII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2014, с. 322.
- [7]. Kroll N.M // J. Apple. Phys., 1965, v.36, p. 34 – 43
- [8]. Bobroff D.L., Haus H.A. // Apple. phys., 1967, 38, №1, p.390.

## ИМПУЛЬСНАЯ БЕЗБАРЬЕРНАЯ РАЗРЯДНАЯ ЯЧЕЙКА

В.В. Андреев, Ю.П. Пичугин

*Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова, Чебоксары, Россия,  
e-mail: [andreev\\_vsevolod@mail.ru](mailto:andreev_vsevolod@mail.ru)*

Разрядные ячейки диэлектрического барьерного разряда (ДБР) в настоящее время широко применяются в качестве промышленных генераторов озона. Однако, вследствие того, что озон является сильнейшим окислителем, в разрядной ячейке ДБР происходит интенсивный износ её элементов. Например, в ячейке ДБР диэлектрик часто первым выходит из строя из-за того, что он испытывает, кроме действия сильного окислителя озона, разрушительное воздействие как электрического поля, так и микрозарядов. Один из возможных способов решения проблемы заключается в разработке безбарьерных разрядных камер для синтеза озона и других активных веществ.

Разработанная и исследованная нами безбарьерная разрядная камера для синтеза озона содержит выполненный с патрубками для ввода и вывода озонируемого газа корпус, состоящий из диэлектрических пластин с прокладками. В корпусе расположены высоковольтные и низковольтные электроды, выполненные из тонкого металлического провода, и подключенные к генератору высоковольтных наносекундных импульсов [1, 2]. Подача воздуха или кислорода в разрядную ячейку происходит через входной патрубок. На электроды подаётся импульсное напряжение от высоковольтного наносекундного источника питания. В результате между электродами возникает импульсный коронный разряд, в котором синтезируется озон. Обогащенный озон газ выносится из разрядной камеры через выходной патрубок.

Для эффективной работы безбарьерной разрядной ячейки необходимо, чтобы длительность импульса высокого напряжения была не более 500 нс, а длительность его фронта – не более 100 нс. Наилучшая эффективность достигается при амплитуде напряжения, близкой к началу искрового пробоя. В этом случае коронный разряд обладает наибольшим объемом и однородностью по плотности тока. В таком коронном разряде достигается наивысшая эффективность синтеза озона. Основное достоинство исследованной безбарьерной разрядной камеры заключается в том, что разряды развиваются по обе стороны каждого электрода (кроме крайних электродов) и коронные разряды практически заполняют весь объем разрядной камеры. В результате практически во всем объеме разрядной камеры осуществляется синтез озона и достигается его высокая концентрация на выходе камеры.

Исследованная разрядная камера отличается высокой эффективностью синтеза озона, простотой конструкции и минимальными габаритами.

### Литература

- [1]. Андреев В.В., Пичугин Ю.П., Телегин Г.Г., Телегин В.Г. Патент на изобретение РФ №2488956. Генератор высоковольтных импульсов. Заявка №2012123540/08 от 06.06.2012. Опубликовано 27.07.2013. Бюл. №21.
- [2]. Андреев В.В., Пичугин Ю.П., Телегин В.Г., Телегин Г.Г. Приборы и техника эксперимента, 2013, № 3, с. 58–60.

## **ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА, ПОЛУЧЕННОГО ПРИ ГИРОМАНГИТНОМ РЕЗОНАНСЕ В ПРОБОЧНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ**

Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В.

*РУДН, кафедра экспериментальной физики, [chu\\_d@mail.ru](mailto:chu_d@mail.ru)*

Релятивистские плазменные сгустки, генерируемые в процессе гиромагнитного авторезонанса (ГА) в зеркальной магнитной ловушке [1], представляют большой научный и прикладной интерес. В предыдущих работах было показано, что предельные энергии частиц связаны с амплитудой импульсного магнитного поля, накладываемого на поле пробочной ловушки, и могут достигать значений порядка 0,5 МэВ. В то же время эффективность захвата частиц в авторезонансный режим ускорения связана с индукцией стартового (стационарного) магнитного поля и со скоростью нарастания импульсного магнитного поля.

В настоящей работе основное внимание уделено выявлению пространственной локализации плазменного сгустка на основе рентгенографических измерений. Показано, что плазменный сгусток, представляющий собой захваченные электроны, имеет кольцевую структуру, внутренний и внешний радиусы которой порядка 2 см и 4 см, соответственно. Осевая протяженность сгустка очень не велика и может быть оценена в 3 – 4 мм.

Радиометрические измерения тормозного излучения с применением коллимированного тракта с узкой диаграммой направленности выявляют наличие преимущественного азимутального направления движения частиц и показывают, что сгусток вращается в медианной плоскости ловушки на фоне ионной компоненты.

Основные потери частиц происходят при высадке на штыревую антенну, запитывающую СВЧ-резонатор, и на торцевые стенки камеры, что подтверждается мощным тормозным излучением из этих областей. Рентгенографические отпечатки тормозного излучения с торцевых стенок свидетельствуют о наличии внешнего радиуса пятна высадки частиц порядка 3,5 см. Результаты натуральных экспериментов находятся в хорошем количественном соответствии с вычислительным экспериментом, проведенном на основе модели частиц в ячейке.

В работе также представлены результаты сопоставления рентгенографических измерений тормозного излучения, генерируемого в результате рассеяния электронов сгустка на ядрах аргона (плазмообразующий газ) и излучения эталонного гамма-источника  $^{133}\text{Ba}$ , энергии квантов излучения которого лежат преимущественно в диапазонах 30 – 80 кэВ и 250 – 400 кэВ. Такое сопоставление позволило оценить плотность энергии тормозного излучения с газа, связанную с энергиями и количеством частиц сгустка.

### **Литература**

- [1]. Андреев В.В., Новицкий А.А., Умнов А.М., Чупров Д.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, вып. 1 С. 86-95.

## ИОНИЗАЦИЯ БОЛЬШИХ ОБЛАСТЕЙ ВОЗДУХА

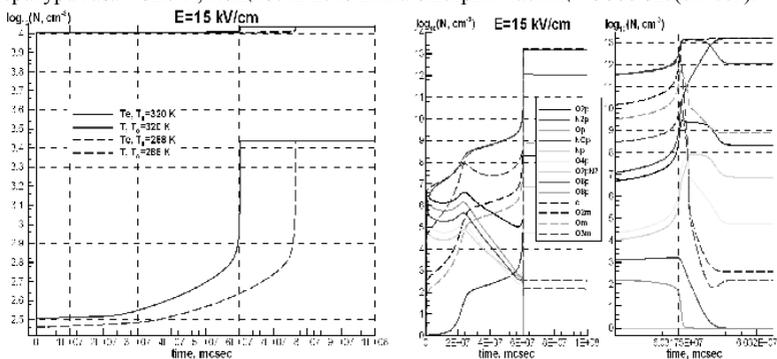
\*Н.В. Арделян, В.Л. Бычков, \*К.В. Космачевский, Д.С. Максимов

*Московский радиотехнический институт Российской Академии наук, Москва, Россия, e-mail: [mrti@mrtiran.ru](mailto:mrti@mrtiran.ru)*

*\*Факультет вычислительной математики и кибернетики, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия, e-mail: [cmc@cs.msu.ru](mailto:cmc@cs.msu.ru)*

Вопросы ионизации больших областей воздуха в период геофизических процессов, сопровождающихся увеличением локальных значений электрического поля земли и фоновой скорости ионизации на расстояниях в несколько метров представляют значительный интерес в связи с исследованиями возникновения пожаров и воспламенения хранилищ различных горючих материалов. В этом случае характерные скорости объемных процессов превышают скорости диффузионных и теплопроводностных процессов в течение длительных промежутков времени, в течение которых происходят процессы наработки и гибели заряженных частиц и локальный разогрев среды за счет релаксационных процессов. В таком случае ионизационные процессы имеют специфический характер.

В работе рассмотрена одномерная математическая модель учитывающая многокомпонентный состав плазмы воздуха, изменение электронной и газовой температур. При всех расчетах с полем меньше 35 кВ/см выделяются 3 стадии: предпробойная ионизация (линейная), промежуточная (нелинейная) стадия с медленной ионизацией и с электроотрицательной (ион-ионной) плазмой, стадия «пробоя-разряда» (нелинейная) с сильным и быстрым разогревом газа и переходом к электрон-ионной плазме. Степень ионизации и температуры после разряда увеличиваются с ростом поля. Предпробойная ионизация происходит существенно быстрее ионизации на промежуточной стадии. Время всех стадий уменьшается с ростом поля. При поле 35 кВ/см время разряда сравнимо с временем стадии предпробойной ионизации, вторая (промежуточная) стадия отсутствует, предпробойная линейная ионизация сразу переходит в «пробой – разряд» с термическим разогревом. (Начальные Условия  $N_g = 2,55 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , концентрации компонентов –  $1 \text{ см}^{-3}$ , температура газа – 320 K, мощность источника быстрых частиц – 3660 эВ/(см<sup>3</sup>сек).



Работа была частично поддержана грантом РФФИ 12-07-00654.

## ПОДЪЕМ ИОНОВ, СОЗДАННЫХ ИСТОЧНИКОМ В СУХОМ ВОЗДУХЕ, В ТРОПОСФЕРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

В.Л. Бычков, Д.С. Максимов, \*Н.П. Савенкова, \*А.В. Шобухов

Московский радиотехнический институт Российской Академии наук, Москва, Россия, e-mail: [mrti@mrtiran.ru](mailto:mrti@mrtiran.ru)

\*Факультет вычислительной математики и кибернетики, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия, e-mail: [stc@cs.msu.ru](mailto:stc@cs.msu.ru)

В работе рассмотрена одномерная математическая модель подъема ионов  $O^+$ ,  $O_2^-$ ,  $O_3^-$ ,  $N_2^+$ ,  $N_4^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O_4^+$  и электронов от наземного генератора ионов до высоты двух километров с учетом дрейфа, диффузии и плазмохимические процессы.

Решалась система из девяти дифференциальных уравнений: уравнение Пуассона и восемь уравнений переноса. Мы приведем лишь общий вид уравнения переноса:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + b \frac{\partial}{\partial z}(NE) + \alpha N, \quad (0.1)$$

$$E = E_{atm} + \frac{e}{\epsilon_0} \frac{\partial N}{\partial z}. \quad (0.2)$$

Здесь  $N$  – концентрация ионов,  $D$  – коэффициент диффузии,  $b$  – подвижность, член  $\alpha N$  обозначает вклад плазмохимических реакций. Атмосферное поле состоит из двух компонент:

$E_{atm}$  – естественное поле Земли в ясную погоду и  $\frac{e}{\epsilon_0} \frac{\partial N}{\partial z}$  – вклад ионов в электрическое поле.

В ходе расчетов были получены распределения концентрации ионов (см. рис. 1) и электрического поля (см. рис. 2) по высоте. На основании которых были сделаны выводы о значимости влияния различных процессов на транспортировку ионов.

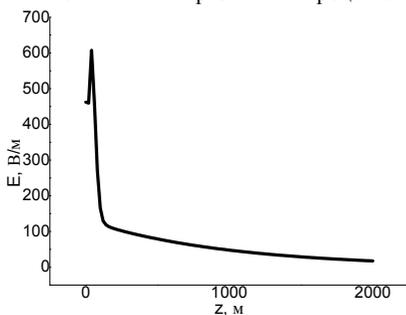


Рис.1 а распределение электрического поля по высоте

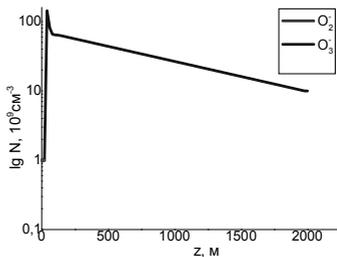


Рис.1б. Распределение концентрации иона  $O_3^-$  по высоте

Работа была частично поддержана грантом РФФИ 12-07-00654.

## ДОЛГОЖИВУЩИЕ СВЕТЯЩИЕСЯ ОБРАЗОВАНИЯ, СОЗДАННЫЕ ПРИ ПОМОЩИ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА

В.Л. Бычков, А.С. Осокин, А.И. Степанов, И.Г. Степанов, В.А. Черников

*Физический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия, e-mail: bychvl@gmail.com*

*Московский радиотехнический институт Российской Академии наук, Москва, Россия, e-mail: mrti@mrtiran.ru*

Вопросы появления и природы долгоживущих светящихся образований (ДСО) привлекают внимание в связи с исследованием транспортировки энергии на большие расстояния и природы природных светящихся образований типа шаровых молний, огней св. Эльма, Хессдаллена и др. В этой связи продолжены работы по получению ДСО при помощи капиллярных плазмотронов. Для получения разряда использовались капилляры из оргстекла или смеси воска с мелкодисперсной древесиной диаметром 1,5–2 мм. Верхний электрод выполнялся из олова или из стали. Запуск плазмотрона и регистрирующего осциллографа осуществлялся синхронимпульсами, поступающими с генератора импульсов Г5-15.

Для выяснения характера гибели ДСО исследования проводились с легкоплавким материалом – оловом. Для этого над капилляром располагалась проволока из олова диаметром 1,5 мм. Затем ее опускали непосредственно в отверстие капилляра. При взаимодействии плазменной струи с оловом нижняя часть проволоочки (примерно 0,3–0,5 мм) резко нагревалась, плавилась и вылетала вместе с плазменной струей в виде светящихся объектов (см. рис. 1). Эти объекты падали на листы бумаги и оставляли на них различные следы. В случае взрыва на поверхности бумаги оставалось изображение в виде звезды (рис. 2а), в противном случае ДСО, прыгая по бумаге, оставляло следы в виде следа капли.

Время жизни объектов достигало 1,5 сек.

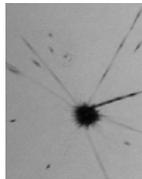


Рис. 2 а



Рис. 2 б

Рис. 1. Светящиеся образования.

Характер гибели ДСО позволяет сделать вывод о различных режимах ввода энергии в металл: при расплавлении материала с образованием жидкости и с образованием газа внутри оболочки. Последнее обстоятельство позволяет объяснить появление звука при разрушении ДСО

Работа была частично поддержана грантом РФФИ 12-07-00654.

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ АНАЛОГИИ В ЭЛЕКТРОНИКЕ И ПЛАЗМЕ

В.Л. Бычков

*Физический факультет, Московский государственный университет имени  
М.В. Ломоносова, Москва, Россия, e-mail: bychvl@gmail.com  
Московский радиотехнический институт Российской Академии наук, Москва, Россия*

Рассматриваются гидродинамические аналогии уравнениям классической электродинамики полученные на основе законов сохранения для идеальной жидкости, а также уравнений закона сохранения массы и Навье – Стокса. Этот подход обозначен в книге А. Зоммерфельда (1956).

В работе предполагается, что как электрическое, так и магнитное поля определяются течением некоторой жидкости. При этом магнитное поле определяется как  $\vec{H} = \text{rot} \vec{v}$ , а электрическое поле  $\vec{E} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \vec{\nabla}(P/\rho + \vec{v}^2/2) + \text{rot} \vec{v} \times \vec{v}$ . (В электродинамике  $\vec{v}$  совпадает с вектор-потенциалом, при этом в случае невязкой жидкости и при отсутствии источников возбуждения массы  $\text{div} \vec{v} = \text{div} \vec{A} = 0$ . Это объясняет результаты экспериментов Аронова – Бома.)

При такой постановке выполняется соотношение  $\frac{\partial}{\partial t} \vec{H} = -\text{rot} \vec{E}$ ; если ввести закон аналогичный закону полного тока

$\text{rot} \vec{H} = \text{rot} \text{rot} \vec{v} = J$  (закон полного тока), то получают следующие законы

$$\vec{H} = \frac{s}{2\pi} \int J ds \quad (\text{Эрстеда})$$

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \int_s \frac{\vec{J} \times \vec{r}}{r^3} dV \quad (\text{Био – Савара – Лапласа})$$

Используя определение гидродинамической формулы Жуковского  $F/l = \rho \cdot \vec{v} \cdot \Gamma$ ,

Можно получить закон Ампера в виде.

$$F = C \cdot \frac{I_1 \cdot I_2}{4\pi h}.$$

Решая уравнения Навье – Стокса и непрерывности для возмущений невязкой слабо-сжимаемой жидкости, можно получить волновое уравнение, включающее как продольную, так и поперечную части. При этом основной вклад дает продольная часть. Это согласуется с результатами исследований Н. Теслы.

Работа была частично поддержана грантом РФФИ 12-07-00654.

## РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА МАКРОЧАСТИЦ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ НА ГРАФИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ

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

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

Представлены результаты разработки кода моделирования плазмы DiamondPIC [1] на графических ускорителях.

Код основан на решении системы уравнений Власова–Максвелла в 3D3V методом частиц-в-ячейках. Основные особенности в сравнении с аналогами [2] состоят в следующем.

Код направлен на решение многомасштабных задач. Подразумевается, что характерные времена и пространственные масштабы рассматриваемых процессов могут отличаться на несколько порядков. Для учета разномасштабности по времени, если за время существенных изменений в электромагнитных полях положения и импульсы частиц меняются незначительно, одну итерацию интегрирования уравнения Власова можно проводить не на каждом шаге изменений полей, а каждые несколько шагов.

Для учета разномасштабности по пространству, при вычислении полей использована схема в конечных разностях на сдвинутых сетках второго, четвертого и выше порядка аппроксимации по пространству. Форм-фактор метода частиц согласован с повышенным порядком. Для многомасштабных задач это обеспечивает сохранение точности модели после выполнения большого количества шагов по времени.

Код реализован при помощи инструментов CUDA для графических процессоров NVIDIA с использованием локально-рекурсивных нелокально-асинхронных алгоритмов [3, 4], специально адаптированных для выбранной численной схемы и архитектуры процессора.

Достигнутая производительность на данный момент составляет более  $10^8$  частиц в секунду на одной видеокарте. Отдельно для модуля вычисления электромагнитных полей со вторым порядком аппроксимации получена производительность в  $5 \times 10^9$  ячеек в секунду на одну видеокарту.

Выбор алгоритмов позволяет приблизить эффективность вычислений к максимально возможной. Также, путем применения технологии "бегущего окна", размер задач, которые можно решать разрабатываемым кодом, не ограничен размером памяти доступного количества видеокарт. Актуальные задачи можно решать без использования суперкомпьютерных кластеров. В задаче о взаимодействии лазерного излучения с веществом это означает моделирование взаимодействия лазерных импульсов длительностью до пикосекунд с плазменным слоем в модельной области типа бегущего окна протяженностью до 1 миллиметра ( $10\,000 \times 1000 \times 1000$  шагов сетки).

### Литература

- [1]. Perepelkina A Yu, Levchenko VD, Goryachev IA. // 41st EPS Conference on Plasma Physics / Ed. by Prof. O. Scholten ; EPS. — Europhysics Conference Abstracts no. 38F. — Berlin : European Physical Society, 2014. — June. — P. O2.304.
- [2]. S. Bastrakov, R. Donchenko, A. Gonoskov et al. // Journal of Computational Science. — 2012. — Vol. 3, no. 6. — P. 474 – 479
- [3]. Левченко В. Д. // Информационные технологии и вычислительные системы. — 2005. — Vol. 1. — P. 68–87.

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОМАСШТАБНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

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

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

В докладе представлены последние результаты моделирования задач физики плазмы при помощи программных комплексов, разрабатываемых авторами [1, 2]. Основные плазменные неустойчивости исследованы путём численного эксперимента в 1970х – 1980х гг., но научный интерес до сих пор представляют принципиально трёхмерные неустойчивости (в том числе филаментационная неустойчивость Вейбеля [3]), и также поздняя, турбулентная стадия неустойчивостей, в том числе и исследованных ранее, так как многомасштабное трёхмерное моделирование становится возможным только с развитием компьютерных технологий.

При математическом моделировании важно выбрать подходящую математическую модель, граничные условия, численные параметры. При выборе необходимо учитывать и то, насколько точно будет смоделировано исследуемое явление, и то, какие вычислительные ресурсы и какое время потребуется для проведения эксперимента. В докладе представлены примеры подобных рассуждений для неустойчивости Вейбеля, как одной из многомасштабных неустойчивостей в замагниченной плазме.

При изучении вейбелевской неустойчивости рассмотрены три отдельные задачи [4]:

(1) Два холодных релятивистских пучка электронов с противоположно направленными скоростями. Рост неустойчивости из начального возмущения в скорости частиц. Ионы являются неподвижным фоном. (2) Два противоположно направленных релятивистских пучка электронов с конечной тепловой скоростью. Начального периодического возмущения нет, рост неустойчивости проходит из начального теплового шума. Ионы являются неподвижным фоном. (3) Ускорение электронов в слое плазмы фокусированным лазерным импульсом. Электроны слой плазмы обладает конечной тепловой скоростью. Ионы подвижны.

Из первых двух сделаны выводы о необходимых параметрах для моделирования филаментации в плазменных системах. В третьей задаче получено, что доля энергии лазерного импульса, уходящая на генерацию магнитных полей, может превышать 5%.

### Литература

- [1]. Perepelkina A.Yu, Goryachev I.A., Levchenko V.D. // Journal of Physics: Conference Series. — 2014. — Vol. 510, no. 1. — P. 012042. — XXV IUPAP Conference on Computational Physics, August 20-24 2013, Moscow, Russia.
- [2]. Perepelkina A Yu, Levchenko VD, Goryachev IA. // 41st EPS Conference on Plasma Physics / Ed. by Prof. O. Scholten ; EPS. — Europhysics Conference Abstracts no. 38F. — Berlin : European Physical Society, 2014. — June. — P. O2.304.
- [3]. Weibel Erich S. Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution // Phys. Rev. Lett. — 1959. — Feb. — Vol. 2. — P. 83–84.
- [4]. Горячев И.А., Левченко В.Д., Перепёлкина А.Ю. // Препринты ИПМ им.М.В.Келдыша. — 2014. — № 26.

## ТУННЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР МЕТАЛЛ – НАНОУГЛЕРОД

И.П. Иваненко, О.А. Стрелецкий, М.Б. Гусева

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, г. Москва, Россия,  
e-mail: [ivanenko@physics.msu.ru](mailto:ivanenko@physics.msu.ru)*

Методом импульсно-плазменной ионно-стимулированной конденсацией углерода [1] на различные металлические подложки наносились тонкие углеродные пленки. В качестве рабочего материала подложек использовались фольги металлов Al, Cu, Mo, Re, Ta и W. Толщина пленок варьировалась в диапазоне от 100 до 2000 Å. Напыление осуществлялось в атмосфере газа аргона при остаточном давлении в камере  $8 \cdot 10^{-4}$  Торр, температура подложки составляла порядка 60 °С. С целью исследования влияния подложки на характер роста самой пленки, что могло выразиться в отличиях в ее электрофизических и структурных характеристиках. Данные изменения приведены в представленной работе.

Для изучения транспортных характеристик использовался метод туннельной спектроскопии (ТС) [2–4]. Метод ТС основан на явлении туннелирования электронов через потенциальный барьер между металлическим острием зонда и поверхностью образца в приложенном электрическом поле. Величина туннельного тока определяется коэффициентом прозрачности барьера и плотностью состояний исследуемой пленки. Так же в работе продемонстрировано, что тип эмиссии электронов соответствует эмиссии по Шоттки.

В целях изучения роста пленки использовалась методика Рамановской спектроскопии. По спектрам которой, можно судить о типе преобладающих связей, которые непосредственно влияют на проводимость структуры [5–7].

На основании результата данных исследований сделан вывод, что материал подложки, а именно граница раздела металл – углерод, играют роль как на рост пленки, так и на ее электрофизические свойства.

### Литература

- [1]. Бабаев В.Г., Гусева М.Б., Савченко Н.Ф., Новиков Н.Д., Хвостов В.В., Флад П. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2004, №3, с. 16-27.
- [2]. В. В. Хвостов, И. П. Иваненко, О. А. Стрелецкий, Н. Д. Новиков, В. Г. Якунин, Н. Ф. Савченко // Письма в ЖЭТФ. 2013г., VOLUME 97, ISSUE 4 , PAGE 231.
- [3]. Т.К. Звонарева, В.И. Иванов-Омский, В.В. Розанов, Л.В. Физика и техника полупроводников, 2001, том 35, вып 12.
- [4]. N.S. Maslova, S.I. Oreshkin, V.I. Panov and S.V. Savinov// JETP LETTERS Volume 67, Number 2, 25 Jan.1998.
- [5]. Т.Д. Варфоломеева, С.В. Попова, А.Г. Ляпин, С.Г. Ляпин, В.В.Бражкин, Ю.П. Кудрявцев, С.Е. Евсюков// Письма в ЖЭТФ, том 66, вып.4, стр.237-242.
- [6]. М.Б. Гусева, В.Г. Бабаев, В.В. Хвостов, И.Ю. Коняшин, Ю.А. Коробов, Н.Д. Новиков. //Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования 2007 год №10 с.1-9.
- [7]. А.А. Золотухин, А.Н. Образцов, А.О. Устинов, А.П. Волков // ЖЭТФ - 2003г. - том 124, вып.6(12) -с.1291-1297.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТА МИКРОВОЛНОВЫХ РАЗРЯДОВ В СМЕСЯХ ПОРОШКОВ ТИТАНА И МАГНИЯ С ДИЭЛЕКТРИКАМИ

Г.М. Батанов, В.Д. Борзосеков, Л.В. Колик, Е.М. Кончечков, А.А. Летунов,  
Д.В. Малахов, А.Е. Петров, И.Г. Рябикина\*, К.А. Сарксян, Н.Н. Скворцова,  
В.Д. Степахин, Н.К. Харчев

ИОФ РАН, Москва, Россия, [nina@fpl.gpi.ru](mailto:nina@fpl.gpi.ru)

\* ИТТУ МИРЭА, Москва, Россия, [ryabikina.irina2012@gmail.com](mailto:ryabikina.irina2012@gmail.com)

В микроволновых разрядах, инициируемых гиротроном, в порошках металл-диэлектрик происходит синтез веществ со сложной микро и нано структурой [1, 2]. Ранее была исследована эволюция температуры во времени в таких разрядах в смеси порошков Ti-B в воздухе, Mo-B и Mo-NB в воздухе и азоте [1, 3]. В докладе описывается эволюция оптических спектров и температуры в плазмохимическом реакторе для разрядов в порошках  $KBF_4 - Mg$ ,  $KBF_4 - Ti$ ,  $CB_4 - Mg$ ,  $CB_4 - Ti$  в азоте. В экспериментах использовали гиротрон с частотой 75 ГГц и мощностью до 500 кВт, длительность СВЧ импульса до 4 мс. Анализ параметров разряда осуществлялся по излучению из реактора в видимом диапазоне, как в фазе микроволнового пробоя (до 4 мс), так и после выключения гиротрона по свечению, связанному с протеканием экзотермических реакций (до 400 мс).

Излучение из разных пространственных областей реактора регистрировалось с помощью трех спектрометров Ava-Spec в диапазоне 370–920 нм. В одном микроволновом разряде изучались до 100 оптических спектров со скважностью 4 мс. Идентификация веществ производилась по линейчатому и молекулярным спектрам. Температура определялась двумя методами: по непрерывному оптическим спектров с расчетом в программной среде Origin с помощью языка LabTalk [4], и по относительной интенсивности спектральных линий [3].

В изучаемых порошках были зарегистрированы две фазы развития микроволнового разряда. В первой фазе после пробоя развивается искровой плазменный разряд, в котором в оптических спектрах на фоне сплошного континуума определялись линии как атомов (MgI, Ni, TiI, FI, KI, CI), так и однократно- и двукратно ионизованных атомов (MgII, NiI, TiII, TiIII, BII, KII, MgIII, CII). После выключения гиротрона на фоне протекания экзотермических химических и плазмохимических реакций в оптических спектрах появлялись молекулярные полосы. В разрядах в порошках  $CB_4 - Ti$  и  $CB_4 - Mg$  в азоте наблюдалось свечение после окончания СВЧ импульса. В эксперименте с  $CB_4 - Mg$  температура плазмы через 12 мс после окончания СВЧ импульса, рассчитанная по континууму, была 5600 К, а температура газа – 2100–2400 К, через 16 мс температуры уменьшались до 2200 К и 2100–2400 К. В разряде в порошке  $KBF_4 - Mg$  (30%) в азоте при вводимой мощности гиротрона 300 кВт происходил пробой и дальнейшая фаза послесвечения. Температура плазмы в искровой фазе составляла 4400 К, а затем уменьшалась до 2500 К, а газа – с 3800 до 2000 К. Анализ оптических спектров в фазе послесвечения разряда в порошке  $KBF_4 - Ti$  (30%) в азоте при мощности гиротрона 300 кВт показал температуру плазмы вблизи порошка 4000 К (с дальнейшим уменьшением до 1600 К), при температурах газа в средней части реактора – 1200 К и порошка – 1200–1500 К. Во всех режимах в реакторе был зафиксирован пространственный градиент температуры. В разрядах в порошках  $KBF_4 - Ti$  (30%) наблюдалось напыление веществ на стенки и верхнюю крышку реактора. Такие микроволновые разряды могут использоваться в технологии для синтеза новых материалов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-08-00753, МОЛ\_ № 14-07-31278

### Литература

- [1]. Batanov G. M., Berezhetskaya N. K., Borzosekov V. D., et al. Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, 2013, Vol. 8, P. 58–66.
- [2]. Патент РФ №2523471 «Способ получения нанодисперсионных порошков нитрида бора и диборида титана» 26.05.2014г.
- [3]. Летунов А.А. Скворцова Н.Н. Рябикина И.Г. и др. Инженерная физика, 2013, №10, с. 36-4.
- [4]. Рябикина И.Г., Летунов А.А., Харчев Н.К., Скворцова Н.Н. Сб. трудов VII Межд. Симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии. 2014. С.330-331.

## **АВТОЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК ПОЛУЧАЕМЫХ CVD МЕТОДОМ**

О.А. Стрелецкий, Д.В. Никитин, К.Д. Кушкина

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, г. Москва, Россия,  
e-mail: [enchanter@land.ru](mailto:enchanter@land.ru)*

Методом осаждения углерода из газовой фазы (CVD-метод) с ассистирующим дуговым разрядом [1] были получены нанокристаллические углеродные пленки. Напыление образцов производилось в смеси трех газов - аргона, водорода и метана, в различных соотношениях при этом мощность разряда равнялась 1 кВт. В качестве подложек использовались кремниевые пластины с предварительно нанесенным на них тонким слоем нанодисперсного алмаза. Толщина готовых образцов на кремнии составляла порядка 1 мкм.

Исследования структурных свойств методом комбинационного рассеяния света и просвечивающей электронной микроскопии показали наличие в образцах двух подструктур, состоящих из алмазного ядра и окружающего его углеродную оболочку на основе трансполиацетиленовых цепочек. Для разных концентраций газов были получены образцы с различным размером алмазного ядра относительно окружающей его оболочки.

Было показано, что для данной серии образцов наблюдается зависимость структуры (обуславливаемой отношением алмазного ядра и оболочки) от автоэмиссионных свойств, причем с уменьшением размера оболочки относительно алмазного ядра наблюдалось уменьшение порога автоэмиссии.

### **Литература**

- [1]. М.Б. Гусева, В.Г. Бабаев, В.В. Хвостов, И.Ю. Коняшин, Ю.А. Коробов, Н.Д. Новиков. Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования 2007 год №10 с.1-9.

## СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ МОДИФИЦИРОВАНИЯ ПОЛИПРОПИЛЕНА В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ РАЗРЯДОВ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ И ЖИДКИМ ЭЛЕКТРОЛИТНЫМ КАТОДАМИ

В.А. Титов, \*Д.И. Никитин, Д.А. Кузьмичева, \*Г.Г. Шикова, \*К.В. Смирнова

*Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново, Россия,*

*e-mail: [lak@isc-ras.ru](mailto:lak@isc-ras.ru)*

*\*Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия*

Цель работы – сопоставление процессов модифицирования полипропиленовых пленок (ПП) в послесвечении разряда атмосферного давления в воздухе и в растворах, активированных действием тлеющего разряда. В первом случае разряд постоянного тока (15 мА) возбуждали в потоке воздуха (при скорости 71 м/с) между анодом – стальной иглой с диаметром отверстия 470 мкм и катодом – пластиной из нержавеющей стали, а образцы ПП располагали ниже по потоку газа на расстоянии 5 мм от разряда. Во втором случае образцы размещали в растворе NaOH или HNO<sub>3</sub> (0,01 моль/л) параллельно поверхности раздела жидкость – газ на глубине 2 мм, а разряд постоянного тока в воздухе возбуждали между раствором (катодом) и анодом из меди при межэлектродном расстоянии 3 мм. Ток разряда составлял 20 мА, объем раствора – 25 мл.

Свойства поверхности ПП после обработки характеризовали краевыми углами смачивания ( $\theta$ ) водой и глицерином. На основе этих данных рассчитаны поверхностная энергия полимера, ее дисперсионная и полярная составляющие. Модифицирование полипропиленовых пленок в послесвечении разряда атмосферного давления приводит к уменьшению  $\theta$  водой на 40 градусов за первые 30 с обработки. Основной вклад в рост поверхностной энергии вносит полярная составляющая (~80%). Обработка пленок с использованием тлеющего разряда с электролитным катодом ведет к уменьшению угла смачивания на ~10 – 12 градусов за первые 60 с обработки. Измерения краевых углов в различных точках на поверхности образцов показали, что эффект обработки уменьшается с расстоянием от точки, над которой располагался разряд. Модифицирование наблюдается в пределах  $\pm 5$  мм от места локализации разряда. При обоих вариантах плазмохимической обработки результат частично обратим: после 7 суток хранения угол смачивания увеличивается на 12 градусов для образцов, модифицированных в послесвечении разряда атмосферного давления в воздухе и на 4 – 5 градусов для образцов, обработанных в жидкой фазе, активированной под действием разряда.

ИК спектры многократного нарушенного полного внутреннего отражения и рентгеновские фотоэлектронные (РФЭ) спектры свидетельствуют об окислении поверхности образцов. В ИК спектрах появляются полосы в области 1550 – 1790 см<sup>-1</sup>, отвечающие колебаниям C=O, и 3000 – 3400 см<sup>-1</sup> (O–H). В РФЭ-спектрах C1s можно выделить сигналы, отвечающие связям C–O, C=O и O–C=O.

Изображения, полученные методом атомно-силовой микроскопии, показали, что обработка ПП в послесвечении разряда атмосферного давления в воздухе сопровождается травлением поверхности с увеличением средней шероховатости, в то время как при обработке в растворах эти эффекты практически не наблюдаются.

## **МОДИФИЦИРОВАНИЕ НАТУРАЛЬНЫХ ЦЕЛЛЮЛОЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЛАЗМЫ В ОБЪЕМЕ РАСТВОРОВ ЭЛЕКТРОЛИТОВ**

Ю.В. Титова, В.Г. Стокозенко, В.А. Титов, Л.А. Кузьмичева

*Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново, Россия,  
e-mail: [jvt@isc-ras.ru](mailto:jvt@isc-ras.ru)*

Плазмохимические процессы, инициируемые действием газовых разрядов на воду и растворы электролитов, представляют интерес в связи с перспективами их применения для уничтожения болезнетворных микроорганизмов, очистки воды от токсичных примесей, а также для модифицирования полимерных материалов. Актуальной задачей является разработка методов получения качественной целлюлозы для производства нановолокон и биodeградируемых композиционных материалов на их основе с использованием в качестве сырья стеблей однолетних растений. При этом наиболее длительные и энергоемкие процессы связаны с разрушением лигно-углеводородного комплекса и удалением лигнина. В настоящей работе показано, что можно интенсифицировать процессы делигнификации льняного сырья, используя его плазмохимическую обработку. Целлюлозу получали в две стадии: сначала образцы подвергали плазмохимической обработке в растворе азотной кислоты (0,01 моль/л) в течение 5 – 40 мин при токе разряда 200 мА, а затем кипятили в растворе  $\text{HNO}_3$ . После этого образцы нейтрализовали в растворе  $\text{NaOH}$ , промывали и отбеливали пероксидом водорода. Для сравнения использовали препараты, полученные без плазмохимической обработки, или при обработке в растворе  $\text{NaOH}$  (0,01 моль/л) с последующим кипячением в щелочной среде. Для возбуждения разряда использовали источник питания с напряжением до 2 кВ (50 Гц), которое подавали на графитовые электроды, заключенные в стеклянные трубки и погруженные в раствор. Разряд формировался в парогазовых пузырях, образующихся у поверхности электродов в результате электролиза и кипения жидкости, температура раствора при этом достигала 100 °С. Определяли выход целлюлозы, степень ее полимеризации, содержание лигнина. Регистрировали также спектры излучения разряда и измеряли концентрацию пероксида водорода в растворах после обработки.

Эксперименты показали, что сразу после плазмохимической обработки содержание лигнина в образцах уменьшается на 20 – 30 %, а при последующем кипячении в растворе  $\text{HNO}_3$  степень его удаления достигает 70 – 81% даже при сокращении длительности этой стадии вдвое по сравнению с традиционной технологией. Последующие процессы промывки и беления снижают содержания лигнина в образцах целлюлозы из льняной костры до 7,8 – 1,1 масс. %, а из волокон льна-межеумка до ~0,2 – 0,4 масс. %. При этом достаточно 20 мин плазмохимической обработки. Обработка обоих видов сырья в щелочной среде оказалась менее эффективной, что обусловлено, по крайней мере, двумя факторами. Во-первых, в кислой среде наблюдается более высокий выход пероксида водорода, а следовательно, и первичных активных частиц – радикалов  $\text{OH}$ , реакции с участием которых ведут как к образованию  $\text{H}_2\text{O}_2$ , так и к деструкции лигнина. Во-вторых, в кислой среде существует дополнительный канал деструкции лигнина через разрушение простых эфирных связей в его молекулах с образованием сложных эфиров. Плазмохимическая обработка в обеих средах значительно уменьшает содержание пектиновых веществ в волокне, что приводит к разделению лубяных пучков на элементарные и тонкие комплексные волокна. Этому способствует и гидроакустическая кавитация, сопровождающая горение разряда в жидкости.

Следует отметить также, что качество целлюлозы не уступает соответствующим показателям для целлюлозы, полученной по традиционной технологии.

## СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО И ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСЕЙ $C_2H_2$ , $C_2H_4$ , $C_2H_6$ И $C_2H_5OH$ С КИСЛОРОДОМ

И.Н. Косарев, С.В. Киндышева, А.Ю. Стариковский\* и Н.Л. Александров

*МФТИ, Москва, Россия, e-mail: [ilyakosarev@gmail.com](mailto:ilyakosarev@gmail.com)*

*\*Принстонский университет, Принстон, США, e-mail: [astariko@princeton.edu](mailto:astariko@princeton.edu)*

В последние десятилетия особое внимание было уделено применению неравновесной плазмы для плазменно-стимулированного воспламенения и плазменно-стимулированного горения [1–3]. Экспериментально и численно было показано, что для различных горючих смесей использование плазмы наносекундного разряда приводит к значительному сокращению времени задержки воспламенения и стабилизации пламени. В результате горючая смесь может воспламениться в условиях, когда в отсутствие плазмы термическое самовоспламенение невозможно. В связи с этим плазменно-стимулированное воспламенение и горение признаны одним из наиболее перспективных направлений применения низкотемпературной неравновесной плазмы [4]. В частности, зажигание с помощью неравновесных газовых разрядов представляется перспективным в задачах аэродинамики и в двигателях внутреннего сгорания.

В настоящей работе экспериментально и численно исследована кинетика воспламенения бедных и стехиометрических смесей  $C_2H_2:O_2:Ar$ ,  $C_2H_4:O_2:Ar$ ,  $C_2H_6:O_2:Ar$  и  $C_2H_5OH:O_2:Ar$ . Проводилось сравнение эффективности плазменного воздействия на время задержки воспламенения этих смесей. Время задержки воспламенения измерялось в ударной трубе за отраженной ударной волной при термическом воспламенении и при помощи высоковольтного наносекундного разряда. Время воспламенения определялось по резкому пику излучения радикала СН. Инициирование разряда после нагрева за фронтом ударной волны приводило к существенному 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 сравнивались с полученными экспериментально. Представлен анализ чувствительности используемых кинетических схем воспламенения, позволяющий определить основные лимитирующие реакции при плазменно-стимулированном и термическом воспламенении рассматриваемых смесей лёгких углеводородов. Определены общие закономерности и различия при воздействии плазмы на воспламенение в этих смесях.

### Литература

- [1]. Starikovskaia, S M 2006 *J. Phys.D: Appl. Phys.* **39** R265-99.
- [2]. Popov, N A 2007 *High Temp.* **45** 261-79.
- [3]. Starikovskiy A and Aleksandrov N 2013 *Progr. Energy Comb. Sci.* **39** 61-110.
- [4]. Samukawa S, Hori M, Rauf S et al. *J. Phys.D: Appl. Phys.* **45** 253001 (37 pp) .

## ОТДЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГЕЛИКОННОГО РАЗРЯДА

<sup>1,2,3</sup>В.В. Кузенов, <sup>1</sup>С.В. Рыжков

<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, e-mail: [svryzhkov@gmail.com](mailto:svryzhkov@gmail.com)

<sup>2</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия, e-mail: [vik.kuzenov@gmail.com](mailto:vik.kuzenov@gmail.com)

<sup>3</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н. Л. Духова» предприятие госкорпорации «РОСАТОМ», e-mail: [vik.kuzenov@gmail.com](mailto:vik.kuzenov@gmail.com)

Работа посвящена созданию приближенной (оценочной) математической модели ВЧ-источника плазмы геликонного типа.

В рамках линейной электродинамики [1] построена приближенная (оценочная) математическая модель физических процессов в ВЧ-источнике низкотемпературной разреженной плазмы, которая позволяет решить самосогласованную задачу нахождения математических связей между вкладываемой мощностью, параметрами плазмы и электромагнитными полями, возбуждаемыми в цилиндрически симметричном ВЧ-источнике плазмы.

На группе экспериментальных [3, 4] и расчетных [2] данных произведена первоначальная верификация отдельных результатов численных расчетов, выполненных с использованием двух основных элементов приближенной квазиодномерной математической модели ВЧ-источника плазмы. В целом результаты, проведенного в работе сравнения расчетных и экспериментальных данных, можно признать удовлетворительными и предложенную математическую модель можно использовать для первоначальной оценки атомно-молекулярного состава и вкладываемой в плазму мощности ВЧ-источника.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России, в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН и в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности Министерства образования и науки Российской Федерации № 13.79.2014/К.

### Литература

- [1]. Гинзбург ВЛ., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975.
- [2]. Александров А. Ф., Бугров Г. Э., Вавилин К. В., Керимова И. К., Кондранин С. Г., Кралькина Е. А., Павлов В. Б., Плаксин В. Ю., Рухадзе А. А. Самосогласованная модель ВЧ индуктивного источника плазмы, помещенного во внешнее магнитное поле // Физика плазмы, 2004, том 30, № 5, с. 434-449.
- [3]. Кралькина Е.А., “Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления и возможности оптимизации источников плазмы на его основе”, УФН, 178:5 (2008), 519–540.
- [4]. Кралькина Е.А. Особенности энерговклада в пространственно ограниченные ВЧ индуктивные источники плазмы низкого давления: Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2008. – 301 с.

## ПЛАЗМЕННО-ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Л.Н. Багаутдинова, Ф.М. Гайсин, Ш.Ч. Мастюков

*Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А.Н. Туполева – КАИ, e-mail: lilup@bk.ru*

Важное значение в некоторых отраслях производства имеют процессы финишной обработки поверхности – очистка, снятие шероховатостей и заусенцев, полировка и нанесение покрытий. Для этих целей в промышленности до сих пор применяется дорогостоящая и неэкологичная химическая обработка в агрессивных средах. Поэтому в последнее время интенсивно разрабатываются плазменные методы очистки, позволяющие уменьшить или полностью отказаться от использования агрессивных химических сред. Одним из способов плазменной очистки с одновременной полировкой металлов и сплавов является метод модификации поверхности материалов и изделий с использованием нового вида электрического разряда- многоканального разряда между металлическим и электролитическими электродами в случае, когда металлический электрод входит в проводящую жидкость [1–3]. Физико-химические процессы, которые происходят в электролитической ванне в процессе обработки металлов и сплавов весьма сложны и мало изучены.

Опытно-промышленная установка приведена на рисунке 1. Она состоит из 2 основных блоков: 1 – блок питания, 2 – электролитическая ячейка. На рисунке 2 – установка в процессе обработки деталей.

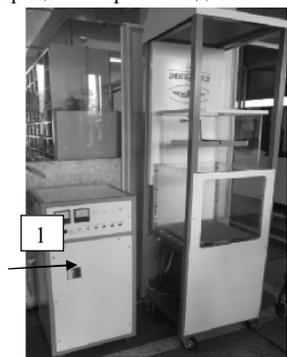


Рисунок 1

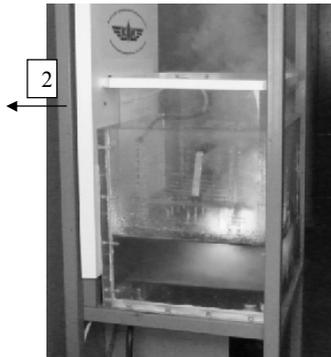


Рисунок 2

Обработка деталей производилась частичным или полным погружением в электролит. Предложенный способ дает возможность очищать как внешнюю, так и внутреннюю поверхность обрабатываемого изделия. Данная установка работает на ОАО «Казанский завод «Электроприбор» и может быть внедрена на разных предприятиях РФ.

### Литература

- [1]. Гайсин А.Ф. Способ получения многоканального разряда (варианты). Патент на изобретение № 2317610. Приоритет изобретения 22.05.2006г.
- [2]. Гайсин А.Ф. Способ очистки и полировки поверхности изделия (варианты). Патент на изобретение № 2324769. Приоритет изобретения 19.06.2006г.
- [3]. Гайсин А.Ф., Абдуллин И.Ш., Гайсин Ф.М. Струйный многоканальный разряд с электролитическими электродами в процессах обработки твердых тел. Казань: изд-во КазГТУ, 2006. С.446.

## КОМБИНИРОВАННЫЙ ПЛАЗМЕННО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД РАЗРУШЕНИЯ КОМПЛЕКСОНОВ, СОДЕРЖАЩИХСЯ В ЖРО

Камруков А.С.<sup>1</sup>, Козлов Н.П.<sup>1</sup>, Лагунова Ю.О.<sup>2</sup>, Малков К.Н.<sup>1</sup>, Новиков Д.О.<sup>1</sup>, Селиверстов А.Ф.<sup>2</sup>, Шашковский С.Г.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, РФ

<sup>2</sup>ИФХЭ РАН, Москва, РФ; [zerooo@list.ru](mailto:zerooo@list.ru)

В составе жидких радиоактивных отходов (ЖРО) наряду с неорганическими соединениями часто встречаются различные органические соединения, в частности, комплексообразующие. Большинство радионуклидов, обычно присутствующих в составе ЖРО, образуют прочные комплексы с оксалат- и этилендиаминтетраацетат-ионами. Известно, что в присутствии комплексов коэффициент сорбционной очистки от радионуклидов может снижаться в 4–5 раз[1].

В настоящее время на ряде АЭС активно применяются технологии озонирования[2]. Преимущество использования комбинированного плазменно-оптического метода заключается в генерации •ОН-радикала, который в сравнении с озоном имеет больший окислительный потенциал, равный 2,8 В (окислительный потенциал озона – 2,07 В), а также на порядок большие значения констант скоростей реакций с органическими соединениями.

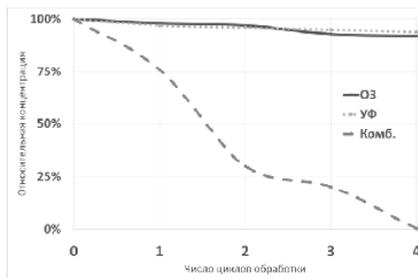
В основе предлагаемой нами технологии лежит использование источников излучения высокой интенсивности со сплошным спектром излучения в присутствии дополнительных окислителей. Мощность источника в импульсе превышает 700 кВт.

Для проведения экспериментов выбраны наиболее широко используемые для дезактивации оборудования АЭС комплексоны: ЭДТА и щавелевая кислота. В экспериментах концентрация ЭДТА составляла 10 мг/л, а концентрация щавелевой кислоты – 50 мг/л.

Как показали эксперименты, эффективность комбинированного плазменно-оптического метода разрушения комплекса Со + ЭДТА составляет более 99% для всех представленных в анализе форм комплексов. Эффективность озонлиза несколько меньше, поскольку комплексы металлов имеют большую устойчивость к окислению, чем свободные комплексоны.

Щавелевая кислота является весьма трудноокисляемым веществом, в том числе, такими реагентами как пероксид водорода и озон. Нами были проведены сравнительные эксперименты по разложению щавелевой кислоты концентрированным озоном, УФ-излучением и гидроксильным радикалом, возникающим в результате комбинированного процесса.

Можно видеть (см. рис.), что разрушение щавелевой кислоты при УФ-облучении и окислении озоном идет крайне медленно. При использовании комбинированной обработки скорость реакции разложения щавелевой кислоты значительно возрастает, и остаточная концентрация составляет 0,2% после четырех циклов обработки. То есть, комбинированный фотоокислительный процесс разложения щавелевой кислоты эффективнее окислительного в 20 раз.



### Литература

- [1]. Никифоров А.С., Куличенко В.В., Жихарев М.И. Обезвреживание жидких радиоактивных отходов. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [2]. Омельчук В.В., Стахов М.Р., Савкин А.Е., Федоров Д.А., Корнев В.И. // Безопасность окружающей среды. 2007. № 3. С. 34-37

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ ВОЛЬФРАМА ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО АБЛЯЦИОННОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

М.Н. Казеев, В.Ф. Козлов, В.С. Койдан, Ю.С. Толстов

*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия  
e-mail: [Koidan\\_VS@nrcki.ru](mailto:Koidan_VS@nrcki.ru)*

Изучение поведения материалов при воздействии на них интенсивных плазменных потоков представляет интерес не только с фундаментальной точки зрения, но и в связи с рядом инженерных проблем и возможными применениями, которыми, в частности, являются определение стойкости поверхностного слоя при таком воздействии, а также выбор материала, обращенного к плазме, обладающего высокой устойчивостью к разрушающим факторам со стороны плазмы. Эта проблема может быть исследована, в частности, при использовании генераторов плазменных потоков - импульсных абляционных плазменных ускорителей (ИПУ) с большой импульсной мощностью.

Для создания плазменного потока в работе использовался абляционный импульсный плазменный ускоритель (ИПУ) [347], который ранее был разработан в Курчатовском институте в рамках программы исследований космических плазменных двигателей. В абляционном ИПУ формируется поток плазмы, плотность энергии в котором может превышать  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> при длительности импульса от микросекунд до единиц миллисекунд. Изменение конструкции вакуумного фидера позволило увеличить максимальное зарядное напряжение конденсаторов с 10 до 20 кВ, что увеличило начальную энергию до 25 кДж. Проведено исследование эффективности преобразования энергии в ИПУ. Эффективность преобразования электрической энергии в кинетическую энергию потока плазмы достигает 40%, а в тепловую превышает 60%. Определены интегральные характеристики полученного потока плазмы. Скорость истечения плазмы достигает  $9 \times 10^6$  см/с. Параметры потока плазмы, облучающей образец, могут меняться в довольно широком диапазоне с помощью изменения напряжения источника питания, длительности импульса и расстояния от источника плазмы до образца.

Проведены первые эксперименты по взаимодействию мощного импульсного потока плазмы с образцами из вольфрама. Фотография столкновения потока с вольфрамовыми стержнями диаметром 3 мм показана на рис. 1.

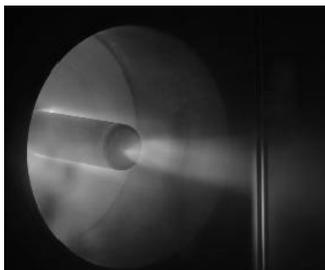


Рис. 1. Взаимодействие потока плазмы абляционного ИПУ с вольфрамовыми стержнями. Энергия разряда – 6 кДж.

Испаряемая при взаимодействии плазменного потока с поверхностью вольфрама масса составляет около 1 мг. Оценка затрат на нагрев и испарение составляют порядка 100 Дж/мг, что значительно превышает удельную теплоту испарения вольфрама. Для адекватного представления о процессах передачи энергии на поверхность образца необходимо создание модели, учитывающей термодинамические, механические и другие явления, сопровождающие взаимодействие движущейся плазмы с поверхностью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: проект № 14-08-00770.

### Литература

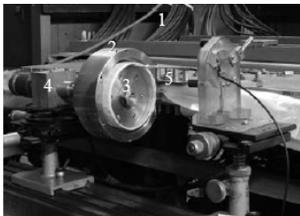
- [1]. Казеев М.Н., Импульсные электродные ускорители плазмы, Энциклопедия низкотемпературной плазмы под ред. В.Е. Фортова, глава IX.8, Москва, «Наука» 2000, с. 488 – 504.

## ИМПУЛЬСНОЕ МАГНИТНО - ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ ПОВЫШЕННОЙ ПРОЧНОСТИ

Г.Ю. Григорьев, М.Н. Казеев, В.Ф. Козлов, В.С. Койдан, С.А. Сенченков,  
Ю.С. Толстов

*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия,  
e-mail: Kazeev\_MN@nrcki.ru*

В [1] была показана принципиальная возможность магнитно-гидравлического формирования тонкостенных труб из материалов с низкой электропроводностью. Получены удовлетворительные формы канавки без появления в изделии трещин и значительного утонения для мягких сталей. Целью данной работы является исследование процесса ускорения, высокоскоростной деформации тонкостенных цилиндров повышенной прочности и получения образцов заданной формы. В качестве источника питания в экспериментах использовался генератор сильных импульсных токов ТРОБ-100 [2]. Нагрузкой является индуктор, в виде массивного одновиткового соленоида и узел магнитно-гидравлического деформирования, расположенный внутри соленоида. Установка для магнитно-импульсного деформирования показана на рис.1.



**Рис. 1. Устройство для магнитно-импульсного деформирования. 1 – установка ТРОБ-100, 2 – индуктор, 3 – узел магнитно-импульсного деформирования, 4 – юстировочное устройство, 5 – магнитный зонд.**

Как правило, деформация трубки при магнитно-импульсном сжатии происходит с возникновением гофрировки. В работе исследовалось влияние электротехнических параметров (напряжение зарядки генератора, затухание, время импульса), а также характеристик сателлита, слоя вязкого материала и др. на величину гофрировки. В результате оптимизации данных параметров были найдены режимы, обеспечивающие удовлетворительные характеристики полученных деформаций. Получены удовлетворительные формы канавки без появления в изделии трещин и значительного утонения для трубок диаметром до 100 мм с толщиной стенки до 0.3 мм для ряда легированных сталей. Оптимизация проводилась на основе результатов решения задачи о деформации тонкостенных электропроводных труб в сильных импульсных магнитных полях. В численной модели исследуется процесс сжатия трубки давлением импульсного магнитного поля, создаваемого в одновитковом соленоиде при протекании в нем сильных импульсных токов. Учитывается нелинейная диффузия магнитного поля. Параметры импульсного магнитного поля, создаваемого в одновитковом соленоиде, основываются на экспериментальных данных.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: проект № 13-08-00711.

### Литература

- [1]. Григорьев Г.Ю., Казеев М.Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С., Сенченков С.А., Толстов Ю.С. Исследование импульсного магнитно - гидравлического деформирования проводников. Тезисы докладов XLI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. г. Звенигород, 10 — 14 февраля 2014. Изд. ЗАО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН". С. 272.
- [2]. Алексеев Ю.А., Казеев М.Н., Койдан В.С., Ананьев С.П., Козлов В.Ф., Смирнов В.П., Толстов Ю.С., О возможности получения нанопорешков при соударении металлических фольг, ускоренных давлением магнитного поля. *Прикладная физика*, №5, 2007, с. 54 – 58.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОПЛАЗМЫ В ВОЗДУХЕ С УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Курбанисмалов В.С., Рагимханов Г.Б., Хачалов М.Б., Али Рафид Аббас Али

*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия, vali\_60@mail.ru*

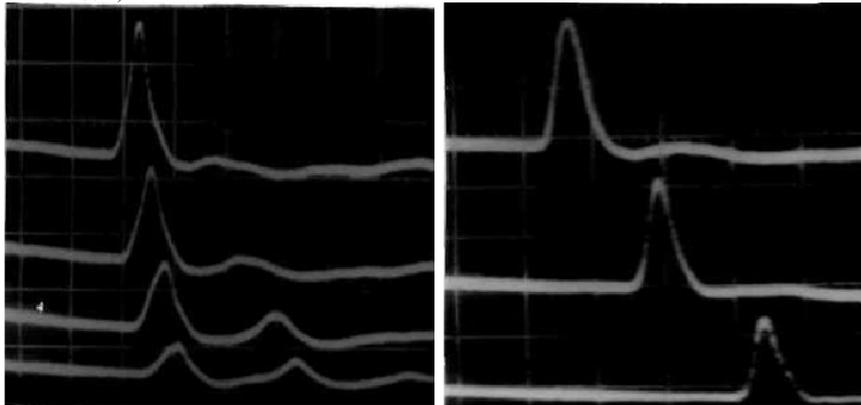
Данная работа посвящена экспериментальному исследованию распространения ударной волны (УВ) в слабоионизированной фотоплазме в воздухе и изучению двойного слоя заряда на фронте волны. Решетка искровых разрядников, расположенных в одной плоскости и срабатывающих одновременно, формируют плоскую УВ, которая распространяется в фотоплазме. На фронте волны вследствие поляризации плазмы образуется двойной электрический слой, распространяющийся со скоростью волны.

Импульс поля двойного слоя заряда определялась системой из двух мелкоячеистых сеток, расположенных параллельно друг другу на расстоянии 0,5 мм, сигнал с которых регистрировался запоминающим осциллографом С8-14. На искровые разрядники подается импульс напряжения амплитудой до 25 кВ. Энергия, вкладываемая в разряды, менялась в пределах 10 – 100 Дж.

При прохождении фронта волны через сетки двойной слой заряда вызывает появление меняющегося потенциала на измерительной сетке и появление соответствующего тока через резистор  $R$ , сигнал с которого осциллографируется  $I(t) = C_0 \frac{d\varphi(t)}{dt}$ , где  $\varphi(t)$  - потенциал сетки относительно земли,  $C_0$  - емкость системы сеток. С учетом скорости распространения ударной волны  $v$  получим  $\frac{d\varphi(t)}{dt} = -v \frac{d\varphi}{dx} = v \cdot E$ , где  $E = -\frac{d\varphi}{dx}$  - напряженность поля двойного слоя.  $C_0 v E \cdot R = I \cdot R = U$ , где  $U$  – измеряемый сигнал.

По измеренному сигналу  $U(t)$  можно определить напряженность поля двойного слоя на фронте ударной волны. Использование интегрирующей цепочки позволяет определить и распределение потенциала.

Характерные осциллограммы сигнала с системы сеток показаны на рисунке (развертка 10 мкс/дел).



В работе показано, что на фронте УВ образуется двойной электрический слой с напряженностью поля  $\sim 102$  В/см и характерным масштабом разделения зарядов  $\sim 10 - 3$  м. Причиной образования двойного слоя в ион-ионной плазме в воздухе является разрушение отрицательных ионов в процессе взаимодействия УВ с плазмой.

## ФОРМИРОВАНИЕ ПРОЧНОГО МИКРОРЕЛЬЕФА НА ОБРАЗЦАХ ИЗ СТАЛИ 45 С ПОМОЩЬЮ МИКРОПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ

В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, А.А. Дорофеев, Т.И. Камолова,  
Л.И. Куксенова\*, В.Г. Лаптева\*, И.А. Хренникова\*

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

*\*Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва, Россия*

При взаимодействии в вакууме импульсного потока плазмы с плотностью  $\sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и длительностью импульса 25 мкс с металлическими образцами, покрытыми тонкой диэлектрической оксидной пленкой толщиной  $\sim 1$  мкм, на поверхности этих образцов возбуждаются микроплазменные разряды [1]. В местах локализации микроплазменных разрядов происходит плавление металла, а в результате быстрого движения микроплазменных разрядов вдоль поверхности – остывание и затвердевание металла с образованием кратеров с характерным диаметром от 0,1 до 10 мкм. В результате многократного повторения процессов локального плавления и остывания приповерхностного слоя металла на поверхности образцов формируется сплошной переплавленный слой, имеющий развитую структуру микроплазменного рельефа.

На основе этого явления авторами работы разработан универсальный микроплазменный метод, с помощью которого можно эффективно создавать микроплазменный рельеф и упрочнять металлические изделия со сложной формой поверхности [2].

Эксперименты по формированию микроплазменного рельефа на поверхности образцов из стали 45 были проведены на установке «СФЕРА» в ИОФ РАН. Исследования триботехнических свойств образцов, обработанных микроплазменными разрядами, выполнялись в ИМАШ РАН. Микроплазменные разряды возбуждались на образцах из стали 45 (размеры 4 × 4 × 12 мм), покрытых тонкой оксидной пленкой толщиной  $\sim 1$  мкм. Микроплазменные разряды поддерживались импульсным электрическим током прямоугольной формы с длительностью импульсов 20 мс и фиксированными значениями амплитуды тока 100 А, 200 А, 400 А и 650 А для каждого исследуемого образца. В результате воздействия 10 разрядов с одинаковой амплитудой тока на поверхности различных образцов происходило формирование микроплазменного рельефа со средним значением максимальной высоты микроплазменного рельефа  $R_{\max}$  от 11 до 1,7 мкм при изменении амплитуды тока разрядов от 100 А до 650 А.

Установлено, что лучшие значения износостойкости при трении для приповерхностного слоя образцов из стали 45 получены в результате обработки микроплазменными разрядами с амплитудой электрического тока 400 А. При этом модифицированный приповерхностный слой образцов характеризуется малыми интенсивностями изнашивания при трении вплоть до прикладываемого давления  $p = 25$  МПа, которое в 25 раз превышает предельное давление для образцов из стали 45 в исходном состоянии и в 2 раза превышает предельное давление для образцов из стали 45 после их стандартного объемного термического закалывания до твердости 40 – 45 HRC [3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 13-08-01174-а.

### Литература

- [1]. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, А.С. Сахаров. Возбуждение микроплазменных разрядов на металлах с диэлектрической пленкой // Прикладная физика, 2006. № 6. С. 114-121.
- [2]. В.А. Иванов, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, М.Е. Коньжев. Новый метод формирования прочного микроплазменного рельефа на поверхности образцов из кобальто-хромистого сплава. Проблемы машиностроения и надежности машин, 2008. № 1. С. 74-79.
- [3]. В.А. Иванов, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, М.Е. Коньжев. Применение микроплазменного метода для упрочнения приповерхностного слоя образцов из стали 45 // Проблемы машиностроения и надежности машин № 3, 2008. С. 84-89.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРЯДОВ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ МЕТОДАМИ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Мавлюдов Т.Б., Шахатов В.А.\*, Верещагин К.А.\*\*

*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия, mavludov@gmail.com*

*\*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Россия,*

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

Интерес к исследованиям физико-химических процессов в газовых разрядах в потоках молекулярных газов обусловлен рядом практических и научных задач [1, 2], включающих синтез материалов, модификацию поверхности, а также важные аспекты аэродинамики. Данные разряды удобно реализовывать на установках с устройствами, которые обеспечивают получение низкотемпературной плазмы с осесимметричным распределением параметров. В этом случае можно в полной мере применять методы невозмущающей диагностики. К таким методам относится оптическая эмиссионная спектроскопия.

В данной работе приводится сравнение результатов спектроскопических исследований разряда постоянного тока [3] и ВЧ факельного разряда [4] в сверхскоростных потоках газа. Разряд постоянного тока зажигался в потоке воздуха (при числе Маха равном 2), набегающего на анод (длина разрядного промежутка 40 мм, статическое давление 200 тор) при токе 1 А, напряжении 2 кВ. ВЧ факельный разряд зажигался в потоке воздуха при атмосферном давлении (число Маха равно 1). Камера, в которой генерируется ВЧ разряд, представляла собой кварцевую трубку и электрод, согласованный с колебательным контуром. Частота сигнала составляла 13 МГц. Амплитуда напряжения не превышала 1кВ.

Для регистрации спектров использовался спектрометр HR4000. В обоих разрядах спектры записывались из центральной области разряда перпендикулярно потоку газа.

Определен спектральный состав излучения разрядов. Установлено, что спектры обоих типов разряда хорошо совпадают в диапазоне длин волн 364 – 435 нм. Это свидетельствует о сходных механизмах заселения, возбуждения и ионизации. В спектрах наблюдаются полосы секвенций  $\Delta v = -2$  (364 – 381 нм),  $\Delta v = -3$  (385 – 406 нм) и  $\Delta v = -4$  (409 – 435 нм) второй положительной системы азота. Определенный спектральный состав излучения разрядов находится в удовлетворительном согласии с результатами работ других авторов.

Для моделирования и обработки спектров излучения использовались методы неразрешенной вращательной и частично – разрешенной колебательной структуры.

В работе восстановлены распределения молекул азота по вращательным уровням и вращательные температуры, соответствующие состоянию  $S^3\Pi_u$ . Построены распределения относительных заселенностей по колебательным уровням молекулы азота в состоянии  $S^3\Pi_u$ . Также определена роль вторичных процессов, обуславливающих заселение колебательных уровней состояния  $S^3\Pi_u$ . Для значений температур, характеризующих функции распределения молекул по колебательно-вращательным уровням в возбужденных излучающих состояниях молекулы азота, определена их иерархия.

### Литература

- [1]. G. Dinescu, E. Aldea et al. Thin Solid Films 325 (1-2) 123-129 (1998).
- [2]. E.R. Ionita, M.D. Ionita, et al. Appl. Surf. Sci. 255 Iss. 10, (2009) pp.5448-5452.
- [3]. Иванов В.В., Скворцов В.В., Иншаков С.И., Рожков А.Ф., Шахатов В.А. Тезисы докладов VII Международного симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии, 2014, г. Плёс.
- [4]. Мавлюдов Т.Б. Тезисы докладов VII Международного симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии, 2014, г. Плёс.

## **СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ТОПЛИВА В ГЛАДКОМ РАСШИРЯЮЩЕМСЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ**

**В.М. Шибков**, Л.В. Шибкова, П.В. Копыл, О.С. Сурконт

*Физический ф-т МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия, [shibkov@phys.msu.ru](mailto:shibkov@phys.msu.ru)*

Работа посвящена изучению возможности применения неравновесной низкотемпературной плазмы для воспламенения и стабилизации горения углеводородного топлива в высокоскоростных воздушных потоках. Данные исследования связаны с разработкой способов повышения эффективности горения высокоскоростных потоков воздушно-углеводородного топлива за счет разработки физических принципов применения плазменных технологий для целей уменьшения времени воспламенения горючего, увеличения полноты сгорания топлива и стабилизации сверхзвукового горения. В условиях низкотемпературной газоразрядной плазмы возможен режим горения, когда наработка активных частиц практически на всем протяжении реакции осуществляется электронным ударом. Методы управления горением воздушно-углеводородных потоков, основанные на генерации электрических разрядов, представляются в настоящее время наиболее перспективными. Применение комбинированных разрядов может обеспечить необходимую скорость и интенсивность горения.

Целью работы является экспериментальное изучение процессов, протекающих в условиях иницированного низкотемпературной газоразрядной плазмой сверхзвукового горения воздушно-углеводородного топлива. Для этого применялись как бесконтактные, так и контактные диагностические методы. Исследования проводились с временным и пространственным разрешением с помощью созданного диагностического комплекса, состоящего из монохроматоров и спектрографов с цифровой регистрацией спектра; блока зондовой диагностики с цифровой регистрацией вольт-амперных характеристик; датчиков давления; термомпар; тензодатчиков; теневой установки; рефракционных лазерных датчиков; накаливаемого потоком пламени электрического зонда; системы измерения проводимости пламени; электронных датчиков измерения концентраций пропана, углекислого газа, температуры, абсолютной и относительной влажности; цифровых фотоаппаратов; высокоскоростной цифровой видеокамеры; цифровых осциллографов; компьютеров. Диагностический комплекс позволил в масштабах реального времени проводить измерения пространственно-временных параметров пламени, возникающего в условиях плазменно-стимулированного горения высокоскоростных потоков воздушно-углеводородных топлив. Внутри аэродинамического канала реализована стабилизация сверхзвукового горения углеводородного топлива в газообразной и жидкой (спрей) фазах. Определена полнота сгорания высокоскоростных потоков пропан-воздушного, спирт-воздушного и пропан-спирт-воздушного топлива в условиях низкотемпературной газоразрядной плазмы. Показано, что низкотемпературная газоразрядная плазма является эффективным способом стабилизации (без использования застойных зон) сверхзвукового горения пропан-воздушного топлива, которое происходит при низкой температуре пламени порядка и меньше 2000 К, что важно с экологической точки зрения. Результаты выполненных экспериментальных исследований позволяют сделать вывод о том, что разрабатываемая плазменная технология является перспективной для иницирования воспламенения и поддержания стационарного горения сверхзвуковых потоков воздушно-углеводородных топлив.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00514-а).

## ПАРАМЕТРЫ ПЛАМЕНИ, ИНИЦИИРУЕМОГО НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМОЙ В УСЛОВИЯХ СВЕРХЗВУКОВОГО ПРОПАН – ВОЗДУШНОГО ПОТОКА

Л.В. Шибкова, В.М. Шибков, П.В. Копыл, О.С. Сурконт, А.А. Андриенко,  
А.Ю. Бауров, Е.А. Гаврилов, Р.А. Морозов, В.И. Сухоруков

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия,  
[shibkov@phys.msu.ru](mailto:shibkov@phys.msu.ru)

Экспериментальная установка включает в себя вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, ресивер высокого давления пропана, систему для создания сверхзвукового потока, прямоугольные аэродинамические каналы различной конфигурации с присоединенными воздуховодами, высоковольтные источники питания для создания газоразрядной плазмы, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Секундный массовый расход воздуха изменялся от 25 до 150 г/с, пропана – от 1 до 8 г/с. Плазменно-стимулированное горение осуществлялось в условиях сверхзвукового воздушного потока, создаваемого внутри аэродинамического канала при атмосферном давлении окружающего воздуха, разряд создавался в течение 1 – 2 с, в это же время осуществлялась инжекция углеводородного топлива. В первых экспериментах по изучению возможности применения газоразрядной плазмы для стабилизации внутреннего горения использовался короткий аэродинамический канал, продольный размер которого меньше 10 см. На выходе из такого канала наблюдается большой, размером от 0,5 до 1 м, ярко светящийся факел, что свидетельствует о том, что топливо не успевает полностью сгореть внутри короткого канала. В этих условиях полнота сгорания порядка 30%. Для того чтобы повысить эффективность горения, необходимо было увеличить время нахождения топлива внутри камеры сгорания, т.е. либо уменьшить скорость потока, что неприемлемо, либо увеличить продольные размеры канала. Были разработаны и изготовлены новые гладкие (без застойных зон) аэродинамические каналы прямоугольного сечения. Чтобы избежать их загибания при плазменно-стимулированном горении воздушно-углеводородного топлива в

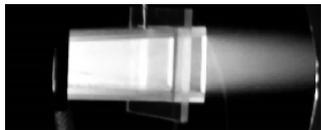


Рис. 1

вид выходной области длинного ( $L = 50$  см) аэродинамического канала при плазменно-стимулированном горении в нем пропан-воздушного топлива. В спектре, излучаемом

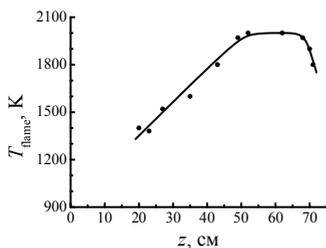


Рис. 2.

пламенем на выходе из канала, наблюдаются в основном полоса (0; 0) радикала  $\text{CN}$  с длиной волны кванта 431,5 нм. Короткий факел голубого пламени при сверхзвуковом плазменно-стимулированном горении пропана в длинном канале указывает на тот факт, что топливо полностью сгорает внутри канала, при этом не образуется сажа. На рис. 2 приведена аксиальная зависимость температуры пламени внутри аэродинамического канала ( $z = 20 - 50$  см). Видно, что температура повышается от 1400 К вблизи электродов до 1900 К на выходе из аэродинамического канала.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00514-а).

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА В УСЛОВИЯХ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ЭНЕРГОПОДВОДА ВНУТРИ КАНАЛА ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

Л.В. Шибкова, В.М. Шибков, П.В. Копыл, О.С. Сурконт, А.А. Андриенко, Е.А. Гаврилов, Р.А. Морозов, В.И. Сухоруков

Физический ф-т МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия, [shibkov@phys.msu.ru](mailto:shibkov@phys.msu.ru)

Проведены исследования возможности применения разрабатываемой технологии для сверхзвукового сжигания в аэродинамическом канале бедных по отношению к пропану воздушно-углеводородных топлив. На рис. 1 представлены данные о зависимости фиксируемой с помощью тензосесов тяги, возникающей при плазменно-стимулированном горении пропан-воздушного топлива в расширяющемся (не снабженном выходным соплом) аэродинамическом канале с присоединенным воздуховодом, от эквивалентного отношения пропана при постоянном секундном массовом расходе воздуха 100 г/с и различных секундных массовых расходах пропана. Пунктирная прямая соответствует стехиометрической пропан-воздушной смеси. Видно, что при сжигании бедных смесей тяга линейно растет с увеличением секундного массового расхода пропана. При  $dm_{C_3H_8}/dt = 5$  г/с, что соответствует эквивалентному отношению для пропана 0,75, тяга достигает максимальной величины, а при дальнейшем увеличении расхода пропана незначительно уменьшается. Временной ход силы тяги, возникающей при плазменно-стимулированном горении холодного сверхзвукового пропан-воздушного потока в аэродинамическом канале, снабженного

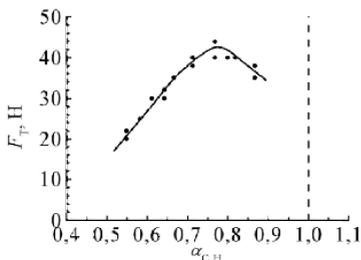


Рис. 1.

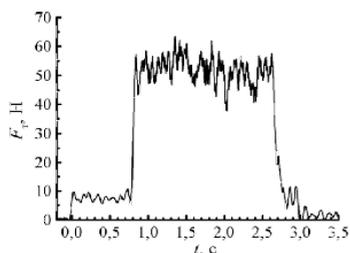


Рис. 2

выходным соплом, приведен на рис. 2 ( $\tau_{air}=3c$ ;  $\tau_{C_3H_8}=2c$ ;  $\tau_{DC}=2c$ ;  $dm_{air}/dt=105г/с$ ;  $dm_{C_3H_8}/dt=4.9г/с$ ; эквивалентное отношение для пропана  $\alpha = 0.75$  (бедная смесь).

Оценка силы тяги по формуле

$$F_T = \dot{M}_\Pi (v_2 - v_1) = \dot{M}_\Pi \left( \sqrt{2 \frac{\dot{m}_{C_3H_8}}{\dot{M}_\Pi} q_{C_3H_8} + v_1^2} - 2c_p (T_2 - T_1) - v_1 \right),$$

где  $v_1$  и  $v_2$ ,  $T_1$  и  $T_2$  – скорости потока и температуры газа на входе и выходе из канала,  $\dot{M}_\Pi$  [кг/с] – секундный массовый расход воздушно-углеводородного топлива,  $\dot{m}_{C_3H_8}$  [кг/с] – секундный массовый расход пропана,  $q_{C_3H_8}$  [Дж/кг] – удельная теплота сгорания пропана, дает значение  $F_T = 60$  Н, что хорошо согласуется с экспериментально измеренной величиной (см. рис. 2).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00514-а).

## **ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ЗАРЯЖЕННЫХ МИКРОКАПЕЛЕК ПРИ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В КИНЕТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА**

Г.С. Лукьянчиков, Т.Р. Хазиев

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, [genluk1@rambler.ru](mailto:genluk1@rambler.ru)*

Известно, что наложение постоянного электрического поля на область коронного разряда приводит к возникновению воздушного потока. Этот эффект носит название ионного или электрического ветра. Коэффициент преобразования электрической энергии в кинетическую энергию воздушного потока мал – около 0,5% [1, 2]. Тем не менее, этот метод обладает тем привлекательным качеством, что генерация воздушного потока происходит без использования движущихся механических элементов.

В работах [3, 4] теоретически показано, что если вместо ионов использовать электрически заряженные капельки жидкости, то коэффициент полезного действия может приблизиться к 100%.

Основными элементами экспериментальной установки являлись плоская металлическая решетка металлических капилляров и противоположные электроды. При разности потенциалов электрического поля (8 кВ) между решеткой капилляров и электродами на кончиках капилляров возникал коронный разряд, который являлся источником атомных и молекулярных ионов. При этом возникал воздушный поток. При подаче жидкости (этиловый спирт) через внутренние каналы капилляров происходила эмиссия электрически заряженных микрокапелек. Высота столба жидкости, под давлением которого находилась жидкость в капиллярах, равнялась 10 см.

Установлено, что при одинаковой разности потенциалов между электродами, единица электрического тока, переносимого капельками, дает почти в 50 раз более мощный воздушный поток, чем единица электрического тока, переносимого ионами.

### **Литература**

- [1]. M. Robinson, AIEE Trans. 80(1961). P.143
- [2]. M. Robinson, Am J.Phys. 30(1962) 366. P.72
- [3]. G.S. Luk'yanchikov, T.R. Khaziev // Physics Letters A. 375 (2010). P.73-79.
- [4]. Г.С. Лукьянчиков, Т.Р. Хазиев // Прикладная физика, 2012. №1. С.116.

## ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛОСКОЙ ИНДУКТИВНОЙ АНТЕННЫ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВЧ РАЗРЯДА

С.А. Двинин, Н.И. Буслеев

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, Москва, e-mail: [dvinin@phys.msu.ru](mailto:dvinin@phys.msu.ru)*

Индуктивные высокочастотные реакторы [1, 2] стали использоваться в микроэлектронной технологии как альтернатива реакторам емкостного типа практически сразу же, как плазменные технологии начали использоваться для производства микропроцессоров. Для возбуждения разряда были предложены и реализованы в виде практических конструкций различные типы антенн. Для антенн простой формы (например, кольцевых) были также качественно исследованы их характеристики. Однако теоретическому расчету характеристик антенн и оптимизации их формы не уделялось должного внимания.

В данной работе проведен анализ антенн, основанный на представлении поля в плазменном реакторе в виде собственных колебаний [3, 4] частично заполненного плазмой реактора. Рассчитаны спектры волн (поверхностных и объемных), которые могут возбуждаться в различных диапазонах частот (10 МГц – 3 ГГц) в такой системе и резонансные частоты камеры при рабочих плотностях электронов ( $10^9 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). Показано, что в разряде низкого давления обычно достаточно использовать не более 4 собственных функций. Приведены результаты для вакуумной камеры, содержащей цилиндрическую область, занятую плазмой и расположенную над ней область, заполненную диэлектриком.

Анализ пространственного распределения полей собственных волн показал, что чисто индуктивному типу соответствует разряд, поддерживаемый Н-волнами (по отношению к оси  $z$ ) с азимутальным числом  $m = 0$ . Н-моды с  $m \neq 0$  имеют радиальную компоненту поля, которая будет возбуждать емкостную составляющую на боковой стенке. Емкостной разряд в геометрии такого типа соответствует возбуждению Е-волны, однако поскольку эта волна принципиально содержит и тангенциальную составляющую электрического поля, в чистом виде он реализован быть не может. Тангенциальная составляющая мала для центральных областей разряда и в случае малого размера диэлектрической области.

Аналитический расчет пространственного распределения поля в разряде показал, что на низких частотах индуктивный разряд имеет индуктивный импеданс, а разряд, поддерживаемый Е-волной, имеет резонанс, когда на длине разряда (по радиусу) укладывается несколько полуволн поверхностной волны. Для различных мод разряда резонанс наблюдается при разных плотностях плазмы. На высоких частотах резонансы наблюдаются как для Е-, так и для Н- волн. Получены теоретические формулы, связывающие амплитуды различных собственных волн с формой проводников в индуктивной антенне. Получены условия минимизации и максимизации амплитуд отдельных мод. Показано, что азимутально симметричная ( $m = 0$ ) индуктивная мода возбуждается только азимутальным током. Z-компоненты тока в антенне возбуждают только электрические моды.

Сравнение численных расчетов с аналитическими для азимутально симметричных мод показало их хорошее согласие.

### Литература

- [1]. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Material Processing. N.-Y., Wiley, 2005.
- [2]. Samukawa S., Hori M., Raul S. et al. // J. phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. 253001.
- [3]. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. М.: Наука, 1968.
- [4]. Фелсен Л., Маркувитц Н. Излучение и рассеяние волн. Т. 1, Т. 2. М.: Мир, 1979.

## ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНОЙ СМЕСИ ПЛАЗМОЙ МАЛОМОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМАТРОНА

Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Исаев А.Р., Черников В.А.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники, Москва, Россия, [info@physics.msu.ru](mailto:info@physics.msu.ru)*

Настоящая работа посвящена продолжению исследований возможности использования импульсной плазмы, созданной магнитоплазменным компрессором (МПК), для реализации воспламенения высокоскоростной воздушно-пропановой смеси. В работе [1] при использовании плазматрона с пиковой мощностью  $P \geq 10$  МВт был обнаружен режим взрывного воспламенения смеси с образованием волны горения, распространяющейся навстречу потоку, которая возникает в результате взрыва воздушно-пропановой смеси в некоторой области, расположенной в канале (точнее в гофрированной трубе, соединяющей секции канала с балластной камерой). Целью дальнейших исследований является уточнение условий реализации взрывного режима горения топливной смеси и изучение возможности работы МПК в частотном режиме. При этом в экспериментах использовался плазматрон малой мощности  $P < 5$  МВт, что позволило, во-первых, уменьшить габариты всего устройства и, во-вторых, снизить мощность, выделяемую в плазме и, соответственно, уменьшить ее температуру. Регистрация взрывного горения осуществлялась при помощи фотоумножителя, датчиков давления и по наличию мощной акустической волны. Прежде всего, были проведены эксперименты, в которых аэродинамический канал соединялся с балластной камерой, т.е. отсутствовала гофрированная труба. Полученные результаты показали, что в этом случае никакого взрывного горения не происходит.

Следующая серия экспериментов была проведена в условиях, когда канал и камера балласта были соединены гофрированной трубой. На рис. 1а приведена зависимость интенсивности свечения продукта горения от начального напряжения на накопительном конденсаторе МПК.

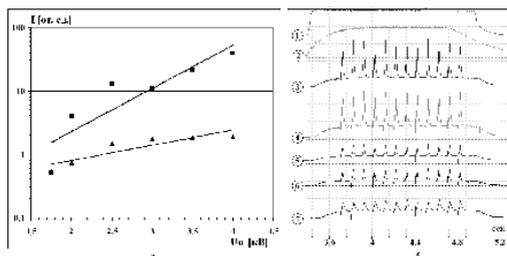


Рис. 1. *a* – интенсивность свечения: разряд без пропана - ▲ и с пропаном - ■; *b* – сигналы с датчиков давления при работе МПК в частотном режиме  $f = 10$  Гц. Датчик №4 расположен в области разряда МПК.

Из рис. 1а следует, что взрывной режим горения реализуется при  $U_0 \geq 2$  кВ, причем интенсивность свечения при разряде в смеси растет значительно быстрее, чем без пропана. На основании полученных результатов можно рассчитать предельную частоту следования импульсов МПК для данной установки. Пример сигналов с датчиков давления при работе МПК в частотном режиме ( $f = 10$  Гц) приведен на рис.1б.

### Литература

- [1]. А.П. Ершов, С.А. Каменщиков, А.А. Логунов, В.А. Черников // ТВТ, том 47, № 6, С. 822, 2009.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕР ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНОЙ СМЕСИ

Алексеев А.И., Ваулин Д.Н., Черников В.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники, Москва, Россия, [info@physics.msu.ru](mailto:info@physics.msu.ru)

В работе приводятся результаты экспериментов, посвященных исследованию влияния неоднородного магнитного поля на процессы воспламенения и горения высокоскоростной воздушно-пропановой смеси. Для инициации горения смеси в аэродинамическом канале использовался продольно-поперечный разряд (ППР) постоянного тока, питание которого осуществлялось от источника с максимальным напряжением 4,5 кВ, и максимальным током разряда 25 А [1]. Неоднородное магнитное поле в окрестности электродов создавалось при помощи двух постоянных магнитов (NdFeB). Регистрации воспламенения высокоскоростного потока воздушно-пропановой смеси осуществлялась при помощи фотоумножителя, расположенного в канале на расстоянии 60 см от электродов ППР. В зависимости от ориентации вектора индукции магнитного поля относительно потока использовались три конфигурации расположения магнитов. В первой конфигурации (К-1) магнитное поле было параллельно газовому потоку и току разряда. В этом случае наблюдается только влияние поля на форму разряда. В остальных конфигурациях поле было перпендикулярно потоку либо в горизонтальной (К-2), либо в вертикальной (К-3) плоскостях. При этом в каждой из этих конфигураций возможны два дополнительных варианта: когда сила, действующая на ток, горизонтальна и направлена в одну сторону К-2-1, и К-2-2, когда в другую. Аналогично, для случая К-3, когда сила, действующая на ток, вертикальна и направлена: вверх К-3-1, или вниз К-3-2.

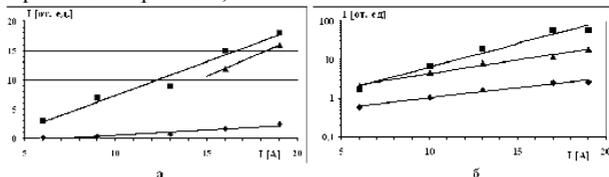


Рис. 1. Зависимости от тока разряда интенсивности свечения продуктов горения.

Поле перпендикулярно потоку *a* - в вертикальной плоскости, *б* - в горизонтальной.

▲ – без магнитного поля, ◆- конфигурации К-2-1 и К-3-2, ■ – конфигурации К-2-2 и К-3-1.

Из экспериментальных результатов были получены зависимости (рис. 1), из которых следует, что при определенных направлениях вектора индукции магнитного поля, наблюдается существенное уменьшение интенсивности свечения продуктов горения. На основании этого можно сделать вывод об уменьшении степени горения воздушно-пропановой смеси, которая становится даже ниже, чем в отсутствии магнитного поля. Такое уменьшение степени горения очевидно связано с уходом тяжелых частиц под действием поля, в том числе и радикалов, либо на стенки канала (срыв тока), либо на отрицательный электрод, что приводит к уменьшению области взаимодействия топливной смеси с плазмой разряда.

Таким образом, экспериментально доказана возможность управления степенью горения высокоскоростной воздушно-углеводородной смеси при помощи внешнего неоднородного магнитного поля.

### Литература

- [1]. А.П. Ершов, С.А. Каменщиков, А.А. Логунов, В.А. Черников // ТВТ, том 47, № 5, С. 643-649, 2009.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕСУРСА ТЕРМОЭМИССИОННЫХ КАТОДОВ – ГЕНЕРАТОРОВ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Белевцев А.А., Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф.

*ОИВТ РАН, г. Москва, e-mail: v\_chinmov@oivtran.ru, makhach@mail.ru*

Плазмотрон с самоустанавливающейся длиной дуги, вихревой ее стабилизацией, термоэмиссионным катодом и расширяющимся анодным каналом тщательно исследован в условиях использования аргона и азота в качестве плазмообразующего газа [1, 2]. Установлено, что в азотной плазме при токах дуги  $200 \div 500$  А и атмосферном давлении в зоне энерговыклада в канале с характерным диаметром  $4 \div 6$  мм достигаются температуры  $25\,000 \div 35\,000$  К, существенно превышающие ее значения в плазме аргона. Важнейшей особенностью азотного плазмотрона являются аномально высокие, по сравнению с расчетными, значения измеренных термоэмиссионных токов: при температуре катода, близкой к температуре плавления вольфрама, это превышение составляет более одного порядка [2].

В настоящей работе выполнены ресурсные испытания азотного плазмотрона названного типа, сопровождающиеся видеорегистрацией прикатодной области разряда, контролем внешних и спектральных характеристик электрической дуги. В результате программного анализа экспериментальных данных устанавливались: динамика убыли, в результате эрозии, материала вольфрамовых катодов; температурные поля на его поверхности; температура и концентрация электронов. Кроме того, определялось сечение токоотбора на катод, а также компонентный состав плазмы, на предмет контроля за содержанием в ней элементов материала катода (линии W I, W II, Cu I, Cu II). Следует подчеркнуть, что эффективная система охлаждения катода обеспечивала практическое отсутствие в спектрах излучения примесных линий.

Исследованы различные комбинации катодных наконечников: диаметр вольфрамовых стержней, запрессованных в медную обойму, изменялся от 2 до 8 мм, использовались острый катод, катод в форме усеченного конуса, катод с отверстием вместо острия, катод из сплава Cu – W (50 : 50) и др.

В результате проведенного исследования можно сформулировать некоторые критерии выработки (исчерпания ресурса) термоэмиссионных катодов:

- увеличение напряжения горения дуги при неизменных мощности и расхода газа;
- появление кратера на катоде, ускоряющего его разрушение;
- при выполнении исследований свойств плазмы – появление в спектре излучения плазмы элементов материала катода.

При этом можно дать следующие рекомендации по увеличению ресурса термоэмиссионных катодов:

- охлаждение медной державки катода лобовой высокоскоростной водяной струей;
- пайка вольфрамового наконечника в медную оправу с использованием высокотемпературных припоев;
- организация тангенциальной закрутки плазмообразующего газа в области катода;
- при токах дуги  $300 - 500$  А использовать вольфрамовый прутки диаметром  $4 \pm 0,5$  мм.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ по проекту №12-08-00758.

### Литература

- [1]. Э.Х.Исакаев, О.А.Синкевич, А.С.Тюфтяев, В.Ф.Чиннов. //ТВТ.2010. Т.48. №1. С.105.
- [2]. Белевцев А.А., Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф. // ТВТ. 2013.Т.51. №5. С.652.

**ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ НА РАДИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ AR И СМЕСИ AR/O<sub>2</sub> В ВЧ ИНДУКТИВНОМ ИСТОЧНИКЕ ПЛАЗМЫ ДИАМЕТРОМ 46 СМ**

А. Ф. Александров, К. В. Вавилин, Г. П. Козлов, Е. А. Кралькина,  
П. А. Неклюдова, В. Б. Павлов

*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва [nekludova\\_pa@mail.ru](mailto:nekludova_pa@mail.ru)*

Известно, что индуктивный ВЧ разряд широко используется в полупроводниковой промышленности при производстве микросхем, в качестве активной среды космических электрореактивных двигателей, источников света, в процессах поверхностной модификации материалов, напыления и осаждения покрытий. Быстрое развитие технологий микро- и нанoeлектроники требуют создания гибко управляемых плазменных рабочих процессов, позволяющих получать протяженные участки равномерной плотной плазмы. Одним из наиболее значимых, с точки зрения технологических применений, параметров является пространственное распределение ионного тока насыщения  $i_+$ . Настоящая работа является продолжением систематических исследований характеристик плазмы при изменении внешних параметров разряда: давления рабочего газа, рабочей частоты и мощности ВЧ генератора, величины и конфигурации магнитного поля, формы индуктора, а также рода газа и их смесей.

В экспериментах использовался кварцевый цилиндрический источник плазмы (ИП) диаметром 46 см и высотой 30 см. Индуктивный ВЧ разряд возбуждался спиральной антенной, расположенной на боковой поверхности ИП, и планарной антенной различной конфигурации, расположенными на верхнем фланце ИП, а также посредством подключения двух антенн одновременно. Антенны соединялись через систему согласования с ВЧ генераторами с рабочими частотами 2, 4 или 13,56 МГц. ВЧ мощность генераторов изменялась от 100 до 500 Вт. Для создания в объеме источника однородного магнитного поля с индукцией 0 – 15 Гс вблизи верхнего и нижнего фланцев были расположены два электромагнита. В качестве рабочих газов использовались аргон и смесь аргона с 10% примесью кислорода в диапазоне давлений 0,1 – 100 мТорр.

Экспериментальные исследования индуктивного ВЧ разряда показали, что, как в случае с боковой соленоидальной антенной, так и с планарной антенной без магнитного поля в диапазоне давлений аргона 0,1 – 10 мТорр распределение ионного тока насыщения  $i_+$  имеет колоколообразную форму. С ростом давления в указанном диапазоне абсолютная величина  $i_+$  растет в центральной части ИП, но при этом протяженность области равномерности плазмы уменьшается. Наиболее однородное радиальное распределение и максимальные величины ионного тока насыщения при мощности генератора 500 Вт удается получить, используя боковую антенну, при давлении аргона порядка 0,1 Торр с максимальной областью однородности плазмы порядка 20 см. Рост частоты ВЧ генератора приводит к сужению области однородности, по всей видимости, это может быть связано с влиянием емкостной составляющей. Данный эффект наиболее выражен при частоте генератора 13,56 МГц.

Наложение внешнего магнитного поля также сопровождается значительным изменением пространственного распределения ионного тока насыщения и позволяет получить наилучшее по однородности распределение протяженностью до 30 см в пределах 5% при давлениях 0,1 – 4 мТорр и индукции магнитного поля  $B = 10 – 15$  Гс.

Использование кислорода в качестве примесного газа (10%) приводит к незначительному увеличению области однородности плазмы вследствие пространственного разделения компонент смеси.

## РЕЗОНАНСНЫЙ ХАРАКТЕР ИНДУКТИВНОГО ВЧ РАЗРЯДА, ПОМЕЩЕННОГО ВО ВНЕШНЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

К.В. Вавилин, Е.А. Кралькина, А.М. Никонов, В.Б. Павлов, А.К. Петров

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, [alpetrov57@gmail.com](mailto:alpetrov57@gmail.com)*

Настоящая работа направлена на решение фундаментальной проблемы физики газового разряда, связанной с изучением на основе комплексных исследований резонансных свойств плазмы индуктивного ВЧ-разряда, помещенного во внешнее магнитное поле, механизмов поглощения ВЧ-мощности и возможностей управления параметрами плазмы. Решение этой проблемы позволит создать высокоэффективные источники плазмы малой мощности для технологических приложений. В то время как большинство зарубежных работ по исследованию геликонного разряда сконцентрировано на области высоких мощностей (от 1 кВт), концентраций (от  $10^{12}$ ) и значений внешнего магнитного поля (0,5 – 5 кГс), в настоящей работе исследуются индуктивный ВЧ-разряд, помещенный во внешнее магнитное поле, в области низких значений подводимой ВЧ-мощности, концентраций плазмы и магнитных полей, когда основной вклад в поглощение вносят волны Трайвеллписа – Голда.

Источник плазмы также состоял из двух частей: газоразрядной (ГРК) и основной вакуумной камеры. Верхняя часть источника представляет собой стеклянный цилиндр диаметром 8 см и высотой 25 см. Нижняя часть источника – кварцевый цилиндр диаметром 46 см и высотой 30 см. На боковой поверхности нижней части источника располагаются катушки электромагнита, позволяющие создать в источнике плазмы магнитное поле с индукцией 0 – 50 Гс. В верхней части цилиндра выполнен опорный зонд для проведения зондовых измерений в ГРК, сами же зонды Ленгмюра были впаяны через боковую стенку ГРК и располагались по центру на расстоянии 8 и 18 см от торца камеры соответственно. Узел ввода ВЧ-мощности представляет собой спиральную антенну, расположенную на боковой поверхности ГРК, подключенную через систему согласования ВЧ-генератору напряжения. В качестве источника ВЧ-мощности использовались генераторы YSR-10AF.

Характерные условия эксперимента: рабочие частоты - 2, 4 и 13,56 МГц; мощность 25 – 300 Вт; магнитные поля: 0 – 250 Гс; рабочие газы – Ar, Ne; диапазон давлений - от  $5 \cdot 10^{-5}$  –  $6 \cdot 10^{-2}$  Торр.

В результате исследований был обнаружен резонансный характер поглощения ВЧ-мощности плазмой. При этом локальным максимумам поглощения ВЧ-мощности соответствуют локализованные в пространстве максимумы концентрации электронов. Однако положение локальных максимумов концентрации вдоль оси разрядного промежутка не совпадают друг с другом.

Так, в ГРК локальные максимумы наблюдаются при относительно низких значениях магнитного поля. При больших значениях магнитного поля максимумы концентрации наблюдаются в нижней части камеры, причем локальные максимумы и минимумы концентрации электронов проявляются более отчетливо.

Полученные результаты дают основание предположить, что при изменении величины внешнего магнитного поля происходит возбуждение различных пространственных мод геликонов и косых ленгмюровских волн. Изменение магнитного поля приводит к изменению локализации области вложения мощности в плазму и, как следствие, к немонотонному изменению концентрации электронов в различных точках плазменного столба.

## ЭФФЕКТЫ ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕДАХ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К МИКРОПУЗЫРЬКОВЫМ ТЕХНОЛОГИЯМ

Великодный В.Ю., Дыренков А.В., Сон Э.Е.

Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва

В целом ряде технологических приложений (плазменная очистка сточных вод и органических отходов [1], «активированное пористое» топливо [2]) предварительная ударно волновая обработка среды используется, как часть технологического процесса. В работе [3] представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований структуры фронта ударной волны в пузырьковых средах при высоких объемных газосодержаниях  $0,3 < \varphi < 0,99$ . Показана необходимость учета дальнедействующей составляющей сил взаимодействия дисперсной фазы в уравнениях движения гетерогенных сред при высоких объемных газосодержаниях  $0,3 < \varphi < 0,99$ . Не учет этого фактора при сравнении с экспериментальными данными дает не только количественное, но и качественное расхождение с экспериментом. В работе получено обобщение уравнений движения дисперсной среды при высоком объемном газосодержании с учетом сил дальнего действия. Показано, что эти уравнения могут быть использованы для описания ударноволновых процессов, пограничного слоя, течений сопле Лавала и вихревых соплах в гетерогенных средах при высоком содержании дисперсной фазы. Проанализированы вопросы устойчивости и дробления пузырьков в зоне поступательной неравновесности во фронте ударной волны.

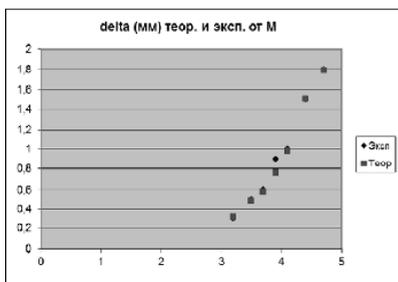


Рис.1

Теоретическая и экспериментальная зависимость толщины ударной волны от числа Маха

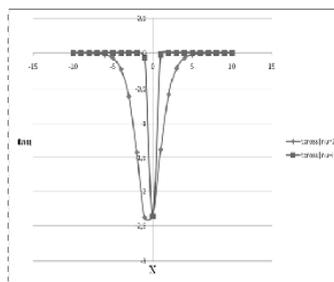


Рис.2

Профиль поперечных касательных напряжений.  $M = 0,5$ ,  $\varphi = 0,9$

### Литература

- [1]. Великодный В.Ю., Беркова М.Д., Воротилин В.П., Гришин В.Г., Крыченко О.В., Попов В.В., Полотнюк О.Я., Рычагов Е.Н., Быков А.А., Добрынец Ю.В., Толкунов Б.Н. Плазменные технологии очистки сточных вод. //Прикладная физика. 2008. №6. С. 105–110.
- [2]. Бушманов Е.А., Великодный В.Ю., Воротилин В.П., Яновский Ю.Г., Тимофеев И.Б., Д. Ван Ви. О возможности улучшения характеристик активированного пористого топлива при использовании ионизации в диэлектрическом кавитаторе// Прикладная физика. 2003. № 5, с.49–55.
- [3]. Velikodnyi V. Yu., Dyrenkov A.V., Kiyang-van O., Son E.E. Experimental and Theoretical Researches of Structure of the Shock Wave in Gas disperse Mixtures//13 - th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. (Abstracts) Moscow, March 26–26. 2914. p. 67–69.

## НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ФАКЕЛА И СТРУИ ПРИ ПОДЖИГЕ ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ

Битюрин В.А., Великодный В.Ю., Дыренков А.В.

*Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва*

Создание широкодиапазонного прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ПВРД) является важной фундаментальной и прикладной задачей [1]. Одной из нерешенных проблем является обеспечение поджига и устойчивого горения при числах Маха в набегающем потоке  $3 < M < 6$ . Одним из способов является разделение потока на две части – дозвуковую и сверхзвуковую [1] – «двухконтурная» схема. Это облегчает задачу поджига и стабилизации горения. В данной работе моделируется дозвуковой элемент ПВРД. Он в свою очередь включает два контура: в первом барботированный керосин (объемное газосодержание 40 – 50% при давлении в барботере 5 атм.) подается в камеру смешения, во втором керосин с добавками алюминия по углом 90° также подается в камеру смешения. Далее высокоскоростная дозвуковая струя проходит через разрядный промежуток. Для поджига используется высоковольтный разряд резонансного типа. Это позволяет 1,5 раза увеличить амплитуду напряжения. Кроме того, использование пористого керосина позволяет значительно увеличить дальность факела и обеспечить высокую тонину распыления. Добавки алюминия позволяют дополнительно увеличить дальность факела повысить энергетику горения и стабилизацию пламени. Это является немаловажным фактором при поджиге и стабилизации горения основного сверхзвукового потока. В этом случае поджигающая струя более глубоко проникает в сверхзвуковой поток и осуществляется лучшее перемешивание в большем объеме. Добавки алюминия позволяют снизить в 2 – 3 раза время задержки воспламенения [2]. Все эти факторы в совокупности позволяют оптимистически на проблему создания широкодиапазонного ПВРД. На рис 1. представлены кадры через 0,008 с процесса поджига керосино-воздушной смеси с примесью 1% алюминия к керосину. Характерной особенностью этого течения является то, что поток сначала тормозится, а затем ускоряется. Это объясняется развитием процесса горения и увеличивающимся тепловыделением.

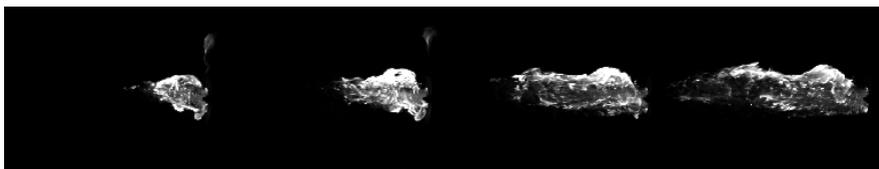


Рис. 1 Развитие фронта пламени керосино-воздушной смеси с добавками 1% керосина

### Литература

- [1]. Бушманов Е.А., Великодный В.Ю., Воротилин В.П., Яновский Ю.Г., Тимофеев И.Б., Д. Ван Ви. О возможности улучшения характеристик активированного пористого топлива при использовании ионизации в диэлектрическом кавитаторе// Прикладная физика. 2003. № 5, с.49-55.
- [2]. Битюрин В.А., Великодный В.Ю., Дыренков А.В., Крикунова А.И., Попов В.В. Влияние добавок дисперсных частиц на задержку воспламенения и стабилизацию пламени эмульсии керосина и воды в электрическом разряде// Международная (Звенигородская) конференция XXXIX по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (г. Звенигород, 6-11 февраля 2012 г). (стендовый)

## ПЛАЗМЕННЫЙ СВЧ-ГЕНЕРАТОР С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ

Богданкевич И.Л.<sup>1</sup>, Литвин В.О.<sup>2</sup>, Лоза О.Т.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН; [ira.bogdankevich@mail.ru](mailto:ira.bogdankevich@mail.ru)

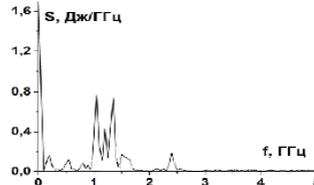
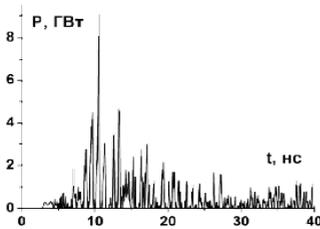
<sup>2</sup>Российский университет дружбы народов

В численной модели на основе кода Карат [1] рассмотрена возможность генерации мощных широкополосных СВЧ-импульсов при взаимодействии релятивистских электронов с заранее созданной плазмой. Предлагаемый СВЧ-генератор является комбинацией известных сильноточных релятивистских источников мощного СВЧ-излучения: плазменного релятивистского СВЧ-генератора [2] и СВЧ-генератора на основе линии с магнитной самоизоляцией MILO: Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator [3].



Схема прибора показана на рисунке. Система аксиально-симметрична, внешнее магнитное поле отсутствует, на катод подается импульс напряжения 500 кВ, полный ток с катода ~25 кА. Электроны, эмитированные с торца катода на коллектор с током ~20 кА, создают азимутальное магнитное поле. Электроны с боковой поверхности катода движутся в скрещенных полях: азимутальном магнитном и радиальном электрическом частично вдоль

трубчатой плазмы, играющей роль замедляющей структуры. СВЧ-излучение, образующееся в результате плазменно-пучкового взаимодействия, выходит через коаксиальный волновод на правой границе.



Первые расчеты продемонстрировали, что с помощью предложенного механизма можно генерировать широкополосные СВЧ-импульсы с мощностью  $\sim 10^9$  Вт и частотами 1–2 ГГц. Можно оценить и эффективность устройства «от розетки»: не хуже 5%.

Значительные размеры устройства ( $\varnothing 32$  см) выбирались с перспективой увеличения мощности излучения до  $10^{10}$  Вт и выше. Изучение возможностей управления спектром излучения в широкой полосе частот изменением концентрации плазмы, как в плазменных СВЧ-генераторах, будет проводиться на следующих этапах работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №13-08-00414.

### Литература

- [1]. Tarakanov V.P., 'User's Manual for Code KARAT', BRA Inc., Va, USA (1992).
- [2]. Кузелев М.В., Мухаметзянов Ф.Х., Рабинович М.С. и др. Релятивистский плазменный СВЧ-генератор // ЖЭТФ., 1982, т. 83, с. 1358.
- [3]. Clark M. C., Marder B. M., and Bacon L. D. Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator // Appl. Phys. Lett, 52(1), 1988, p. 78.

## ИСТОЧНИКИ МОЩНОГО СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭЛЕКТРОННОЙ ПЕРЕСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Андреев С.Е., Богданкевич И.Л., Ернылева С.Е., Иванов И.Е., Стрелков П.С.,  
Ульянов Д.К.

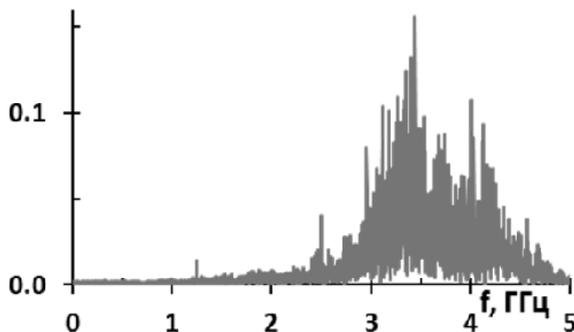
*ФГБУН Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

Мощные источники СВЧ-излучения используют энергию релятивистских сильноточных электронных пучков. Для генерации обычно используется периодическая замедляющая структура. Наличие периодической структуры делает невозможным изменение частоты излучения в широком диапазоне частот. В докладе рассматривается устройство использующее плазму в качестве замедляющей структуры. Такой подход позволяет создать устройство с возможностью перестройки в несколько октав. Представлен обзор последних достижений по усилению и генерации СВЧ-излучения в плазменных релятивистских СВЧ-приборах. За последнее время удалось достичь ряда успехов:

- созданы генераторы, позволяющие изменять частоту излучения как в течение одного импульса, так и от импульса к импульсу в одной последовательности по заранее заданному закону в диапазонах частот от 1,8 до 6 ГГц, от 5 до 24 ГГц на уровне мощности 50 МВт [1];

- создан усилитель, позволяющий усиливать в одном устройстве частоты от 2,4 до 3,1 ГГц. Диапазон частот ограничен линейкой задающих генераторов [2];

- получены первые результаты по сверхширокополосному генератору: удалось достичь генерации сплошного спектра шириной 1,5 ГГц и возможностью перестройки средней частоты от 2 до 3 ГГц.



Результаты проведенной работы показывают, что возможно создание устройств излучающих СВЧ-излучение в широком диапазоне частот с электронной перестройкой частоты на уровне мощности 50 – 150 МВт.

Работы проведены при поддержке грантов РФФИ № 14-08-01126-а, 12-08-00484-а, 12-08-00484-а и программа РАН «Фундаментальные проблемы импульсной сильноточной электроники».

### Литература

- [1]. И. Л. Богданкевич, Д. М. Гришин, А. В. Гунин и др. // Физика плазмы, 2008, т.34, №10, с. 926-930.
- [2]. П. С. Стрелков, И. Е. Иванов, Д. В. Шумейко // Физика плазмы, 2012, т. 38, № 6, с. 536–543.

## ДИНАМИКА ПАРАМЕТРОВ СИЛЬНОТОЧНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА.

П.С. Стрелков, В.П. Тараканов\*, \*\*, И.Е. Иванов, Д.В. Шумейко.

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

*\*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

*\*\* Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия*  
*e-mail: [strelkov@fpl.gpi.ru](mailto:strelkov@fpl.gpi.ru), [karat@gmail.ru](mailto:karat@gmail.ru), [iei@fpl.gpi.ru](mailto:iei@fpl.gpi.ru), [shumeiko@fpl.gpi.ru](mailto:shumeiko@fpl.gpi.ru)*

Экспериментально и методом численного моделирования исследуется динамика параметров сильноточного релятивистского электронного пучка. Пучок с энергией электронов 500 кэВ и током 2 кА формируется в магнитоизолированном диоде с поперечно-лезвийным взрывоэмиссионным катодом. Экспериментально обнаружено изменение радиального распределения плотности тока со временем в течение импульса тока пучка длительностью 500 нс. Максимальный радиус трубчатого электронного пучка со временем уменьшается.

В расчёте этот эффект объясняется изменением во времени формы катодной плазмы. Расчёт был проведён для двух модельных эмиттеров. Первый эмиттер моделирует процесс в начальные моменты времени. Предполагается, что в начальные моменты толщина катодной плазмы мала и эмиттер повторяет форму металлического катода, который имеет острый край с большим значением напряжённости электрического поля. Второй эмиттер моделирует процесс в середине импульса тока. Мы предположили, что к середине импульса тока острый край металлический катода покрывается катодной плазмой и область эмиссии с большим значением напряжённости электрического поля исчезает. Предложенные нами две формы модельных катодных эмиттеров позволяют получить в расчёте те же радиальные распределения плотности тока, которые мы наблюдаем в начале импульса тока и в его середине. Согласно расчёту, изменение формы эмиттера приводит к изменению разброса электронов по продольной компоненте импульса электронов, к изменению pitch угла электронов и других параметров пучка. Эти параметры трудно измерить экспериментально. Те параметры, которые нам удалось измерить, совпадают с расчётом. Отсюда делается вывод, что изменение набора параметров пучка, обнаруженное только в расчёте, имеет место и в эксперименте. Обнаруженное изменение параметров электронного пучка во времени необходимо учитывать при различных применениях сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП), в частности, при использовании их в мощной релятивистской СВЧ электронике, см., например, [1].

### Литература

- [1]. П.С. Стрелков, В.П. Тараканов, И.Е. Иванов, Д.В. Шумейко. Изменение мощности выходного излучения плазменного релятивистского СВЧ усилителя в течение импульса тока релятивистского электронного пучка длительностью 500 нс. Физика плазмы, 2014, том 40, № 8, с. 738–748

## **АКТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ТЕЧЕНИЕМ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ОБЛАСТИ ДОЗВУКОВЫХ ДИФFUЗОРОВ ИНИЦИИРОВАННЫМИ СВЧ-РАЗРЯДАМИ**

Виноградов В.А., \*Есаков И.И., Комратов Д.В., Макаров А.Ю.

ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова», Москва, РФ, e-mail: [slavavino@ciam.ru](mailto:slavavino@ciam.ru)

\*ФНИЦ ОАО «МРТИ РАН», Москва, РФ, e-mail: [ira.mrti@mail.ru](mailto:ira.mrti@mail.ru)

ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова», Москва, РФ, e-mail: [komratovdy@gmail.com](mailto:komratovdy@gmail.com)

ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова», Москва, РФ, e-mail: [mmkeeper@mail.ru](mailto:mmkeeper@mail.ru)

Представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования воздействия плазменных образований, иницированных СВЧ излучением с длиной волны 12,4 см на дозвуковое течение при скоростях воздушного потока на входе  $M = 0,1 - 0,8$  и параметрах торможения  $P^* = 1$  атм и  $T^* = (280 - 290)$  К в диффузорном плоском канале с лемнискатным входом и степенью расширения 1,8. Рассмотрены различные типы электродов и варианты их расположения в исследуемом канале, обеспечивающие иницирование плазменных образований при непрерывном и импульсно-непрерывном подводе СВЧ энергии с изменением частоты  $f = (100 - 200)$  Гц, длительности разряда  $\tau = (100 - 300)$  мкс и максимальной импульсной мощностью, равной  $N = 6$  кВт. Расчеты выполнены с использованием программного кода «ESI-CFD», позволившего получить распределения локальных и интегральных характеристик течения в рассматриваемом диффузорном канале с энергоподводом и без. Параметры течения получены в стационарной трехмерной постановке с использованием подхода RANS и «k - ε» модели турбулентности. Энергоподвод моделировался заданием области объемного выделения энергии в зоне СВЧ разрядов.

В результате работы отлажен комплекс оборудования для генерации СВЧ излучения, изготовлен и смонтирован плоский канал со степенью диффузорности 1,8, отлажена система измерения давлений в условиях воздействия СВЧ излучения, проведены калибровочные испытания канала без воздействия и с установленными электродами без энергоподвода, проведено исследование влияния уровня энергоподвода при различных вариантах электродного узла. При малых скоростях  $\lambda_{вх} = 0,1 - 0,45$  потери полного давления в канале с различными электродными блоками, но без энергоподвода, практически не отличаются от соответствующих значений для гладкого канала. С ростом скорости до  $\lambda_{вх} = 0,5 - 0,8$  потери возрастают на 0,5 – 1%. При энергоподводе, составляющем от 1,5 до 0,5% от энергии воздушного потока, потери полного давления в канале с исследованными электродными узлами возрастают на (0,5 – 1)% при скоростях, соответствующих  $\lambda_{вх} = 0,5 - 0,8$ , тогда как при меньших  $\lambda_{вх} = 0,1 - 0,4$  имеет место увеличение полного давления на 0,2 – 0,5%. Проведенный анализ позволяет отметить качественное соответствие данных расчета и эксперимента.

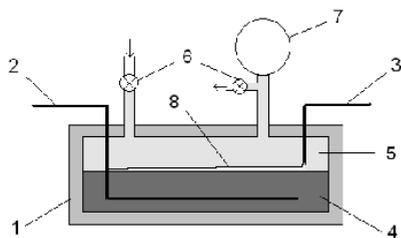
## ГЕНЕРАЦИЯ $\text{NO}_x$ И $\text{H}_2\text{O}_2$ ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ СКОльзяЩИМ РАЗРЯДОМ ВДОЛЬ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ВОДА – ГАЗ

А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, Ю.Н. Козлов\*, И.А. Косый, М.И. Тактакишвили, С.М. Темчин

*Институт Общей Физики им А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,  
anpilov56@gmail.com*

*\*Институт Химической Физики им Н.Н. Семёнова РАН, Москва, Россия,  
yunkoz@mail.ru*

Плазма в контакте с жидкостью является источником активных частиц ( $\text{OH}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$  и др.) и УФ излучения, следовательно, обладает сильной окислительной и дезинфицирующей способностью. Отсюда возможность широкого применения её в области экологии, биологии, медицины, плазмохимии и др. Одна из реализаций указанной системы (плазма-вода) является скользящий разряд на границе вода–газ. [1, 2].



**Рис. 1.** Экспериментальная камера.

1-Камера из оргстекла (200 мл); 2,3- электроды; 4-вода (100 мл); 5-газ(Ar или воздух); 6 - продув газа; 7- манометр; 8- разрядный канал.

Ниже приводятся экспериментальные результаты по генерации  $\text{NO}_x$  и  $\text{H}_2\text{O}_2$  с использованием ВВ импульсно-периодического разряда, распространяющегося вдоль границы раздела вода-газ (аргон или воздух). Установка близка по схеме к описанной в работе [3] и представлена на рис. 1.

Параметры источника питания: напряжение  $U \leq 20$  кВ, энергия в импульсе  $W \leq 1,6$  Дж, частота следования импульсов  $f \leq 100$  Гц, длительность импульса  $\tau = 3 - 4$  мкс. Длина разрядного канала менялась в пределах  $L = 4 - 14$  см. Параметры плазменного канала: электронная температура  $T_e = 1 - 1,5$  эВ, концентрация  $N_e = (2 - 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , температура газа  $T_g = (4 - 5) \cdot 10^3$  К, диаметр  $\sim 0,1$  мм [3].

### Использовались следующие диагностики:

- пероксид водорода ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ), регистрируемый при продуве реактора аргоном, определялся титановым методом;
- диоксид азота ( $\text{NO}_2$ ), получаемая при продуве воздухом, определялась по увеличению проводимости воды;
- при помощи индикаторных тест-трубок была замерена суммарная концентрация окислов азота ( $\text{NO}_x = \text{NO} + \text{NO}_2$ ).

### Получены следующие результаты:

- показано, что окислы азота образуются в соотношении  $\text{NO} : \text{NO}_2 = 100 : 5$ ;
- установлено, что количество  $\text{H}_2\text{O}_2$  и  $\text{NO}_x$  растёт линейно с ростом  $L$ ;
- энергетическая цена наработки продуктов при длине разрядного канала  $L = 11$  см:  $\text{H}_2\text{O}_2 - 600 \text{ эВ/моль}$ ,  $\text{NO}_x - 500 \text{ эВ/моль}$ .

Эти результаты представляют интерес как для решения прикладных задач, так и для исследований атмосферных разрядов, распространяющихся над поверхностью естественных водоёмов.

### Литература

- [1]. B.R.Locke at all, Ind. Chem. Res. 2006, 45, p.882-905.
- [2]. P.Bruggeman, Ch. Leys, J. Phys.D: Appl. Phys. 42 (2009) 053001 p.28.
- [3]. А.М.Анпилов, Е.М.Бархударов, В.А.Коп'ев, И.А.Косый, 28 ICPIG, July 15-20, 2007, Prague, Czech Republic.

## МНОГОЭЛЕКТРОДНЫЙ ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД ДЛЯ ОБРАБОТКИ ВОДЫ

А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, \*А.В. Двоенко, И.А. Косый, М.А. Мисакян, И.В. Моряков, М.И. Тактакишвили, \*Р.Р. Хабеев.

*Институт Общей Физики им А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,*  
*anpilov56@gmail.com*

*\*ООО «Плазма-СК», Саратов, Россия, avdvoenko@gmail.com*

Электрический разряд в газовых пузырьках в объёме жидкости представляет интерес для решения различных технологических задач в частности для очистки воды от микробиологических, органических, химических загрязнений [1], получения микроструктур на основе углерода металлов и их оксидов. В работе представлен реактор на основе многоэлектродного кольцевого высоковольтного импульсно-периодического разряда в жидкости (в воде) с инжекцией пузырьков газа в межэлектродное пространство.

Реактор состоит из пяти цилиндрических последовательно соединённых камер, в каждой из которых располагается многоэлектродный кольцевой разрядник. Одна из камер представлена на рис. 1 (где 1 – диэлектрическая камера, 2 – электроды, расположенные по кольцу на внутренней поверхности камеры с одинаковым зазором между ними. Поверхность электродов, обращенная к центру трубы, покрыта электроизоляционным материалом 3, патрубок 4 служит для подачи газа. Через отверстие 5 газ поступает в межэлектродное пространство, диаметр отверстия  $d \leq 1$  мм. К клеммам 6 подается высоковольтное напряжение. Расположение разрядных промежутков симметрично по кольцу обеспечивает фокусировку УФ излучения и гидродинамических возмущений, что приводит к повышению эффективности воздействия разряда на жидкость).

Для питания разряда использовался пятиканальный импульсно-периодический генератор ВВ импульсов. Параметры одного канала следующие: напряжение  $U \leq 20$  кВ, частота следования импульсов  $f \leq 100$  Гц, энергия накопительного конденсатора  $W \leq 1,6$  Дж, ( $C = 8 \cdot 10^{-9}$  Ф). Это обеспечивало ток  $I \leq 300$  А, при длительности импульса тока  $\tau = 3-5$  мкс и средней мощности  $N \leq 200$  В. Таким образом, средняя мощность 5 каналов генератора равна 1 кВт. Совокупный объём пяти камер  $V_k = 400$  см<sup>3</sup>. Устройство обеспечено системой прокачки воды, возможна работа и в стоячей воде. Экспериментальные результаты:

Воздействие на поверхность воды открытого водоёма, заражённую мезофобными аэробными организмами в количестве  $3,4 \cdot 10^4$  бактерий в 1 см<sup>3</sup>, параметры воды рН = 8,1, удельная проводимость  $\sigma = 360$  мкС/см, температура  $t = 26$  °С. Показано, что для снижения количества микроорганизмов в 10 раз требуется удельный энергозатрат в жидкость  $\gamma = 0,5$  Дж/см<sup>3</sup>.

Обработка отходов гальванического производства привела к снижению концентрации ряда металлов в несколько раз, в частности для хрома в 30 раз ( $\gamma = 10 - 15$  Дж/см<sup>3</sup>).

Установка была использована для получения устойчивого коллоидного раствора наночуглерода. Использовался 95% этиловый спирт, инжектируемый газ – Аг. Параметры коллоида сохраняются за время более года (время наблюдения) [2].

### Литература

- [1]. Р. Bruggeman, Ch. Leys, J. Phys.D: Appl. Phys. 42 (2009) 053001 p.28.
- [2]. А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, И.А. Косый и др. Тонкая наноструктурированная углеродная плёнка на поверхности металла как способ предотвращения мультипакторного разряда. Прикладная Физика, 2014, №6.

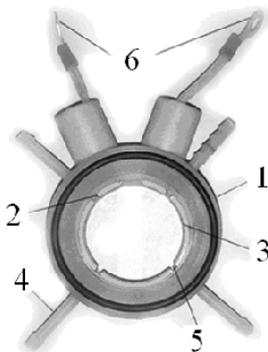


Рис. 1.

## ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ МИКРОПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЗЦОВ ИЗ СТАЛИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ТОКЕ АМПЛИТУДОЙ 700А

Иванов В.А., Коныжев М.Е., Камолова Т.И., Летунов А.А.,

\*Зимин А.М., \*Тройнов В.И.

*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия, [ivanov@fpl.gpi.ru](mailto:ivanov@fpl.gpi.ru)  
\*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва*

При взаимодействии в вакууме импульсного потока плазмы с плотностью  $10^{12}-10^{13}$  см<sup>-3</sup> и длительностью импульса 25 мкс с образцами из стали, покрытыми тонкой диэлектрической пленкой толщиной ~1 мкм, на поверхности этих образцов возбуждались микроплазменные разряды с импульсным электрическим током амплитудой 700 А и длительностью импульса 20 мс поддерживаемые электронным стабилизатором.

В экспериментах использовались образцы из конструкционной стали – 45. Образцы - отшлифованные и отполированные бруски 12x4x4 мм, перед установкой в вакуумную камеру, подвергались отжигу на воздухе при температуре 400°С в течение 60 минут. В результате на их поверхности была сформирована диэлектрическая оксидная пленка толщиной около 1 мкм.

Для регистрации спектров излучения использовался спектрометр AvaSpec-3648 фирмы Avantes со спектральным разрешением 0,3 нм в диапазоне длин волн от 370 до 920 нм.

Излучение микроплазменных разрядов принималось со всей поверхности образца, обращенной к микрообъективу. Спектр регистрировался с экспозицией 7 мс, 5 раз подряд в каждом импульсе обработки поверхности.

Экспериментально установлено, что в спектральном интервале 370-525 нм оптического излучения микроплазменных разрядов присутствуют наиболее интенсивные линии атомов и однозарядных ионов железа. Линии ионов железа двух- и трехкратной ионизации не обнаружены. На основе модели локального термодинамического равновесия и с использованием многих спектральных линий излучения атомов и ионов железа были проведены расчеты температуры электронов в плазме микроразрядов на основе методики, ранее использованной авторами с образцами титана при токах микроплазменных разрядов 200 и 100 А [1, 2].

В данной работе установлено, что электронная температура в микроплазменных разрядах, определённая по спектральным линиям атомов железа лежит в интервале 0,6-0,8 эВ. При этом, электронная температура, рассчитанная по спектральным линиям однозарядных ионов железа лежит в интервале значений 1,1-1,5 эВ.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект РФФИ 13-08-01174а.

### Литература

- [1]. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, А.М. Зимин, В.И. Тройнов, Т.И. Камолова, А.А. Летунов. // Прикладная физика, 2012, № 6, С. 133-141.
- [2]. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, А.М. Зимин, В.И. Тройнов, Т.И. Камолова, А.А. Летунов. // Прикладная физика, 2014, № 1, С. 21-29.

**СЕКЦИЯ  
«ПРОЕКТ ИТЭР: ШАГ В ЭНЕРГЕТИКУ БУДУЩЕГО»**

**SECTION  
« ITER PROJECT:  
A STEP TO THE FUTURE OF POWER ENGINEERING »**



## РАЗРАБОТКА МАГНИТНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ДЕМОСТРАЦИОННЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

С.А. Лелехов

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

Параллельно с реализацией проекта ИТЭР большинство из его участников приступило к работе над национальными проектами следующей генерации термоядерного реактора, т.н. демонстрационного реактора (DEMO). Основное внимание уделяется разработке сверхпроводящих магнитных систем тороидального поля токамаков и стеллараторов. Эти магнитные системы имеют рабочий ток порядка 80 – 100 кА и запасённую энергию 100 – 150 ГДж. Для реализации проектов предлагается использовать сильноточные проводники как на основе традиционных низкотемпературных (НТСП) сверхпроводящих материалов (Nb – Ti и Nb<sub>3</sub>Sn), так и на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) второй генерации (YBCO).

Автором будет сделан обзор докладов по этой тематике, представленных на международных конференциях по магнитной технологии (MT), прикладной сверхпроводимости (ASC) и регулярных совещаний ИТЭР (CM&SWG), где эти вопросы также обсуждаются. В презентации будут представлены концептуальные проекты демонстрационных реакторов, предлагаемых специалистами ЕС, КНР, Республики Корея, Японии и США. Продемонстрированы основные достижения в этой области вышеперечисленными сторонами. Также будет представлена информация о стендах, предназначенных для испытания сильноточных НТСП и ВТСП проводников.

## РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА (ЦСД) ИТЭР, РАБОТОСПОСОБНОЙ НА НЕЙТРОННОЙ ФАЗЕ РАБОТЫ РЕАКТОРА

И.В. Александров\*, М.В. Гордиенко, А.Н. Лабусов, Г.В. Маринин\*, А.Н. Маханьков, И.А. Миронов, В.Н. Танчук

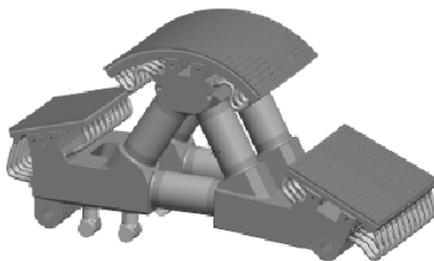
*РФ, Санкт-Петербург, ОАО «НИИЭФА», e-mail: [amakh@sintez.niiefa.spb.su](mailto:amakh@sintez.niiefa.spb.su)*

*\*РФ, Санкт-Петербург, ООО «Русские технологии» e-mail: [rtechster@gmail.com](mailto:rtechster@gmail.com)*

Центральная Сборка Дивертора (ЦСД) состоит из следующих составных частей: купола, внутренней отражающей мишенью (ВОМ) и наружной отражающей мишенью (НОМ). Коллекторы купола, НОМ и ВОМ соединены между собой толстостенными трубами, выполняющими одновременно функции силовых элементов и трубопроводов теплоносителя. На коллекторы купола, НОМ и ВОМ крепятся с помощью штифтов из алюминиевой бронзы обращенные к плазме элементы (ОПЭ), облицованные вольфрамом. ОПЭ представляют собой коробчатые структуры, верхняя часть которых изготовлена из бронзы БрХЦр, а нижняя часть из нерж. стали 316 L(N)-IG. Верхняя бронзовая часть ОПЭ представляет собой структуру типа гипервапорон, задача которой обеспечить интенсификацию отвода тепла, приходящего из плазмы. Тонкостенные трубки охлаждения соединяют обращенные к плазме 12 элементов купола, 10 ВОМ и 12 НОМ с соответствующими коллекторами.

В результате электромагнитного и термомеханического анализа выяснилось, что прежняя конструкция ЦСД не работоспособна на нейтронной фазе и требует значительной переработки. Основная причина этого заключается в перегреве массивных элементов конструкции и возникновению вследствие этого недопустимых термонапряжений. Например, перегрев массивной стальной части ОПЭ вызывает ее деформацию, приводящую к недопустимым напряжениям в подводящих трубках теплоносителя.

По запросу МО ИТЭР конструкция ЦСД была переработана, с целью обеспечения работоспособности на нейтронной фазе работы реактора ИТЭР (см. **Ошибка! Источник ссылки не найден.**).



**Новая конструкция ЦСД**

Уменьшено количество металла в нижней стальной части ОПЭ и изменена геометрия подводящих трубок теплоносителя, что позволило избежать в них чрезмерных напряжений. Изменена геометрия глубоких пазов в коллекторах, обеспечивая возможность их мехобработки (в прежней конструкции мехобработка этих пазов оказалась невозможной). Увеличен диаметр силовых труб, соединяющих коллектора купола с коллекторами НОМ и ВОМ, что позволило избежать в них чрезмерных напряжений вследствие электромагнитных и термомеханических нагрузок. В разработанной конструкции стальная опорная структура имеет форму равностороннего треугольника, что обеспечивает снижение поволок при сварке.

**ИСПЫТАНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ПОТОКАМИ ЭЛЕМЕНТОВ  
ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ВНЕШНЕЙ И ВНУТРЕННЕЙ ВЕРТИКАЛЬНЫХ  
МИШЕНЕЙ И ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА ИТЭР НА  
УСТАНОВКЕ IDTF**

В.Е. Кузнецов, А.О. Комаров, А.В. Володин, В.М. Давыдов, А.В. Ерёмкин, А.И. Кокоулин, И.Б. Овчинников, В.В. Пряников, А.И. Рогов, Р.В. Рулёв, Н.Б. Степанов  
*РФ, Санкт-Петербург, ОАО «НИИЭФА», e-mail: [kuznetc@sintez.niefa.spb.su](mailto:kuznetc@sintez.niefa.spb.su)*

Создание надёжно функционирующего дивертора с приемлемым эксплуатационным ресурсом принадлежит, как известно, к числу приоритетных инженерно-физических задач управляемого термоядерного синтеза. Сложность её решения вызвана деструктивным воздействием на облицовку дивертора ионных и нейтронных потоков, теплового излучения экстремальной интенсивности, водородной среды, других факторов, характерных для процессов в плазме магнитного термоядерного реактора. Для проверки пригодности конструкторских и технологических решений, выбранных для производства компонент диверторной кассеты, обращенных к плазме в НИИЭФА был создан стенд тепловых испытаний «IDTF». Для выполнения этой задачи этого японские, европейские и российские поставщики облицовки дивертора должны будут прислать в Россию, на стенд тепловых испытаний изготовленные ими компоненты. Необходимость таких предварительных испытаний вызвана тем, что в реакторе планируется провести большое количество рабочих циклов горения плазмы (несколько десятков тысяч), а тепловая нагрузка от плазмы на облицовку дивертора может достигать высокой плотности (до 20 МВт/м<sup>2</sup>) вследствие чего возможно развитие термоциклической усталости, а это явление является одним из наиболее опасных механизмов, действующих на обращенные к плазме компоненты установки ИТЭР. Тепловой поток генерируется электронно-лучевой системой. Мощность электронного пучка достигает 800 кВт, максимальное ускоряющее напряжение 60 кВ. Параметры охлаждения и качество воды соответствует условиям охлаждения дивертора ИТЭР.

Стенд введён в эксплуатацию в 2010 г., квалифицирован в соответствии с требованиями ИТЭР в 2012 г. На конец 2014 г. на стенде были проведены тепловые испытания двух полномасштабных прототипов внешней вертикальной мишени.

## РАБОТЫ ПО ПРОЕКТУ ИТЭР В ИЯФ СО РАН

М.В. Иванцовский<sup>1,3</sup>, Е.В. Александров<sup>2</sup>, В.А. Бернс<sup>4</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>,  
А.И. Вилькин<sup>1</sup>, В.А. Воронковский<sup>3</sup>, Д.Е. Гавриленко<sup>1</sup>, А.И. Горбовский<sup>1</sup>,  
В.Л. Егоров<sup>1</sup>, Е.К. Зайцев<sup>1</sup>, Н.А. Золотухина<sup>1</sup>, Н.Г. Иванцовская<sup>3</sup>, М.В. Клименко<sup>1,3</sup>,  
А.А. Листопад<sup>1</sup>, Б.В. Люблин<sup>2</sup>, В.С. Модестов<sup>5</sup>, С.Н. Пешехонов<sup>1</sup>, К.В. Пищинский<sup>1,3</sup>,  
С.В. Полосаткин<sup>1,3</sup>, А.Г. Стешов<sup>1</sup>, Ю.С. Суляев<sup>1,6</sup>, П.В. Усов<sup>1</sup>, С.В. Шиянков<sup>1</sup>,  
А.А. Шошин<sup>1,6</sup>

1. *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, РФ, e-mail: [M.V.Ivantsivsky@inp.nsk.su](mailto:M.V.Ivantsivsky@inp.nsk.su)*
2. *Частное учреждение ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, РФ*
3. *Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, РФ*
4. *Сибирский научно-исследовательский институт авиации им. С.А. Чаплыгина, Новосибирск, РФ*
5. *Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, РФ*
6. *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, РФ*

В настоящее время ИЯФ СО РАН является исполнителем ряда контрактов по проекту ИТЭР:

- проектные работы по интеграции экваториального порта №11;
- проектные работы по интеграции верхних портов №02 и №08;
- проектные работы по созданию диагностических модулей ВНК;
- разработка, изготовление и испытания опытного образца ДМНП.

В данном докладе кратко представлен обзор всех этих работ и (подробно) рассматриваются работы, не вошедшие в отдельные доклады на данной конференции. В том числе показаны результаты деятельности по подготовке производства, проектированию интеграционного зала и проектированию специального оборудования для интеграционного зала. Представлено описание взаимодействия с разработчиками диагностического оборудования, устанавливаемого в интегрируемых портах. Приведены планы работ на 2015 год.

**НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА КОНТРОЛЯ И УПРАВЛЕНИЯ  
ДИАГНОСТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ ПРЕДЛОЖЕННЫМИ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИЕЙ ПРОЕКТУ ИТЭР**

Д. Гин<sup>2</sup>, Е. Драпико<sup>3</sup>, Н. Марусов<sup>1</sup>, Е. Миронова<sup>1</sup>, М. Миронов<sup>2</sup>, А. Хильченко<sup>5</sup>,  
Д. Кулаков<sup>4</sup>, С. Портоне<sup>1</sup>, Д. Самсонов<sup>2</sup>, И. Семенов<sup>1</sup>, Д. Скопинцев<sup>4</sup>, Д. Шелухин<sup>3</sup>,  
В. Воробьев<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Физико-технический институт им. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия*

<sup>4</sup>*ТРИНИТИ, Москва, Россия*

<sup>5</sup>*Институт ядерной физики им. Будкера, Новосибирск, Россия*

Проект ИТЭР (Кадараш, Франция) в настоящее время является одним из самых сложных международных научно-технических мега проектов. Одной из ключевых систем ИТЭР является система управления установкой, которая заставляет работать синхронно более 180 различных технических и диагностических систем. Система управления установкой включает в себя систему общего управления, систему блокировок и защит, систему ядерной и промышленной безопасности и систему управления плазмой. Датчиками системы управления плазмой являются физические диагностики, разрабатываемые и поставляемые странами участниками проекта. Россия поставляет в проект ИТЭР следующие диагностики: Анализатор атомов перезарядки, Томсоновское рассеяние в диверторе, Рефлектометр со стороны сильного магнитного поля (с внутренней стороны разрядной камеры), Монитор нейтронного потока в диверторе, Н-альфа спектроскопию, СХРХ и Вертикальную гамма спектроскопию. В докладе рассматриваются элементы конструкции систем регистрации и управления российских диагностик, позволяющие работать системам в сильных гамма и нейтронных радиационных полях и удовлетворяющие требованиям работы в условиях сильных электромагнитных наводок. В докладе также рассматриваются вопросы согласования потоков данных диагностических комплексов с пропускной способностью линий передачи данных в систему НРС (High Performance Computing) и в архивные базы данных.

Доклад представляет интерес для физиков и инженеров, работающих в области управляемого термоядерного синтеза.

## СТАТУС ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЙНИЯ ПЛАЗМЫ В ДИВЕРТОРЕ ИТЭР

А.Н. Баженов, И.М. Букреев, А.М. Дмитриев, А.Н.Коваль, М.М. Кочергин,  
Г.С. Курские, А.Е. Литвинов, \*С.В. Масюкевич, Е.Е. Мухин, А.Г. Раздобарин,  
Д.С. Самсонов, В.В. Семенов, С.Ю. Толстяков, \*А.П. Чернаков, \*А.П. Чернаков,  
\*П.В. Чернаков

*ФГБУН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,  
Россия, e-mail: [Sergey.Tolstyakov@mail.ioffe.ru](mailto:Sergey.Tolstyakov@mail.ioffe.ru)  
\*ЗАО «Спектрал-Тех», Санкт-Петербург, Россия*

Диагностика томсоновского рассеяния дивертора ИТЭР (ДТРД) имеет высокий приоритет в связи с широким кругом решаемых задач – как программы физических исследований, так и задач, связанных с безопасностью реактора и управлением положения плазменного шнура во время срывов. ДТРД в значительной степени базируется на общих подходах, характерных для диагностических систем на крупных токамаках, но, вместе с тем, разработка диагностики предполагает решение множества проблем, связанных с жесткими условиями измерений, ожидаемых в реакторе. Это радиационная и тепловая нагрузка на конструктивные и оптические элементы, расположенные непосредственно в диверторе, большой поток загрязнений на оптические элементы, ограниченный доступ к плазме, как с точки зрения проведения зондирующих пучков, так и сбора рассеянного излучения, вибрационная нагрузка, а также возможные сейсмические воздействия. Кроме того, возникающие изменения в конструкции ИТЭР зачастую требуют коррекции уже разработанных систем. Так, изменение в 2014 г требований к габаритам внутриверторных систем ДТРД стало основанием для переработки оптической схемы диагностики и конструкций, которые обсуждаются в данном докладе. Так же в докладе представлено текущее состояние дел по основным аппаратурным разработкам следующих диагностик:

- системы сбора света и транспортировки рассеянного излучения;
  - систем для поддержания внутривакуумной оптики в рабочем состоянии: устройств механической защиты оптических поверхностей от плазменного воздействия, систем газоструйного удаления пылевых частиц, а также плазменной чистки;
  - системы фоторегистрации, основанной на лавинных диодах, малошумящих широкополосных усилителях и новом подходе для оцифровки сигналов рассеяния на основе Switched Capacitor Array;
  - мощных твердотельных лазерных систем с длинами волн генерации 1064, 1047, 946 нм.
- Работа выполнена при поддержке Госкорпорации по АЭ «Росатом», ГК № Н.4к.52.9Б.14.1002.

## HFS РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ИТЭР: СТАТУС РАБОТ

В.А. Вершков, Д.А. Шелухин, Д.В. Сарычев, В.В. Лукьянов, Г.Ф. Субботин

*Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт», Москва,  
Российская Федерация, [D.Shelukhin@fc.iterru.ru](mailto:D.Shelukhin@fc.iterru.ru)*

Основной задачей рефлектометрии со стороны сильного магнитного поля (HFS рефлектометрия) в ИТЭР будет измерение профиля электронной плотности. Настоящий доклад посвящен обзору статуса работ по диагностике HFS рефлектометрия ИТЭР.

В соответствии с утвержденным МО ИТЭР планом работ основное внимание в настоящее время уделяется созданию внутрикамерных элементов диагностики. Были разработана новая конструкция узла антенны, поворота 90 градусов и крепления к вакуумной камере ИТЭР. Проведены расчеты электромагнитных и тепловых нагрузок на узел. Изготовлен макет антенны с использованием технологии селективного лазерного плавления. Макет поворота большой кривизны изготовлен с использованием технологии высокоскоростной фрезеровки и лазерной сварки. Так как в предложенной МО ИТЭР конструкции крепления антенного узла механические нагрузки при срыве превышали предельные нагрузки для стали SS316L, было предложено использовать изолирующее покрытие для снижения наведенных токов.

Одной из ключевых проблем при создании диагностики стало создание нержавеющей волновода с внутренним медным покрытием. Изготовленный макет волновода продемонстрировал потери сигнала в рабочем диапазоне частот, близкие к потерям в медном волноводе. Медное покрытие обладает высокой адгезией и низкой шероховатостью.

Вакуумный барьер для вакуумных окон диагностики был изготовлен в CCFE (Великобритания). В настоящее время совместно с МО ИТЭР ведется проработка и оптимизация конструкции сборки вакуумного окна.

Разработана и изготовлена система сложения СВЧ излучения для трех частотных диапазонов на основе периодических диэлектрических структур. Тестирование показало, что потери в системе составляют около 1 – 1,5 дБ в середине частотного диапазона.

Продолжаются работ по созданию макетов управляющей электроники и их тестированию. Изготовлен усовершенствованный макет задающего СВЧ модуля диагностики, включающего систему управления, СВЧ генератора, квадратурные детекторы, генераторы промежуточной частоты. Изготовлены и испытаны модули умножителей и приемников для частотных диапазонов K (18 – 26,5 ГГц), Ka (26,5 – 40 ГГц) и U (40 – 60 ГГц).

На установке T-10 успешно продемонстрирована работа рефлектометра для измерения профиля плотности со стороны сильного магнитного поля на необыкновенной волне. Достигнуто временное разрешение около 100 мкс и пространственное разрешение 0,5 см. Проведено тестирование рефлектометра на фиксированной частоте для измерения турбулентности.

Для стенда рефлектометрии ИТЭР изготовлена и собрана безэховая камера с полномасштабными макетами модулей бланкета и отражающего зеркала, имитирующего плазму.

Также в работе будут обсуждаться планы работ по дальнейшей разработке диагностики.

## ПРОВЕРКА МЕТОДА ИНТЕРПРЕТАЦИИ БАЛЬМЕР-АЛЬФА СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА С УЧЕТОМ РАССЕЯННОГО ДИВЕРТОРНОГО СВЕТА НА ДАННЫХ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ИТЭР

В.С. Неверов<sup>1</sup>, А.Б. Кукушкин<sup>1,2</sup>, А.Г. Алексеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [vs-never@hotmail.com](mailto:vs-never@hotmail.com)

<sup>2</sup>НИЯУ «МИФИ», Москва, Россия

Разработка Н-альфа спектроскопии высокого разрешения (СВР) для пристеночной плазмы в основной вакуумной камере (scrape-off layer, СОЛ) в ИТЭР столкнулась с серьезной проблемой, связанной с рассеянным диверторным светом (РДС), порождаемым диффузным и/или многократным зеркальным отражением интенсивного света, излученного в диверторе. Результаты проверки ряда существенных свойств теоретической модели, предложенной для Н-альфа диагностики в ИТЭР, на недавних экспериментах в токамаке JET с итеро-подобной стенкой (JET-ILW) представлены в [1]. Модель направлена на восстановление плотности нейтрального водорода в СОЛ и его изотопного отношения путем решения многопараметрической обратной задачи с учетом: (i) сильного РДС на хордах наблюдения внутри основной камеры, (ii) существенного отклонения функции распределения по скоростям нейтральных атомов в СОЛ от максвелловской, (iii) данных прямого наблюдения дивертора.

В настоящей работе, в развитие [2], проведена оценка точности модели [1] в рамках т.н. синтетической диагностики, создающей «фантомные» экспериментальные данные, используя результаты предсказательного численного моделирования основных параметров плазмы и соответствующих им измеряемых величин. Синтетическая диагностика позволяет сравнение «истинных» значений искоемых величин с восстановленными из «фантомных» экспериментальных данных. Проверка проведена на примере данных моделирования квазистационарной стадии индуктивного разряда (с параметром  $Q = 10$ ) в ИТЭР с помощью кода B2-EIRENE (SOLPS4.3) [3-5] (с учетом модификации [6]).

Проведены расчеты точности: (i) воспроизведения контуров линии бальмер-альфа изотопов водорода в СОЛ в случае их существенной асимметрии вследствие того, что для быстрых атомов доминирует поток в направлении от стенки (использована модель [7]); (ii) воспроизведения спектра РДС путем анализа данных СВР с ограниченного числа (порядка десяти) хорд прямого наблюдения дивертора, равномерно (по координате большого радиуса в полоидальном сечении) покрывающих область дивертора; (iii) разделения (в регистрируемом по хордам наблюдения СОЛ спектральном сигнале) вкладов внутреннего и внешнего излучающих участков СОЛ и РДС; (iv) разделения вкладов дейтерия и трития в спектральную интенсивность сигнала, наблюдаемого на хорде наблюдения плазмы СОЛ. Получены оценки предельной доли РДС в сигнале, при которой еще возможно восстановление параметров нейтральных атомов изотопов водорода в СОЛ по спектрам линий бальмер-альфа.

### Литература

- [1]. Kukushkin A.B., Neverov V.S., Stamp M.F., et al. Proc. 25th IAEA Fusion Energy Conf., St. Petersburg, 2014, EX/P5-20.
- [2]. Неверов В.С. и др. Физика плазмы, 2015, 41 (2), (в печати).
- [3]. Kukushkin A.S., et al. Nucl. Fusion, 2009, 49, 075008.
- [4]. Braams B.J. PhD thesis. Utrecht: Rijksuniversitet, 1986.
- [5]. Reiter D., Baelmans M., Börner P. Fusion Sci. Tech., 2005, 47, 172.
- [6]. Lisgo S.W., Börner P., et al. J. Nucl. Mater. 2011, 415, S965.
- [7]. Kukushkin A.B., et al. Proc. 22 Int. Conf. Spectral Line Shapes, Tullahoma, USA, 2014.

## РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИЙ ОБЛИЦОВКИ КОМПОНЕНТОВ, ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ВОЛЬФРАМОМ

Е.А. Алексеенко, Ю.А. Жук, Н.В. Литуновский, А.Н. Маханьков

*ОАО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, РФ, e-mail: [nlitunovsky@sintez.niiefa.spb.su](mailto:nlitunovsky@sintez.niiefa.spb.su)*

ОАО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова» участвует в проекте ИТЭР, являясь главным исполнителем по нескольким Соглашениям о поставках компонентов для этого реактора. В частности, в 2009 г., после успешного изготовления и испытания квалификационных прототипов, между НИИЭФА и российским Агентством ИТЭР было заключено соглашение на поставку для ИТЭР центральной сборки («Дома») дивертора.

Как и у двух других обращенных к плазме компонентов дивертора реактора – наружной и внутренней вертикальных мишеней, центральная сборка (ЦСД) имеет облицовку из поликристаллического вольфрама, но отличается от них тем, что ее облицовка выполнена по технологии «плоские плитки».

Каждый элемент облицовки представляет собой вольфрамовую плитку высотой 8 мм, с нанесенным на ее нижнюю сторону способом вакуумной наплавки слоем бескислородной меди толщиной 2 мм, который служит для смягчения термомеханических напряжений, возникающих между обращенной к плазме вольфрамовой частью плиток и бронзовыми (BrX1Цр) водоохлаждаемыми теплоотводами обращенных к плазме элементов ЦСД. В облицовке центральной сборки используются вольфрам-медные плитки 59 размеров, при этом средний размер плиток в плане может быть оценен как  $23,9 \times 23,3$  мм. Облицовочные плитки присоединяются к обращенным к плазме элементам ЦСД способом высокотемпературной вакуумной пайки.

Максимальная тепловая нагрузка, идущая из плазмы на облицовку ЦСД, специфицирована как  $5 \text{ МВт/м}^2$ , но с возможностью кратковременного, продолжительностью до 2 с, возрастания до  $5 \text{ МВт/м}^2$ . Термоциклический ресурс облицовки ЦСД должен составлять не менее 5000 циклов с упомянутой выше плотностью тепловой нагрузки.

В докладе освещены основные технологические принципы, применяемые при изготовлении и пайке облицовки ЦСД, представлена информация об используемой стендовой базе, применяемых оснастках, а также о выполненных и намеченных шагах по оптимизации этих процессов.

## РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОПОРНОЙ СТРУКТУРЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА (ЦСД) ИТЭР

С.М. Акимов\*, А.В. Лапин, С.Н. Мазаев, Г.В. Маринин\*, А.Н. Маханьков, В.А. Миргородский

*РФ, Санкт-Петербург, ОАО «НИИЭФА», e-mail: [mazaev@sintez.niiefa.spb.su](mailto:mazaev@sintez.niiefa.spb.su)*

*\*РФ, Санкт-Петербург, ООО «Русские технологии», e-mail: [rtechster@gmail.com](mailto:rtechster@gmail.com)*

Опорная структура Центральной Сборки Дивертора (ЦСД) состоит из стальной опорной конструкции (СОК) и контактирующими с плазмой куполом, внутренней отражающей мишенью (ВОМ) и наружной отражающей мишенью (НОМ). СОК ЦСД включает в себя коллектор купола, коллектор НОМ и коллектор ВОМ, соединенные между собой толстостенными трубами и тонкостенные трубки охлаждения. Тонкостенные трубки охлаждения соединяют контактирующие с плазмой 12 элементов купола, 10 элементов ВОМ и 12 элементов НОМ с соответствующими коллекторами.

Контактирующие с плазмой элементы купола, НОМ и ВОМ представляют собой коробчатые структуры, состоящие из оснований (сталь 316L(N)-IG) и биметаллических CuCrZr/316L(N)-IG (бронза/сталь) крышек. Для соединения оснований с крышками разработана технология лазерной сварки стыковых соединений со 100% проплавлением, качеством швов соответствующим EN ISO 13919-1 Level B и минимальным брызгообразованием. Лазерная сварка выполняется в технологической ячейке FlexLase оснащенной волоконным лазером LC-15 мощностью 15 кВт и роботом Motoman HP50.

Сварка СОК ЦСД включает в себя орбитальную сварку толстостенных труб с коллекторами купола, НОМ и ВОМ, лазерную сварку заглушек коллекторов купола, НОМ и ВОМ и орбитальную сварку коллектора ВОМ с входными и выходными тройниками.

Многопроходная орбитальная аргонодуговая сварка труб из стали 316L диаметром 114,3 мм с толщиной стенки 8,56 мм и диаметром 141,3 мм с толщиной стенки 9,53 мм с коллекторами купола из стали 316L(N)-IG, НОМ и ВОМ из стали XM-19 является одной из сложнейших и основных операций по сварке СОК ЦСД. Сложность данной орбитальной сварки связана с большим количеством проходов и, как результат, большим объемом расплавленного металла, который при кристаллизации дает усадку и вызывает сильные сварочные напряжения и деформации. Т.к. конструкция СОК представляет собой два параллельных треугольника (которые сами по себе являются жесткими конструкциями) жестко связанных между собой, то поводки вызванные сваркой могут привести к разрушению или искажению геометрии СОК, что не позволит получить заданные размеры конструкции с точностью до 0,1 мм. Для уменьшения и контроля сварочных деформаций разработана оснастка для сборки и сварки СОК, которая позволяет жестко фиксировать коллекторы перед сваркой, и дает возможность свободной усадки после сварки каждого прохода. Для уменьшения деформаций при сварке была смоделирована последовательность выполнения сварки двумя орбитальными головками одновременно. Дополнительно положения коллекторов между проходами контролировались измерительной системой на базе лазерного трекера APIradian 20 с точностью не хуже 10 мкм, что позволяло изменением последовательности проходов компенсировать возникающие деформации.

Разработанные технологии орбитальной и ручной аргонодуговой сварки позволяют получать качество швов удовлетворяющих EN ISO 5817 Level B.

Для всех технологий сварки ЦСД был разработан, принят российским агентством ИТЭР и утвержден международной организацией ИТЭР предварительный пакет документов по сварке (Preliminary Welding Data Package). Все технологии, разработанные для выполнения сварки стальной опорной конструкции, и персонал выполняющий сварку аттестованы международной независимой организацией Бюро Веритас.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ МОДУЛЯ БЛАНКЕТА №14 ТИПА NDL

О.В. Трапезникова, С.Н. Томилов, М.Н. Свириденко, А.В. Размеров, А.Ю. Лешуков

*АО "НИКИЭТ", Москва, Россия, e-mail: [zolotuhina@nikiet.ru](mailto:zolotuhina@nikiet.ru)*

В соответствии с подписанным Соглашением о Поставке 14 февраля 2014 года, Российская Федерация (ОАО "НИИЭФА" и АО "НИКИЭТ") изготавливает и поставляет в МО ИТЭР панели первой стенки (ПС), предназначенные для восприятия теплового потока до  $5 \text{ МВт/м}^2$ , ЕНФФВ, для защитных модулей blankets (МБ) №7–9, 14–18 и их подвариантов.

Каждая панель ПС является сборочной единицей, в состав которой входят следующие элементы: несущая конструкция первой стенки (НКПС), система крепления ПС к защитному блоку (ЗБ) (8 контактных электроизолирующих накладок и центральный болт), система отвода/подвода теплоносителя, два электрических соединителя.

На модули, расположенного в экваториальной зоне внешнего blankets, воздействует нейтронный поток до  $0,728 \text{ Вт/м}^2$ . Они более нагруженные с точки зрения объемного энерговыделения. Один из таких модулей является №14 типа NDL, расположенный в зоне экваториального порта. Целью данной работы:

- анализ теплогидравлических характеристик тракта охлаждения панели ПС МБ №14 типа NDL;
- определение температур элементов панели ПС МБ №14 типа NDL.

## **СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СИСТЕМ ГЕЛИЕВОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МОДУЛЕЙ ПРОЕКТОВ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ И РЕСПУБЛИКИ ИНДИЯ**

**Муртазина Д.Р.**, Сысоев А.Г., Свириденко М. Н., Лешуков А. Ю.

*АО «НИКИЭТ», Москва, Россия, [murtazina@nikiet.ru](mailto:murtazina@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). На базе ИТЭР будут проведены испытания перспективных материалов и элементов конструкций экспериментальных модулей (ЭМ) демонстрационного ТЯР ДЕМО в условиях воздействия термоядерной плазмы и нейтронов с энергией 14 МэВ.

Участники проекта ИТЭР уделяют особое внимание экспериментальной отработке конструкторских решений национальных проектов ЭМ ДЕМО. Российская Федерация является Партнером Республики Индии в разработке и создании ЭМ с керамическим бридером (гранулированная засыпка метатитана лития), газовым теплоносителем (гелий – используется для охлаждения несущего корпуса ЭМ) и литий-свинцовой эвтектикой (теплоноситель зоны воспроизводства трития, наработчик трития и замедлитель нейтронов).

Материалы расчетно-конструкторских исследований позволили выбрать оптимальный вариант компоновки ЭМ, конструкция которого была предложена индийской стороне для модернизации их разработок по концепции как ЭМ, так и соответствующего бланкета ТЯР ДЕМО.

Основной целью научно-исследовательской работы является сравнительный анализ характеристик гелиевого тракта охлаждения ЭМ проектов Российской Федерации и Республики Индия на настоящем этапе совместной разработки указанной концепции.

В рамках данной работы были выполнены гидродинамические расчеты трактов охлаждения корпусов ЭМ проектов Российской Федерации и Республики Индия с целью определения: перепада (потерь) давления, максимальной скорости циркуляции и распределения расходов гелиевого теплоносителя в системе параллельных каналов тракта охлаждения корпуса ЭМ.

## **СОПРЯЖЕННЫЙ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ МОДУЛЯ БЛАНКЕТА ИТЭР**

Томилов С.Н., Свириденко М.Н., Размеров А.В., Лешуков А.Ю.

*АО «НИКИЭТ», 107140, Москва, Россия, e-mail: [Tomilov@nikiet.ru](mailto:Tomilov@nikiet.ru)*

В соответствии с подписанным 14 февраля 2014 года Соглашением о Поставке, Российская Федерация изготавливает и поставляет в ИТЭР панели ПС модулей бланкета № 7, 8, 9, 14, 15, 16, 17 и 18.

В состав панели ПС входят: энергонапряженные компоненты (пальцы ПС), несущая конструкция первой стенки (НКПС), система механического крепления панели ПС к ЗБ, патрубки подвода/отвода теплоносителя, два электрических соединителя. Тракт системы охлаждения панели ПС включает: магистральные коллекторы внутри НКПС, систему перепускных камер, соединяющих коллекторы, и параллельные тракты охлаждения пальцев ПС.

В рамках данной работы было проведено исследование полей температур в панели ПС в стационарной и нестационарной постановке для режима Inductive I. Для проведения расчета была выбрана панель ПС МБ № 14, так как данная панель ПС располагается в экваториальной части вакуумной камеры и, следовательно, работает в наиболее тяжелых, с точки зрения тепловых нагрузок, условиях. Также панель ПС МБ №14 имеет сходные размеры и конструкцию с панелями ПС МБ № 15, 16, 17, 18, поэтому, полученные результаты могут быть использованы для оценки работоспособности указанных панелей ПС.

В данной работе получено:

- распределение температур в НКПС в режиме Inductive I;
- значения гидравлических потерь в тракте охлаждения ПС;
- распределение расходов по трактам охлаждения пальцев ПС.

### **Литература**

- [1]. IO ITER "FDR Analysis Protocol", ITER\_D\_678EUS, 2013.
- [2]. IO ITER SDC-IC Appendix A "Materials design limit data", ITER\_D\_222RLN, v.3.2, 2012.

## **ЗАЩИТНОЕ В<sub>4</sub>С ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ДИВЕРТОРНЫХ ТАЙЛОВ ИТЭР. НАПЫЛЕНИЕ, ИСПОЛЬЗОВАНИЕ, УДАЛЕНИЕ ПРОДУКТОВ ЭРОЗИИ**

Л.Б. Беграмбеков, А.А. Айрапетов, \*Э.А. Азизов, \*О.И. Бужинский, А.А. Гордеев, А.В. Грунин, А.М. Захаров, В.А. Курнаев, \*\*И.В. Мазуль, Я.А. Садовский,

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

*\*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований «ТРИНИТИ»*

*\*\*ОАО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова»*

Вольфрам выбран для изготовления контактирующих с плазмой элементов дивертора ИТЭР. Исследования последних лет показали, что плазменное излучение с высокой плотностью мощности инициирует образование трещин на поверхности вольфрама, формирование блистеров, флекинг, эмиссию макроскопических частиц с его поверхности и т.п. (см., например, [1, 2]). Эти явления могут привести к ускоренному разрушению вольфрамовых тайлов дивертора ИТЭР. Было показано [3], что использование возобновляемого защитного покрытия карбида бора может предохранить вольфрам от плазменного облучения и, таким образом, предотвратить развитие перечисленных выше явлений. Напускаемые в плазму пары нетоксичного, негорючего и невзрывоопасного карборана (C<sub>2</sub>B<sub>10</sub>H<sub>12</sub>) позволят производить напыление покрытия в процессе регулярного разряда ИТЭР.

В то же время, некоторые важные аспекты использования покрытия В<sub>4</sub>С в ИТЭР до сих пор не были исследованы. Это, в частности, условия и режимы напыления покрытия В<sub>4</sub>С на вольфрам, способность покрытия выдерживать термоциклирования и облучения потоками ионов и электронов большой плотности мощности, метод удаления продуктов эрозии покрытия В<sub>4</sub>С из установки. Первые результаты исследования этих вопросов представлены в докладе

Эти эксперименты выявили важность нахождения режима нанесения, обеспечивающего стехиометрический состав покрытия. В докладе описывается специализированная автоматически управляемая установка, созданная для исследования режимов и условий напыления покрытия В<sub>4</sub>С и тестирования покрытий и материалов при облучении интенсивными потоками ионов и плазмы. Установка обеспечивает напыление покрытия со скоростью до 30 мкм/час на вольфрам, нагреваемый до 1000 °С. Материалы и покрытия могут тестироваться в установке при стационарном или импульсном облучении. Облучающий поток может быть сфокусирован на площадку в 100 мм<sup>2</sup>. При этом плотность мощность облучения составляет 40 нВт/м<sup>2</sup>.

### **Литература**

- [1]. V.A.Makhlaj, I.E.Garkusha, N.N.Arsenov, et al. J.ofNucl.Mater. 438 (2013) S233-236
- [2]. G.Putnik, Th.Loewehoff. J.ofNucl.Mater. 438 (2013) S945-S948
- [3]. O.I.Buzhinskij, V.G.Otroschenko, D.G.Whyte et al., J. of Nucl. Mater. 313-316 (2003) 214

## ПРОГРАММА ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ТОКАМАКЕ T-10 В ПОДДЕРЖКУ ВОЛЬФРАМОВОГО ДИВЕРТОРА ИТЭР

В.П. Будаев, Ю.В. Мартыненко, С.А. Грашин, А.В. Карпов, Л.Н. Химченко<sup>1</sup>,  
И.В. Мазуль<sup>2</sup>, Р.Н. Гиниятулин<sup>2</sup>, А.М. Житлухин<sup>3</sup>, Л.Б. Беграмбеков<sup>4</sup>

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

<sup>1</sup>*Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия*

<sup>2</sup>*ФГУП НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Московская обл., Россия*

<sup>4</sup>*НИЯУ МИФИ Москва, Россия*

Изготовление и эксплуатация вольфрамового дивертора ИТЭР требует дополнительных испытаний и изучения стойкости вольфрама при повышенных плазменных нагрузках, оценки последствий возможного плавления и растрескивания вольфрама, образования пылевых частиц и формирования пористых слоев на поверхности. В докладе представлен краткий обзор современного состояния проводимых испытаний вольфрама при мощных плазменных нагрузках. Испытания вольфрама в JET и AUG показали отличие процессов разрушения вольфрама в условиях плазмы токамака в сравнении с испытаниями при других условиях (электронные и ионные пучки, и др.), что вызвано эффектами взаимодействия плазма-стенка в магнитном поле токамака (протеканием токов, термоэмиссией и др.). При испытаниях вольфрамовых пластин, используемых для изготовления дивертора ИТЭР, импульсными плазменными нагрузками до 2 МДж/м<sup>2</sup> (что соответствует срыву в ИТЭР), обнаружены переплавление, образование трещин, малоизученные изменения поверхности и рекристаллизация вольфрама на глубину до 50 мкм с образованием хрупкой структуры [1].

Программа экспериментов на токамаке T-10 предполагает экспозицию таких вольфрамовых пластин в плазме, испытание при мощных плазменных нагрузках в КСПУ-Т (ТРИНИТИ) при термоциклировании и воздействии ионными и электронными пучками на установках ЦЕФЕЙ (НИИЭФА) и СОПМАТТ (НИЯУ МИФИ). Такой комплекс испытаний пластин ИТЭР в переменных условиях, включая мощные нагрузки уровня ИТЭР в КСПУ-Т, последующая экспозиция в плазме токамака и термоциклирование, позволит получить новые данные, в том числе о трещинообразовании и охрупчивании при субкритических нагрузках, необходимые для оценки ресурса дивертора ИТЭР.

Планируется исследовать вопросы защиты поверхности вольфрама покрытиями, в том числе карбидом бора и пористой вольфрамовой структурой (fuzz). Особое внимание будет уделяться мало исследованным эффектам рекристаллизации и растрескивания поверхности на глубине ~10 – 50 мкм и перенапылённых слоёв вольфрама и оценке разрушения таких слоев с образованием пылевых частиц микронного и субмикронного размера.

Планируется цикл экспериментов, направленных на исследование взаимного влияния вольфрамовой рекристаллизованной поверхности и приповерхностной плазмы, включая эффекты повышенной термоэмиссии негладкой поверхности (fuzz) и связанные с этим эффекты изменения передачи тепла из плазмы на поверхность, дуговые процессы, образование пылевых частиц и влияние на процессы переноса тепла и плазмы. Программа рассчитана на продолжение экспериментов на токамаке T-15.

### Литература

[1]. В.П. Будаев и др., ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, вып. 3, с.53

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ МИШЕННОЙ ПЛАЗМЫ ВОЛЬФРАМА В УСЛОВИЯХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ИТЭР

<sup>1</sup>Н.И. Архипов, <sup>1</sup>С.В. Карелов, <sup>1</sup>И.М. Позняк, <sup>1,2</sup>В.М. Сафронов, <sup>1</sup>Д.А. Топорков

<sup>1</sup>Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, г. Троицк,  
г. Москва, e-mail: teufida@gmail.com

<sup>2</sup>Проектный центр ИТЭР, г. Москва, e-mail: v.safronov@iterrf.ru

Во время переходных плазменных процессов (ELMs, VDEs, срывы) ожидается воздействие интенсивных потоков плазмы на защитные покрытия вакуумной камеры ИТЭР. Тепловые нагрузки на вольфрамовые (дивертор) и бериллиевые (первая стенка) облицовочные пластины будут превышать пороги плавления данных материалов. Интенсивное испарение защитных пластин может повлечь поступление примесей в горячую термоядерную плазму, вызвать ее радиационное охлаждение и разбавление топливной смеси [1]. Для построения и проверки расчетно-теоретических моделей, описывающих физику плазмы токамака и эрозию защитных покрытий его вакуумной камеры, необходимы новые экспериментальные данные.

Данная работа посвящена изучению радиационных потерь мишенной плазмы вольфрама, образующейся при облучении вольфрамовых образцов интенсивными потоками водородной плазмы на импульсном плазменном ускорителе МК-200 [2]. Вольфрам для изготовления мишеней предоставлен лабораторией «Laboratory of Plasma Facing (high heat flux) components», STC "Sintez", НИИЭФА им. Д.В.Ефремова. Материал этого типа будет использоваться для облицовки центральной сборки дивертора ИТЭР.

Элементы мишеней оснащены термопарами, позволяющими определить как абсолютную величину, так и распределение тепловой нагрузки  $Q(r)$  по поверхности облучаемых образцов. Помимо этого,  $Q(r)$  измерялось с помощью специально разработанного быстродействующего калориметра. В проведенных экспериментах нагрузки на материал находились в диапазоне  $F_{HF} = 20 - 100 \text{ МДж/м}^2\text{с}^{0.5}$ , что соответствует ELM-ам и ослабленным срывам в ИТЭР.

Регистрации излучения вольфрамовой плазмы осуществлялась с помощью камеры-обскуры и фольгового радиационного болометра [3]. Камера-обскура оснащалась пятью абсолютно калиброванными фотодиодами ФДУК-8УВСК [4], что позволило одновременно измерить абсолютную мощность излучения мишенной плазмы из пяти различных областей вблизи поверхности облучаемого образца.

Одновременное использование независимых диагностик позволило получить надежные экспериментальные данные о радиационных потерях вольфрамовой плазмы. Полученные данные использовались при верификации расчетного кода TOKES [5], описывающего транспортные процессы в плазме токамака.

### Литература

- [1]. Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F. et al. – J. Nucl. Mat., 2013, V.438, P.S48-S56.
- [2]. Позняк И.М., Архипов Н.И., Карелов С.В. и др.– ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2014, Т.37, №1, С.70-79.
- [3]. Волков Г.С., Лахтюшко Н.И., Терентьев О.В. – ПЭТ, 2010, №5, С.115-120.
- [4]. <http://www.technoexan.ru/products/diodes/cat3.php> – Электронный ресурс.
- [5]. Pestchanyi S., Arkhipov N., Landman I. et al. – J. Nucl. Mat., 2013, V.438, P.S459-S462.

## ЭРОЗИЯ БЕРИЛЛИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ОСЛАБЛЕННОГО СРЫВА ИТЭР

Д.В. Коваленко, В.Л. Подковыров, Н.С. Климов, А.Д. Музыкаченко,\*В.М. Сафронов,  
\*\*И.Б. Куприянов, \*\*Н.П. Порезанов, \*\*Г.Н. Николаев

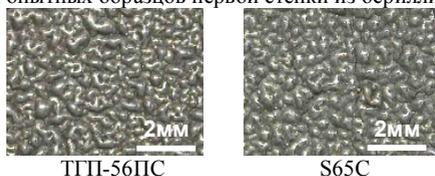
*ФГУП «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Троицк, Москва, Россия, e-mail: kovalenko@triniti.ru*

*\*Частное учреждение Государственной корпорации «Росатом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия*

*\*\*ОАО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов им. А.А. Бочвара», Москва, Россия*

В качестве защитного материала первой стенки в ИТЭР предполагается использовать бериллий. На данный момент основными кандидатами являются российский бериллий марки ТГП-56ПС и американский бериллий марки S65C [1]. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования эрозии обоих типов бериллия под действием излучения с параметрами, характерными для ослабленного срыва ИТЭР. Излучение генерировалось при торможении потока плазмы, сформированного квазистационарным сильноточным плазменным ускорителем КСПУ-Ве, на бериллиевой пластине с размерами 80 x 80 x 10 мм. Пластина устанавливалась на оси ускорителя перпендикулярно плазменному потоку на расстоянии 60 см от электродов. В результате торможения потока плазмы на пластине основная часть его энергии преобразовывалась в излучение, рассеиваемое в полусферу от пластины. Облучаемый образец из бериллия располагался под углом 45° к оси ускорителя таким образом, что его поверхность была перпендикулярна линии, соединяющей точку пересечения оси потока с поверхностью пластины и центр облучаемой поверхности образца. Расстояние от центра образца до центра пластины составляло 120 мм. В качестве плазмообразующего газа использовалась смесь водорода и аргона (5% Ar + 95% H<sub>2</sub>).

В описанных условиях были облучены два образца (один из бериллия марки ТГП-56ПС, другой из бериллия марки S65C) размером 20 x 20 x 5 мм. Радиационная нагрузка на поверхность обоих образцов, температура которой перед каждым воздействием поддерживалась на уровне 500°С, составляла 0,5 МДж/м<sup>2</sup> с длительностью ~0,5 мс. Общее количество воздействий по каждому образцу равнялось 100. На рис. 1 представлены фотографии поверхности опытных образцов первой стенки из бериллия после облучения.



Фотографии поверхности образцов из бериллия после 100 импульсов облучения

После облучения поверхность образцов как бериллия марки ТГП-56ПС, так и бериллия марки S65C становится сильно развитой с множеством ямок, канавок и бугорков различной формы. Вокруг бугорков на поверхности образцов обоих типов бериллия образуются трещины. Поверхности образцов обоих типов бериллия покрывается шаровидными образованиями размером 1–2 мкм.

### Литература

[1]. Barabash V., Eaton R., Hirai T. et al. *Physica Scripta*, 2011, T. 145, 014007.

## ДВИЖЕНИЕ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СЛОЯ В УСЛОВИЯХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ ИТЭР

<sup>1</sup>И.М. Позняк, <sup>1,2</sup>В.М. Сафронов, <sup>1,3</sup>В.Ю. Цыбенко

<sup>1</sup>*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, г. Троицк, г. Москва*

<sup>2</sup>*Проектный центр ИТЭР, г. Москва*

<sup>3</sup>*Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный*

Во время работы ИТЭР защитные пластины дивертора и первой стенки будут подвергаться воздействию значительных плазменно-тепловых нагрузок, что повлечет их интенсивную эрозию [1]. Согласно результатам исследований, выполненных на плазменном ускорителе КСПУ-Т [2], основным механизмом эрозии металлических покрытий является уменьшение их толщины из-за перемещения расплавленного слоя по поверхности. Существующие модели движения расплава не позволяют объяснить его значительное перемещение, наблюдаемое в экспериментах [2]. Для создания и проверки расчетно-теоретических моделей [3] необходимы новые экспериментальные данные.

Целью данной работы является определение ускорения расплава и вклада различных сил в его движение. Для этого были проведены эксперименты по облучению металлических мишеней потоками водородной плазмы на установке КСПУ-Т.

Плазменному воздействию подвергалась композитная мишень, представляющая собой медную плоскую пластину с цилиндрическими вставками из стали. Вставки расположены на разных расстояниях от центра пластины. Тепловая нагрузка подбиралась таким образом, чтобы получить плавление металла на вставках, но не расплавить основной материал мишени. Это позволило измерить перемещение стального расплава, оценить его скорость и ускорение на различных расстояниях от оси плазменного потока. Определен вклад различных сил (вязкое трение, градиент давления и т.д.) в полное ускорение металлического расплавленного слоя.

Показано, что максимальное перемещение расплава наблюдается не на оси плазменного потока, а на некотором расстоянии от нее. Градиент давления не может обеспечить движения расплава, наблюдаемого в эксперименте, что согласуется с результатами работы [2].

Исследовалось влияние добавочного ускорения (центробежного) на движение расплавленного слоя. Для этого неподвижную и вращающуюся ( $f = 100$  Гц) стальные мишени подвергали плазменному облучению при одинаковых тепловых нагрузках. Проведено оптическое исследование рельефа и измерены профили поверхности мишеней после облучения. Получены шлифы поперечного среза образцов.

Наличие центробежного ускорения приводит к изменению характерной формы кратера эрозии: выравниванию его поверхности в центральной области. Помимо этого, наблюдается вытягивание и искривление струй застывшего металла. Полученные экспериментальные данные позволили оценить скорость и ускорение расплава.

### Литература

- [1]. Roth J., Tsitrone E., Loarte A. et al. – Journal of Nuclear Materials, 2009, V.390-391, P.1-9.
- [2]. Позняк И.М., Климов Н.С., Подковыров В.Л. и др. – ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2012, Т.35, №4, С.23-33.
- [3]. Мартыненко В.Ю. – ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2014, Т.37, №2, С.53-59.

## **РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОЙ КОММУТАЦИОННОЙ АППАРАТУРЫ ДЛЯ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ ИТЭР**

В.Д. Кузьменков

*ОАО «НИИЭФА», г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [kuzmenkov@sintez.niefa.spb.su](mailto:kuzmenkov@sintez.niefa.spb.su)*

В процессе работы токамака ИТЭР необходимо коммутировать большие постоянные токи как для формирования плазмы в начале каждого цикла его работы, так и для защитного вывода энергии в случае возникновения нормальной фазы в сверхпроводящей обмотке. Для решения этих задач в НИИЭФА разработан широкий спектр устройств, использующих различные принципы, схемы и методы коммутации.

Одним из ключевых компонентов системы является быстродействующий размыкатель с взрывным приводом, обладающий уникальным сочетанием коммутационных характеристик. Для запуска этого аппарата требуется подорвать мостик электродетонатора, для чего необходимо сгенерировать импульс тока величиной свыше 600 А при длительности 300 нс со скоростью нарастания не менее  $3 \times 10^9$  А/с. Кроме того, необходимо обеспечить гальваническую развязку выхода генератора, выполненного по схеме высокочастотного высоковольтного резонансного преобразователя, от потенциала земли на испытательное напряжение 28 кВ, 50 Гц.

Силовая часть устройства состоит из полномостового автогенератора с обратной связью, работающего на первичную обмотку воздушного трансформатора, и высоковольтного высокочастотного диодного моста, выпрямляющего напряжение, развиваемое на резонансном контуре, образованном вторичной обмоткой и конденсатором. Выход моста подключен к накопительному конденсатору, который подключается к электродетонатору через разрядник.

Принцип работы генератора состоит в следующем: при получении внешнего сигнала, управляющая схема, выдает сигнал запуска автогенератора, в результате чего начинается процесс заряда накопительного конденсатора, который длится до достижения величины напряжения пробоя разрядника (~2,5 кВ), после чего происходит разряд конденсатора через мостик электродетонатора.

Такая схема обеспечивает требуемую величину и крутизну нарастания тока, так как накопительный конденсатор располагается в непосредственной близости к электродетонатору, что позволяет существенно уменьшить индуктивность цепей подключения, а кроме того, позволяет уменьшить зарядное напряжение накопительного конденсатора, уменьшить величину запасаемой энергии и, как следствие, существенно уменьшить габариты генератора. Достоинство этой схемы заключается в том, что активные элементы генератора работают при номинальных токах и напряжениях, а не в режиме ударных импульсных токов, как в схемах с предварительно запасаемой энергией.

Также была разработана система вторичного электропитания для устройств, расположенных на высоком потенциале с гальванической развязкой на испытательное напряжение 28 кВ, 50 Гц. Система состоит из блока питания, выдающего стабилизированный синусоидальный ток 5 А, 50 кГц в замкнутую токовую петлю и приемников энергии, количество которых может быть от 1 до 5. Синусоида выбрана для уменьшения спектра помех излучаемых петлей. Каждый приемник выдает напряжение 24 В, мощностью 5 Вт. Приемники работают на принципе ШИМ-стабилизации.

Разработанные устройства прошли комплексные испытания, результаты которых полностью подтвердили соответствие полученных параметров требованиям исходной технической спецификации.

## РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ УСТРОЙСТВАМИ ОПЕРАТИВНОЙ КОММУТАЦИИ ТОКА В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ОБМОТКАХ ТОКАМАКА ИТЭР

А.Б. Леонтьева

ОАО «НИИЭФА», г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [leontyeva@sintez.niefa.spb.su](mailto:leontyeva@sintez.niefa.spb.su)

Устройства оперативной коммутации тока используются в системе электропитания токамака ИТЭР для создания напряжения, необходимого для формирования плазмы в начале каждого цикла работы реактора. Для этого постоянный ток сверхпроводящих обмоток магнитной системы переводится в энергопоглощающие резисторы. В процессе инициации плазмы участвуют 8 устройств, построенных по многоступенчатой схеме и состоящих из следующих ключевых блоков:

- быстродействующий механический коммутатор, состоящий из размыкателя, контактная система которого шунтирована тиристорами, и разъединителя, необходимого для обеспечения электрической прочности;
- высоковольтный импульсный коммутатор, обеспечивающий запирающие шунтирующие тиристоры и способный проводить ток в течение времени, необходимого для восстановления электрической прочности разъединителя;
- замыкатель, включающий в цепь обмотки дополнительную секцию резистора с целью управления процессом формирования плазмы;
- замыкающее устройство, шунтирующее резистор после формирования плазмы и обеспечивающее протекание тока обмотки во время ее горения.

Идеологически система управления и диагностики ИТЭР разделена на центральный уровень управления, включающий в себя человеко-машинный интерфейс, и уровень функциональных систем токамака. При этом в архитектуре системы управления выделены следующие подсистемы: управление, сбор данных и коммуникация; защита оборудования; защита персонала и окружающей среды.

Для управления коммутационным оборудованием в соответствии со сценарием формирования плазмы разработана система управления, архитектурно разделенная на несколько уровней: верхний, уровень устройств оперативной коммутации тока и локальный уровень. Все устройства, входящие в состав системы, объединены в сеть по топологии "дерево" и интегрируются в общую систему управления токамаком.

Стойка верхнего уровня синхронизирует работу всех восьми устройств оперативной коммутации, генерирует команды согласно состоянию системы управления реактором и таймингу сценария, обрабатывает диагностические данные с нижних уровней управления, формирует информационные пакеты для системы управления ИТЭР и выполняет защитные действия по ее команде.

Стойки устройств оперативной коммутации выполняют команды верхнего уровня, координируют работу ключевых блоков (размыкателей и замыкателей), производят обработку и трансляцию диагностических данных в стойку верхнего уровня, а также выполняют защитные действия в рамках отдельного устройства коммутации тока по данным самодиагностики или по команде, поступившей сверху.

Локальные стойки выдают команды управления непосредственно на коммутирующие устройства, а также обрабатывают и транслируют диагностическую информацию, полученную от блоков сбора данных, установленных непосредственно рядом с коммутаторами.

В стойках управления использованы программируемые логические контроллеры для обработки процессов с длительностью свыше 10 мс и контроллеры на основе ПЛИС технологии для более быстрых процессов.

## АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ ТОКАМАКА Т-10 НА БАЗЕ ПРОГРАММИРУЕМЫХ ЛОГИЧЕСКИХ КОНТРОЛЛЕРОВ S7

Шестаков Е.А.<sup>1</sup>, Ермолаева А.И.<sup>1</sup>, Кутеев Б.В.<sup>1</sup>, Саврухин П.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, РФ

<sup>2</sup>«Проектный центр ИТЭР», 123182, Москва, РФ

Диагностический комплекс токамака-реактора обеспечивает измерение физических и технологических параметров плазмы в режиме реального времени в условиях повышенных радиационных полей и интенсивного СВЧ излучения. Для обслуживания диагностических систем в этих условиях на токамаке-реакторе ИТЭР планируется использовать системы автоматического управления на основе программируемых логических контроллеров (ПЛК) Siemens S7. Наряду с возможностью многоуровневого удаленного управления оборудованием, ПЛК обеспечивает своевременное реагирования на аварийные ситуации без участия человека и возможность адаптивного управления в режиме реального времени.

Для отработки алгоритмов управления диагностическими системами на установке токамак Т-10 проведено тестирование элементов комплекса многоуровневого управления на основе ПЛК SIMATIC S7 CPU-417-4 и CPU-224XP.

Система управления нижнего уровня S7-200 224XP обеспечивает позиционирование рентгеновского перископа. Система задает режим работы вакуумного шагового мотора для установки рентгеновского коллиматора с учетом измерений его углового положения с помощью резистивного датчика поворота. Задание рабочих программ контроллера осуществляется удаленно с сетевого компьютера по протоколу MPI. Для оперативного управления используется человеко-машинный интерфейс на базе мобильной панели оператора Mobile Panel 177 DP Plus.

Контроллер S7 CPU-417-4 используется для управления системой питания стохастизирующих обмоток на токамаке Т-10. Система питания построена на базе четырех управляемых тиристорных преобразователей ВДУ-1250 с номинальными токами 1250 А и возможностью регулировки напряжения в диапазоне 24 – 44 В. Система управления включает в себя процессорный модуль, модуль питания, модули аналогового и цифрового ввода и вывода сигналов. Для согласования связи контроллера с источниками питания разработаны интерфейсные модули с оптронной защитой и релейные модули, расположенные в непосредственной близости от источников питания. Управление контроллером осуществляется дистанционно по протоколу PROFIBUS с помощью панели оператора MP 370 из пультовой Т-10. Задание рабочих программ контроллера, сбор и хранение данных осуществляется на компьютере оператора и передается по сети Ethernet. Разработанный контроллер позволяет управлять независимо каждым из четырех источников питания и комбинировать их работу по задаваемому оператором алгоритму. Система стохастизирующих магнитных полей с управлением на основе S7-400 обеспечивает создание пульсирующих магнитных полей с частотой до 10 Гц.

Работа выполнена при содействии Росатом №Н.4х.44.90.13.1101 и РФФИ (15-02-99552А).



Рис. 1 Расположение оборудования S7 на установке токамак Т-10.

## РАЗВИТИЕ АСУ РОССИЙСКИХ ПОДСИСТЕМ ИТЭР В 2014 ГОДУ

Н.Л. Марусов, Е.Ю. Миронова, С.С. Портоне, И.Б. Семёнов

*Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия, e-mail: [support@iterf.ru](mailto:support@iterf.ru)*

Проект ИТЭР (Кадараш, Франция) в настоящее время является одним из самых сложных международных научно-технических ядерных мега проектов. В его создании участвуют сотни предприятий и научных центров, расположенных по всему земному шару. Координация работ и поставок оборудования на уровне стран участниц проекта осуществляется семью национальными агентствами. Российское Национальное Агентство ИТЭР (Проектный Центр ИТЭР), отвечает за НИОКР, разработку технических проектов систем и оборудования, защиту этих проектов в штаб-квартире ИТЭР, изготовление и поставку оборудования на объект, техподдержку и в ряде случаев эксплуатацию диагностических и технологических систем во время жизненного цикла установки ИТЭР.

Девять систем, поставляемых Российской Федерацией, содержат системы управления (датчики, электронику и исполнительные устройства), которые сложным образом интегрированы в SCADA-систему (Supervisory Control And Data Acquisition) общего назначения, в Систему управления плазмой, в Центральную Систему блокировок и защит и в Центральную систему ядерной и промышленной безопасности установки. ИТЭР является ядерным объектом, на систему управления которого распространяются жёсткие требования МАГАТЭ и ядерного регулятора Франции. Российским национальным агентством, совместно с субподрядными предприятиями и институтами накоплен опыт создания систем управления отдельных технологических и диагностических подсистем и установок в целом, который может быть использован при создании российских термоядерных установок.

В частности работа в 2014 году показала, что использовать оборудование из каталогов ИТЭР недостаточно для решения ряда научно-технических задач и необходимо проводить изыскания в области измерительного и управляющего оборудования и развивать российские решения. Также крайне желательно разрабатывать прототипы приложений для SCADA-системы EPICS на ранних стадиях. Это позволит уменьшить риски, связанные с интеграцией АСУ диагностических систем.

В докладе рассмотрены этапы создания АСУ подсистем ИТЭР.

Доклад представляет интерес для физиков и инженеров, работающих в области управляемого термоядерного синтеза.

## НЕРЕЗОНАНСНЫЙ ФОТОННЫЙ НЕЙТРАЛИЗАТОР МОЩНЫХ ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИТЕР

Попов С.С., Атлуханов М.Г., Бурдаков А.В., Иванов А.А., Котельников И.А.  
Листопад А.А.

*Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия,  
e-mail: [S.S.Popov@inp.nsk.su](mailto:S.S.Popov@inp.nsk.su)*

Одним из ключевых параметров будущих термоядерных реакторов является энергетическая эффективность нейтральной инжекции, поскольку это один из главных источников нагрева. В свою очередь полный КПД такого нагрева сильно зависит от эффективности нейтрализации мощных пучков отрицательных ионов. Как правило, в силу простоты и технологической проработанности в проектах мощных инжекторов закладывается газовая нейтрализация. Однако она имеет существенное ограничение по эффективности, например, при требуемой энергии 1 МэВ она составит не более 60% [1].

Альтернативным подходом может быть фотонная мишень, допускающая выход атомов близкий к единице. С момента первых рассмотрений этой идеи в литературе [2] было предложено множество вариантов создания фотонного нейтрализатора. Как правило, все они базируются на накоплении фотонов в резонаторах типа Фабри-Перо. Это требует высокоотражающих зеркал, мощных источников с узкой линией генерации и точного позиционирования оптических элементов [3].

В сообщении [4] была представлена концепция нерезонансного адиабатического фотонного нейтрализатора для ИТЕР с эффективностью более 95% на основе системы зеркал с многократным отражением. Данный подход включает инжекцию излучения промышленными высокоэффективными волоконными лазерами и свободен от перечисленных выше проблем.

В настоящей работе осуществлена экспериментальная проверка предложенных ранее принципов и построен оптический накопитель для малоразмерного пучка отрицательных ионов. Накопитель соответственно [4] образован двумя непрерывными гладкими поверхностями, составленными из нескольких отдельных сферических и цилиндрических зеркал с радиусом кривизны 250 мм и характерным размером 50 мм. Полученный коэффициент усиления потока лучистой энергии в зоне нейтрализации по отношению к инжекции составил величину  $300 \div 400$ . Основные потери связаны со стыками отдельных зеркальных элементов. Увеличивая размеры элементов по отношению к толщине стыков накопление можно существенно улучшить.

Полученные результаты подтверждают перспективность метода нерезонансного фотонной мишени для нейтральной инжекции мощных пучков термоядерных установок.

### Литература

- [1]. R. Hemsworth, H. Decamps, J. Graceffa, et al. // Nucl. Fusion, 2009, Vol.49, P1.
- [2]. 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.
- [3]. M. Kovari, B. Crowley // Fusion Engineering and Design, 2010, Vol.85, P.745–751.
- [4]. С.С. Попов, А.В. Бурдаков, А.А. Иванов, И.А. Котельников. Нерезонансный фотонный накопитель для нейтрализации мощных пучков отрицательных ионов. // Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2012, стр.232.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ФОТОННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО НЕЙТРАЛИЗАТОРА ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

М.Г. Атлуханов, А.А. Касатов, С.С. Попов, \*М.Ю. Ушкова

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия,  
e-mail: [atluhanov.m@gmail.com](mailto:atluhanov.m@gmail.com)*

*\*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

Как известно, механизм оптического нейтрализатора основан на фотоотрыве электрона от отрицательного иона, это делает принципиально возможным достижение выхода атомов в такой мишени близкого к единице.

Традиционно предлагаемые [1] методы оптических мишеней 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. По этой причине, в настоящее время в мире нет не только мощных инжекторов нейтральных атомов, использующих оптические нейтрализаторы, но даже прототипов таких нейтрализаторов.

В сообщении [2] была предложена схема оптического безрезонансного нейтрализатора свободного от перечисленных выше проблем. Эффективность удержания в такой системе, определяется в основном качеством отражающей поверхности, практически не зависит от качества инжектируемого излучения и не требует сверхточной юстировки оптических элементов.

В данной работе представлены результаты первых исследований по нерезонансному удержанию фотонов в двух типах ловушек. На первом этапе исследовался принцип нерезонансного накопления в системе сферических зеркал. Эксперименты показали перспективность предложенного метода. Полученный коэффициент накопления для такой схемы составил около 300. Измеренный порог разрушения диэлектрического напыления на кремниевой подложке составил порядка  $1,5 \text{ МВт/см}^2$

На втором этапе, экспериментальная концепция нерезонансного накопителя фотонов проверялась на системе зеркал, приспособленной к нейтрализации малоразмерного пучка H<sup>-</sup>. Данная фотонная ловушка составлена из отдельных цилиндрических и сферических зеркал с характерным размером 50 мм и радиусом кривизны 250 мм. Критическим местом накопителя являются стыки зеркал, на которых происходит потеря излучения. Полученная эффективность накопления составляет 400. Для существенного улучшения накопления достаточно увеличить размер отдельных элементов в 3 — 4 раза при отражательной эффективности  $R = 0,999$ . Отметим, что в [3] с резонаторной схемой заложено  $R = 0,9996$ .

Проведенные эксперименты подтвердили эффективность данной методики в накоплении фотонов для нейтрализации пучков отрицательных ионов. Проблема построения такого нейтрализатора сводится к развитию технологии производства высокоотражающих зеркал большой площади.

### 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]. С.С. Попов, А.В. Бурдаков, А.А. Иванов, И.А. Котельников. Нерезонансный фотонный накопитель для нейтрализации мощных пучков отрицательных ионов. // Тезисы докладов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2012, стр.232.
- [3]. M. Kovari, B. Crowley // Fusion Engineering and Design, 2010, Vol.85, P.745–751.

## МОЩНЫЙ ВЧ ИСТОЧНИК ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА ДЛЯ ИНЖЕКТОРОВ НЕЙТРАЛОВ УТС

Г.Ф. Абдрашитов, Ю.И. Бельченко, А.А. Иванов, А.А. Кондаков, А.Л. Санин,  
А.Н. Селиванов, О.З. Сотников, М.А. Тиунов, И.В. Шиховцев.

*Институт ядерной физики им. Будкера, Новосибирск, Россия,  
e-mail: [Sotnikov@inp.nsk.su](mailto:Sotnikov@inp.nsk.su)*

В Институт ядерной физики им. Будкера запущен в эксплуатацию многоапертурный поверхностно-плазменный источник отрицательных ионов водорода с ВЧ генератором плазмы. Источник сделан на основе традиционной схемы ВЧ источников отрицательных ионов с большой площадью плазменного электрода, и состоит из ВЧ драйвера, плазменной камеры, магнитного фильтра электронов в плазменной камере, плазменной сетки и системы подачи цезия.

Отличительными особенностями источника ИЯФ являются:

- 1) поддержание высокой температуры плазменной и вытягивающей сеток во время работы с подачей цезия;
- 2) подача цезия напрямую на плазменную сетку через длинную трубку с множеством выходов на плазменной сетке;
- 3) использование дополнительной магнитной системы для искривления магнитного поля в вытягивающем зазоре, во избежание пеннинговских ловушек.

Предварительный нагрев и поддержание постоянной температуры сеток во время длинных импульсов осуществлялось за счет циркуляции горячей жидкости через каналы просверленные внутри сеток. Подача цезия осуществлялась из безопасных таблеток сделанных из хромата цезия и смеси титана. Процедура прямой подачи цезия была изучена и стандартизована.

Был изучен эффект подачи цезия на производительность источника. Было изучено вытягивание пучка  $H^+$  через 1 и 21 отверстие с диаметрами 1,6 см. Были измерены плотность тока и профиль пучка подвижным цилиндром Фарадея, расположенным на расстоянии 1,6 м от источника. На данном источнике регулярно вытягивался пучок с током  $\sim 0,5$  А и энергией до 60 кВ, с длительностью импульса 3,5 с.

### Литература

- [1]. O. Vollmer, H. Falter, P. Frank, B. Heinemann, W. Kraus, P. Massmann, P. McNeely, R. Riedl, E. Speth, R. Trainham and R. Wilhelm. *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 939 (2000)
- [2]. Yu. Belchenko, A. Gorbovskiy, A. Ivanov *et al.* *AIP Conf. Proc.* **1515**, 167 (2013)

## СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ СТАЦИОНАРНОГО НЕЙТРАЛЬНОГО ПУЧКА В МОЩНЫХ ИНЖЕКТОРАХ

А.А. Панасенков, В.А. Смирнов

НИИ “Курчатовский институт”

Измерение профиля нейтрального пучка в мощном длинно-импульсном (десятки и сотни секунд) инжекторе, предназначенном для нагрева плазмы и поддержания тока в термоядерном реакторе, является проблемной задачей вследствие очень высокой плотности мощности (PD) в пучке, составляющей десятки МВт/м<sup>2</sup>. Знание профиля пучка необходимо для определения таких его важных параметров, как угол расходимости и точность прицела его оси на входное окно токамака, определяющих эффективность транспортировки пучка по тракту. Однако при таких PD использование каких либо зондов, вводимых непосредственно в пучок, невозможно вследствие их быстрого нагрева до температуры плавления. В разрабатываемом нагревом инжекторе ИТЭР для настройки пучка и определения его параметров предусмотрен раздвижной приемник-калориметр, V-образная конструкция которого состоит из двух панелей, каждая из которых образована набором ориентированных в горизонтальной плоскости охлаждаемых трубок, расположенных в два слоя (передний и задний). В такой конфигурации применение термпар, размещенных на концах трубок, позволяет измерять только усредненный по горизонтали вертикальный профиль пучка, а горизонтальный профиль определить невозможно.

В данном докладе описывается способ измерения детального профиля пучка на калориметре с помощью матрицы коллекторов, каждый из которых размещается между трубками заднего слоя в тени трубок переднего слоя, т.е. не попадает под прямое облучение пучком рис. 1. Эти коллекторы предназначены для сбора вторично-эмиссионных электронов, образующихся в результате бомбардировки пучком трубок калориметра. Матрица таких коллекторов дает возможность определения горизонтальных и вертикальных профилей по всему сечению пучка. Данная методика была экспериментально проверена на инжекторном тест-стенде ИРЕК, трубчатый калориметр которого похож по конфигурации на калориметр ИТЭР. Измерения проводились с использованием источника положительных ионов водорода с энергией и током пучка на уровне 40 кэВ / 40 А, обеспечивающего нормальную плотность мощности пучка в районе калориметра около 20 МВт/м<sup>2</sup>. Калориметр был оснащен вертикальными наборами зондов из вольфрамовой проволоки, которые вводились непосредственно в пучок, и коллекторов вторично-эмиссионных электронов. Сначала были проведены измерения профиля пучка зондами при коротких (0,1 с) импульсах пучка, затем коллекторами при длительности импульса 1,5 с. Показано хорошее совпадение профилей, измеренных обоими способами. Рис. 2. Также показано, что ток электронов вторичной плазмы, образующейся в районе калориметра, не искажает профиль пучка.

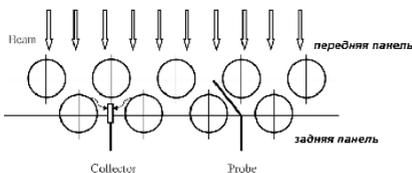


рис.1

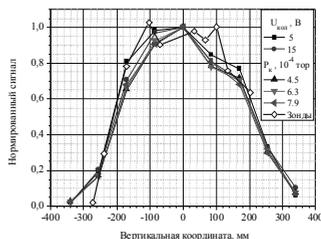


рис.2

## **ПРОЕКТНЫЕ РАБОТЫ ПО ИНТЕГРАЦИИ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ПОРТА №11**

М.В. Иванцовский<sup>1,3</sup>, Е.В. Александров<sup>2</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>, А.И. Горбовский<sup>1</sup>,  
Н.А. Золотухина<sup>1</sup>, Б.В. Люблин<sup>2</sup>, К.В. Пищинский<sup>1,3</sup>, Ю.С. Суляев<sup>1,4</sup>, С.В. Шиянков<sup>1</sup>

*1. Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, РФ,  
e-mail: [M.V.Ivantsivsky@inp.nsk.su](mailto:M.V.Ivantsivsky@inp.nsk.su)*

*2. Частное учреждение ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, РФ*

*3. Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, РФ*

*4. Новосибирский государственный университет, Новосибирск, РФ*

В докладе представлены результаты проектных работ по созданию диагностических защитных модулей порт-плага экваториального порта №11. Описываются принятые решения по организации нейтронной защиты и согласованию размещения индивидуальных защитных блоков для элементов диагностического оборудования.

Представлены результаты по размещению фланцев и разъемов для диагностического оборудования на вакуумной заглушке порт-плага.

Рассматриваются проектные решения по конструкции опорной рамы околпортового пространства и опорной рамы в порт-камере, включая размещение индивидуальных защитных модулей для различных диагностических устройств. Предложено решение по конструкции заглушки биозащиты.

Приведены результаты первых инженерных расчетов по разрабатываемым конструкциям.

**ПРОЕКТНЫЕ РАБОТЫ ПО ИНТЕГРАЦИИ ВЕРХНИХ ПОРТОВ №02 И №08**

\*Е.В. Александров, А.В. Бурдаков, \*\*И.В. Буслаков, А.И. Вилькин, А.И. Горбовский, Е.К. Зайцев, Н.А. Золотухина, М.В. Иванцовский, А.А. Листопад, \*\*В.С. Модестов, \*\*А.В. Пивков, С.В. Шиянков, А.А. Шошин

*Институт Ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, e-mail: a.a.listopad@inp.nsk.su*

*\*Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия, e-mail: e.alexandrov@iterrf.ru*

*\*\*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: vmodestov@spbstu.ru*

В настоящее время в ИЯФ СО РАН выполняется этап эскизного проектирования диагностических верхних портов №02 и №08 для установки ИТЭР [1]. В ходе данного этапа были разработаны эскизные проекты диагностических защитных модулей (ДЗМ), состоящих из четырех свариваемых частей, спроектированы опорные конструкции для размещения диагностического оборудования в околпортовых пространствах и порткамерах, а также конструкции для фиксации кабелей и труб внутри порт-плага. Данная работа включает в себя проведение расчетного моделирования тепловых, термогидравлических, электромагнитных и механических нагрузок на элементы конструкции диагностических портов.

В процессе проектирования был продуман порядок сборки порт-плага с размещенными в нем элементами диагностических устройств с учетом подвода/отвода охлаждающей жидкости и возможности присоединения данных модулей с другими узлами установки.

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, работающих в режиме высоких температур и с большими нейтронными потоками.

## **ПРОЧНОСТНЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ МОДЕРНИЗАЦИИ КОНСТРУКЦИИ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ЗАЩИТНОГО МОДУЛЯ DSM (DIAGNOSTIC SHIELD MODULE) ВЕРХНИХ ПОРТОВ ИТЭР**

\*Е.В. Александров, И.В. Буслаков, \*\*А.А. Листопад, Д.С. Михалюк, В.С. Модестов,  
А.В. Пивков, С.А. Шиманский

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

*\*Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия, e-mail: [e.alexandrov@iterf.ru](mailto:e.alexandrov@iterf.ru)*

*\*\*Институт Ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, e-mail: [a.a.listopad@inp.nsk.su](mailto:a.a.listopad@inp.nsk.su)*

Объектом исследования в данной работе является диагностический защитный модуль (ДЗМ), входящий в состав верхнего порта термоядерного реактора ИТЭР, который строится в исследовательском центре Кадараш на юге Франции.

В данной работе исследуется напряженно-деформированное состояние ДЗМ верхнего порта ИТЭР. Основной задачей оборудования порта является диагностирование характеристик плазмы, которая, по сути, является топливом для термоядерного синтеза. ДЗМ, один из компонентов верхнего порта, имеет две основные функции: защита от нейтронного излучения и обеспечение жесткой фиксации размещаемых в порту диагностик.

ДЗМ будет эксплуатироваться в условиях высоких температур, значительных электромагнитных нагрузок и интенсивного потока высокоэнергетических нейтронов. При проведении прочностного расчета требуется учитывать все указанные нагружающие факторы.

В работе проводится вычисление динамических электромагнитных нагрузок в отдельных узлах конструкции. Представленные расчеты выполнены численным моделированием с использованием программной системы ANSYS Maxwell и Mechanical. Представлено решение электромагнитной динамической задачи, в которой рассмотрен сценарий срыва плазмы с ее неуправляемым движением по вертикали (сценарий VDE – Vertical Displacement Event) «вверх». Исходными данными для этой задачи стали результаты, полученные с помощью симулятора на основе кода ДИНА, разработанного для предиктивного моделирования эволюции равновесия плазмы токамака ИТЭР. Выполнена интерполяция исходных данных из комплекса ДИНА в среду расчета электромагнитных полей ANSYS Maxwell. Решена динамическая задача, где определена временная точка, в которой значения сил и моментов, возникающих при взаимодействии наведенных токов с магнитным полем ИТЭР, оказывают максимальное воздействие на конструкцию волновода.

С помощью средств интеграции, реализованных в рамках платформы ANSYS Workbench, осуществляется передача значений тепловыделения, возникающего в результате теплового действия тока, в задачу расчета теплового состояния конструкции. Еще одна группа граничных условий тепловой задачи – нагрев ДЗМ, вызванный нейтронным излучением, возникающим в результате термоядерной реакции. Итог теплового анализа конструкции – распределение температуры в расчетные моменты времени режимов прогрева и нормальной работы ИТЭРа.

При исследовании напряженно-деформированного состояния (НДС) ДЗМ происходит передача в задачу расчета НДС векторного распределения сил, полученного при электромагнитном анализе. Кроме того, в расчет НДС из теплового анализа передается распределение температуры в конструкции. По результатам расчета с указанными граничными условиями оценивается распределение эквивалентных напряжений, возникающих в конструкции, с последующими выводами о ее работоспособности по итогам проведенных расчетов.

## ФИНАЛЬНАЯ СТАДИЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ СТЕНДОВ ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ ПОРТ-ПЛАГОВ ТОКАМАКА ИТЭР

Романников А.Н., Красильников А.В., Левеси Б.<sup>2</sup>, Серисьер Т.<sup>2</sup>, Митрофанова Е.Г.<sup>1</sup>,  
Минаков В.С.<sup>1</sup>, Румянцев Ю.Н.<sup>1</sup>, Росалес Н.Н.<sup>1</sup>.

*Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия*

<sup>1</sup> *ОАО «Криогенмаш», Московская обл., г. Балашиха*

<sup>2</sup> *ITER Organization, France*

Для достижения целей, поставленных перед ИТЭР, работоспособность диагностик и систем нагрева в порт-плагах токамака должна быть максимально возможной. Для выполнения этих требований, порт-плаги должны проходить тестирование перед установкой и в случаях их замены в режимах, максимально моделирующих условия токамак. Стенды для испытания порт-плагов ИТЭР (PPTF) позволяют проводить все необходимые тесты.

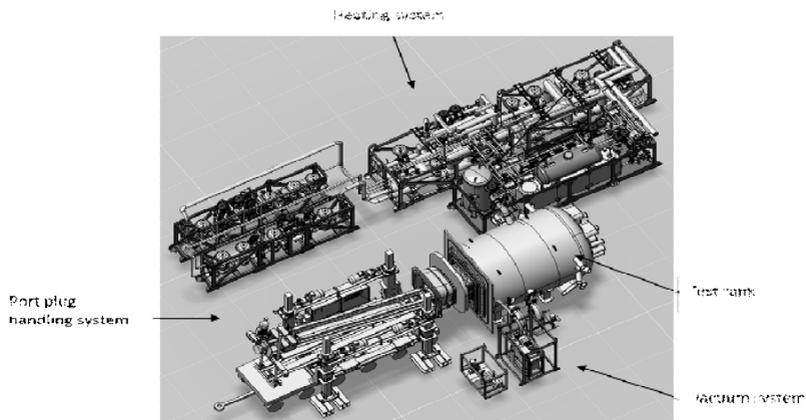
Проектный центр ИТЭР и КРИОГЕНМАШ закончили в настоящее время дизайн PPTF со всеми необходимыми техническими и физическими расчетами систем и подсистем.

Основными системами PPTF являются:

- тест-танк;
- вакуумная система;
- система нагрева тест танка и порт-плага;
- система сброса давления;
- система контроля и управления.

В докладе представлены результаты финальной стадии дизайна подсистем с интегрированием их в Горячую Ячейку ИТЭР и в стенды Домашних Агентств.

На рисунке ниже представлен пример интегрального дизайна всех систем PPTF в стенд Домашнего Агентства.



## ИЗМЕРЕНИЕ D/T ОТНОШЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ITER ПО ДАННЫМ АТОМНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ С УЧЕТОМ РАДИАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТОПЛИВНЫХ ИОНОВ

В.М. Тимохин<sup>1</sup>, В.Ю. Сергеев<sup>1</sup>, О.А. Бахарева<sup>1</sup>, В.И. Афанасьев<sup>2</sup>, М.И. Миронов<sup>2</sup>,  
В.Г. Несеневич<sup>2</sup>, М.П. Петров<sup>2</sup>, С.Я. Петров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФГАОУ ВО «СПбПУ», Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [v.timokhin@spbstu.ru](mailto:v.timokhin@spbstu.ru)

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [vnesenevich@npd.ioffe.ru](mailto:vnesenevich@npd.ioffe.ru)

Исследование транспорта ионов в высокотемпературной плазме – одна из важнейших проблем на пути получения термоядерного синтеза в лабораторных условиях. В частности, особенности транспорта ионов определяют режимы удержания с внутренним транспортным барьером и с оптимизированным широким магнитного поля плазменного шнура. Эти режимы рассматриваются как наиболее вероятные для токамака-реактора ITER [1].

Измерение топливного соотношения  $n_D/n_T$  в центре и на периферии плазмы является основной задачей диагностики по потокам атомов перезарядки на токамаке ITER [2, 3]. Эти данные необходимы для контроля режима горения термоядерной плазмы. Помимо этого, возможна оптимизация соотношения  $n_D/n_T$  для уменьшения потока трития в дивертор [4]. Другим важным приложением диагностики может быть расчет коэффициентов переноса топливных ионов D и T [5].

Численное моделирование сигналов атомных анализаторов важно для оценки диапазона рабочих параметров, чувствительности, а также степени надежности измерений диагностики в зависимости от рабочего режима установки. При этом необходимо учитывать, что спектр возможных режимов работы ITER предполагает довольно большой разброс даже по основным параметрам плазмы [6].

Расчеты, представленные в данной работе, проведены для смоделированных радиальных распределений топливных изотопов в основных режимах ITER. Показано различие в сигналах диагностики для профилей, рассчитанных по двум моделям: транспортной модели на основе скейлингов, которая дает «плоские» профили ионных плотностей, и модифицированной модели GLF23 с учетом влияния ELM, дающей «пикированные» профили. В расчетах учтено радиальное распределение материала топливных пеллет совместно с эффектами от возможных дрейфов вдоль градиента магнитного поля.

Работа выполнена при частичном финансировании ЧУ «Проектный центр ИТЭР» в рамках договоров № 02/14-01, 03/14-01.

### Литература

- [1]. E. J. Doyle et al., Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, S18
- [2]. V.I. Afanasyev et al., Nucl. Instr. and Meth. A, 2010, vol. 621, 456-467
- [3]. V.I. Afanasyev et al., Plasma Phys. Control. Fusion, 2013, vol. 55, 045008
- [4]. M.Z. Tokar and S. Moradi, Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, 063013
- [5]. M.I. Mironov et al., Plasma Phys. Control. Fusion, 2010, vol. 52, 105008
- [6]. V. Parail et al Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, 075030

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ДЛЯ АНАЛИЗАТОРОВ НА ITER С УЧЕТОМ ИНЖЕКЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ

П.Р. Гончаров<sup>1</sup>, В.И. Афанасьев<sup>2</sup>, М.И. Мионов<sup>2</sup>, В.Г. Несеневич<sup>2</sup>, М.П. Петров<sup>2</sup>,  
В.Ю. Сергеев<sup>1</sup>, В.В. Толмачева<sup>1</sup>, С.Я. Петров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФГАОУ ВО «СПбПУ», Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [p.goncharov@spbstu.ru](mailto:p.goncharov@spbstu.ru)

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: [vnesenevich@npd.ioffe.ru](mailto:vnesenevich@npd.ioffe.ru)

Численное моделирование потоков вылетающих из плазмы быстрых атомов перезарядки необходимо как при проектировании корпускулярных диагностик, так и при разработке методов анализа данных для физической интерпретации результатов измерений.

Разрабатываемая в ФТИ им. А.Ф. Иоффе диагностика атомов перезарядки для установки ITER, описанная в [1], включает два энергоанализатора: LENPA (Low Energy Neutral Particle Analyzer) для диапазона 20 – 200 кэВ и HENPA (High Energy Neutral Particle Analyzer) для диапазона 0,2 – 2 МэВ. Величина  $\Gamma_L(E)$  [эрг<sup>-1</sup>с<sup>-1</sup>], измеряемая пассивной диагностикой, то есть распределение потока вылетающих из плазмы атомов по энергии  $E$ , вычисляется как

$$\Gamma_L(E) = \Omega S_a \int_{(L)} g(E, l) e^{-\int_0^l \lambda_{nfp}(E, l') dl'} dl, \quad (1)$$

где переменная интегрирования  $l$  – расстояние вдоль луча зрения  $L$ ,  $\square$  – телесный угол обзора анализатора,  $S_a$  – площадь действующей апертуры,  $g(E, l)$  [эрг<sup>-1</sup>см<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>] – локальная функция источника атомов с кинетической энергией  $E$ . Ослабление потока атомов в слое плазмы между локальным источником и точкой наблюдения описывается Пуассоновским экспоненциальным множителем в подынтегральном выражении, где  $\lambda_{nfp}(E, l')$  – локальная длина свободного пробега атома Н<sup>0</sup> по отношению ко всем реакциям потери электрона Н<sup>0</sup> → Н<sup>+</sup>.

В свою очередь, локальная функция источника

$$g(E, l) = \left( \sum_{(\alpha)} n^{(\alpha)}(l) \langle \sigma v \rangle^{(\alpha)} \right) n_i(l) f_i(E, \vartheta(l), l) \quad (2)$$

выражается через анизотропную в пространстве скоростей ионную функцию распределения  $n_i(l) f_i(E, \vartheta(l), l)$  и сумму частот захвата электрона по всем мишеням  $\square$  для реакций Н<sup>+</sup> → Н<sup>0</sup>.

Моделирование ионной функции распределения основано на работе [2]. Величина  $\vartheta(l)$  – локальное значение угла между скоростью частицы и магнитным полем, соответствующее направлению луча зрения анализатора. Вследствие конечной толщины и расходимости инжектируемых пучков функция источника быстрых ионов в плазме имеет вид [3]

$$S(u, \zeta) = \frac{S_0}{2\pi v_c^3} \frac{1}{u^2} \delta(u - u_0) Z(\zeta), \quad (3)$$

где  $\delta(u - u_0)$  обозначает дельта-функцию,  $u_0 = v_0/v_c$  – безразмерная согласно [2] скорость инжекции,  $Z(\zeta)$  – нормированное на единицу локальное угловое распределение источника,  $\zeta = \cos \vartheta$  – косинус питч-угла,  $S_0$  [см<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>] – интенсивность источника.

Работа выполнена при частичном финансировании ЧУ “Проектный центр ИТЭР” в рамках договоров № 02/14-01, 03/14-01.

### Литература

- [1]. V.I. Afanasyev et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 2010, vol. 621, pp. 456–467
- [2]. P.R. Goncharov et al., Phys. Plasmas, 2010, vol. 17, 112313
- [3]. P.R. Goncharov, 6-й Всероссийский семинар с участием иностранных ученых «Физ. и техн. аспекты объемного источника нейтронов» VNS-6, Звенигород, 2014

## ПРОЕКТ ЛИФ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

<sup>1</sup>А.В. Горбунов, <sup>2</sup>Г.С. Курские, <sup>1</sup>К.Ю. Вуколов, <sup>2</sup>С.Ю. Толстяков, <sup>2</sup>А.П. Чернаков,  
<sup>2</sup>Е.Е. Мухин, <sup>3</sup>Е.Б. Берик

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ, [alexeygor@mail.ru](mailto:alexeygor@mail.ru)

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, РФ, [gleb.kurskiy@gmail.com](mailto:gleb.kurskiy@gmail.com)

<sup>3</sup>ESTLA Ltd., Тарту, Эстония, [estla@estla.com](mailto:estla@estla.com)

Диагностика на основе лазерной индуцированной флуоресценции (ЛИФ) в плазменных установках может применяться для локальных измерений концентраций и температур атомов и ионов [1, 2], скоростей движения макроскопических образований в плазме [2], для исследования кинетики атомных процессов [3], измерения электрического и магнитного полей по форме спектральных линий [4, 5] и других задач. Метод основан на лазерной накачке определённого перехода между возбуждёнными состояниями атома/иона и последующей регистрации флуоресцентного излучения на том же, либо другом переходе.

В качестве источников лазерной накачки могут использоваться перестраиваемый в видимой и ближней ультрафиолетовой области импульсный лазер на красителях, оптический параметрический генератор (ОПГ), либо Ti:Sapphire лазер. Для измерения концентраций хорошо подходит Nd:YAG лазер с ОПГ: простая и удобная в использовании система с широкой лазерной линией, работающая в диапазоне 210 – 2500 нм. Лазеры на красителях позволяют получать как узкую (3 – 5 пм), так и широкую (до 300 пм) линию и применяются в задачах, требующих плавной перестройки длины волны (измерения температуры, скоростей и др.). Для выделения интересных линий наблюдения сигналов обычно используются спектрометры на основе интерференционных фильтров в силу их хорошего пропускания, а для регистрации ЛИФ сигналов в видимом и ближнем УФ спектре, как правило, применяются фотоэлектронные умножители (ФЭУ).

На токамаке Глобус-М с помощью ЛИФ диагностики планируется измерять распределение концентрации атомарного гелия (дополнительная инжекция, либо в гелиевых режимах работы установки) для изучения ионизационно-рекомбинационных процессов в диверторной области. При достаточном уровне сигналов флуоресценции и одновременной регистрации синглетных и триплетных линий He I возможна оценка электронной температуры и плотности. В случае высокого уровня примесей в диверторной области, в первую очередь углерода, также планируются измерения концентрации и по возможности температуры ионов углерода. Ввод лазерного пучка в диверторную область установки будет осуществляться через нижний патрубок камеры совместно с лазерным пучком диагностики томсоновское рассеяние (ТР). Для наблюдения сигналов будет использоваться система сбора диагностики ТР. Совместное размещение ЛИФ и ТР оборудования на Глобусе позволит отработать схему интеграции диагностик для ИТЭРа.

В докладе описаны физические задачи ЛИФ диагностики и условия их реализации, состав и размещение оборудования на установке, приведена оптическая схема зондирования диверторной плазмы, сделаны оценки сигналов ЛИФ.

Работа выполнена при частичной поддержке государственной корпорации «Росатом» в рамках контракта № Н.4к.52.9Б.14.1002 от 31.12.2013.

### Литература

- [1]. Muller C.H., Eames D.R., Burrell K.H. *et al.*, J. Nucl. Mater., 1982, vol. 111-112, pp. 56-60
- [2]. Chakraborty T.S., McCarren D., Lee T. *et al.*, Phys. Plasmas, 2002, vol. 19(8), pp. 082102
- [3]. Burrell C.F., Kunze H.J. Phys. Rev. Lett., 1972, vol. 28, 1
- [4]. Vyckov S., Nedospasov A., Sergienko G., J. Nucl. Mater., 2009, vol. 390-391, pp. 1123-26
- [5]. Takiyama K., Watanabe M., Oda T., J. Nucl. Mater., 1999, vol. 266-269, pp. 953-957

## ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАДТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАЗВИТИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СРЫВА В ТОКАМАКЕ

Саврухин П.В.<sup>1,2</sup>, Шестаков Е.А.<sup>1</sup>, Ермолаева А.И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ

<sup>2</sup>«Проектный центр ИТЭР», Москва, РФ

Квазипериодические вспышки надтеплого рентгеновского излучения, наблюдаемые во время спада тока плазмы в срывах при предельно высокой плотности в токамаках, указывают на периодическую генерацию локальных пучков ускоренных электронов ( $E_e < 150$  кэВ). Вспышки надтеплого рентгеновского излучения наблюдаются одновременно с отрицательными выбросами напряжения на обходе плазменного шнура, связываемыми с перезамыканием винтового магнитного потока. В этих условиях вспышки рентгеновского излучения могут быть связаны с надтепловыми электронами, генерируемыми в сильных электрических полях вблизи токовых слоев при магнитном перезамыкании. Процесс ускорения электронов анализируется с помощью феноменологической модели, основанной на рассмотрении эффекта Драйзера и лавинного механизма ускорения в сильных продольных электрических полях. Электрические поля появляются в момент резкого нарастания МГД возмущений  $E^* \sim -\delta_{rec} dB_p/dt$ , рассчитываемых на основе моделирования тиринг-мод  $m = 2, n = 1$  (здесь,  $\delta_{rec}^2 = \alpha_2[(\tau_A/\tau_R)r_1^2 + (c/\omega_p)^2]$ ,  $\omega_p^2 = ne^2/\epsilon_0 m$  и  $\tau_R, \tau_A$  – характерные времена магнитной диффузии и электронной инерции). Эволюция тиринг-моды  $m = 2, n = 1$  моделируется на основе модифицированного уравнения Резерфорда. Устойчивость тиринг-моды рассчитывается на основе анализа профиля электронной температуры вблизи резонансной магнитной поверхности  $q = 2$ , определяемого из решения уравнения электронного энергодбаланса с учетом омического и СВЧ нагрева плазмы. Уплотнение профиля электронной температуры в момент малого срыва моделируется с помощью увеличения коэффициентов электронной теплопроводности внутри магнитного острова  $m = 2, n = 1$ .

Результаты численного моделирования представлены на рис.1. Периодическое нарастание МГД возмущений во время малых срывов сопровождается появлением индуцированных электрических полей, приводящих к образованию локальных пучков ускоренных электронов. СВЧ нагрев плазмы сопровождается подавлением МГД возмущений и увеличением электронной температуры, что приводит к уменьшению продольных электрических полей и исчезновению надтепловых электронов.

Рассматривается возможность использования СВЧ нагрева плазмы для минимизации последствий срыва плазмы в токамаке-реакторе ИТЭР.

Работа выполнена при содействии Росатом №Н.4х.44.90.13.1101 и РФФИ (15-02-99552А).

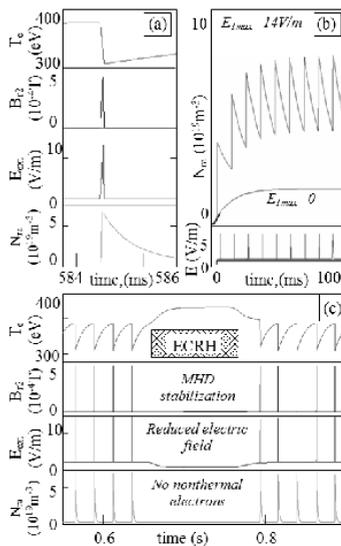


Рис.1 Результаты численного моделирования МГД возмущений и надтепловых электронов в плазме токамака Т-10

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РОЛИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ НА ЭЛЕКТРОННОЕ ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ТОКАМАКАХ ИГНИТОР И ИТЭР

<sup>1</sup>П.В. Минашин, <sup>1,2</sup>А.Б. Кукушкин

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [Minashin\\_PV@nrcki.ru](mailto:Minashin_PV@nrcki.ru)

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

Исходной целью токамака ИГНИТОР [1 – 4] является достижение условий зажигания термоядерной плазмы только с помощью омического нагрева (или с минимальным использованием дополнительного нагрева). Достижение необходимой величины тороидального тока в плазме, обеспечивающего омический нагрев до термоядерных температур, требует использования сильного тороидального и полоидального магнитного поля, более чем в 2 – 4 раза превышающего, соответственно, тороидальное и полоидальное магнитное поле в традиционных токамаках. Это обстоятельство требует детального анализа возможного влияния увеличения магнитного поля на выбор базовых сценариев работы токамака ИГНИТОР и оптимизацию основных параметров плазмы.

Здесь мы представим результаты расчетов потерь на электронное циклотронное (ЭЦ) излучение, включая расчеты пространственных и спектральных характеристик потерь на ЭЦ излучение, для различных режимов работы токамаков ИГНИТОР и ИТЭР. Исследование стимулировано необходимостью развития методов предсказательного моделирования базовых сценариев работы токамака ИГНИТОР с учетом уникального опыта т.н. интегрированного численного моделирования таких сценариев для токамака ИТЭР (см. напр., моделирование [5] с помощью общего транспортного кода АСТРА [6]). Детальный анализ роли ЭЦ потерь в локальном и полном энергобалансе для «стационарного» режима работы ИТЭР проведен в [7]. Сравнение роли потерь на ЭЦ излучение в ИТЭР и ИГНИТОР проведено как для равновесной (максвелловской) функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС), так и для типичных ожидаемых отклонений ФРЭС от максвелловской. Показано, что несмотря на сильное магнитное поле по сравнению с крупными действующими токамаками и строящимся токамаком ИТЭР, потери на ЭЦ излучение в токамаке ИГНИТОР не сильно влияют на локальный электронный энергобаланс и не создают препятствий для поддержания термоядерного горения.

### Литература

- [1]. Coppi B., Airoldi A., Bombarda F., Genacchi G., et al., Nuclear Fusion, 2001, 41, 1253-1257.
- [2]. Airoldi A., Cenacchi G., Nuclear Fusion, 1997, 37, 1117-1127
- [3]. Airoldi A., Cenacchi G., Nuclear Fusion, 2001, 41, 687-693.
- [4]. Coppi B., Airoldi A., Albanese R., Ambrosino G., et al., Nuclear Fusion, 2013, 53, 104013.
- [5]. Polevoi A.R., Medvedev S.Y., Casper T., Gribov Y.V., et al., Proc. 37<sup>th</sup> EPS Conference on Plasma Physics, Dublin, Ireland, 2010, ECA, 34A, P2.187.
- [6]. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N., Report IPP 5/98, Garching, 2002.
- [7]. Кукушкин А.Б., Минашин П.В., Полевой А.Р., Физика плазмы, 2012, 38, 211-220.

## МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТОЧНОСТИ ТОМСОНОВСКОЙ ДИАГНОСТИКИ НЕМАКСВЕЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ-РЕАКТОРАХ

П.А. Сдвиженский<sup>1</sup>, А.Б. Кукушкин<sup>1,2</sup>, Г.С. Курские<sup>3</sup>, Е.Е. Мухин<sup>3</sup>, М. Бассан<sup>4</sup>

<sup>1</sup> НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [sdvinct@gmail.com](mailto:sdvinct@gmail.com)

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

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

<sup>4</sup> ITER Organization, Route de Vinon sur Verdon, St Paul Les Durance, France

При диагностике высокой электронной температуры  $T_e$  центральной плазмы в токамаках-реакторах (ДЕМО и ИТЭР) с помощью томсоновского рассеяния приходится работать в ограниченном спектральном диапазоне сильно уширенного спектра томсоновского рассеяния и учитывать возможное отклонение функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС) от максвелловской в условиях сильного дополнительного нагрева. По результатам исследования [1] возможностей повышения точности томсоновской диагностики центральной плазмы были предложены (а) использование нескольких зондирующих длин волн с целью увеличения количества сигналов от различных спектральных каналов и (б) интерпретация данных томсоновской диагностики в случае немаксвелловской ФРЭС электронов в слабо/умеренно надтепловом диапазоне энергий совместно с использованием данных других диагностики для более высоких энергий (см., например, недавно предложенную диагностику [2]).

В данной работе разработана методика расчётов точности томсоновской диагностики немаксвелловской плазмы в токамаках-реакторах. Методика основана на корректном расчёте ошибок определения основных параметров ФРЭС по результатам измерения спектров томсоновского рассеяния с учётом всех возможных источников ошибок. Методика использована для анализа преимуществ использования нескольких зондирующих длин волн в томсоновской диагностике максвелловской и немаксвелловской плазмы посредством решения обратной задачи для оценки погрешностей, которая включает в себя возможность восстанавливать температуру электронов  $T_e$  основного теплового (т.е. максвелловского) компонента вплоть до  $T_e \sim 40$  кэВ по измерениям спектра в диапазоне видимого и инфракрасного света,  $\sim 400$ — $1000$  нм, и умеренную анизотропию ФРЭС электронов по pitch-углам в слабо/умеренно надтепловом диапазоне энергий. Рассматривается конкретный пример системы томсоновской диагностики центральной плазмы в ИТЭР, приводится сравнительный анализ старой и новой схем измерения  $T_e$ . Полученные результаты подтверждают актуальность диверсификации длины волн зондирующего лазерного излучения и показывают необходимость детализации анализа точности диагностики томсоновского рассеяния в токамаках-реакторах.

### Литература

- [1]. E.E. Mukhin, G.S. Kurskiev, S.Yu. Tolstyakov, A.B. Kukushkin, P. Andrew, I.M. Bukreev, P.V. Chernakov, M.M. Kochergin, A.N. Koval, A.E. Litvinov, S.V. Masyukevich, A.G. Razdobarin, V.V. Semenov, P.A. Sdvizhenskii, Proc. Int. Conf. "Fusion Reactor Diagnostics", Varenna, Italy, 2013, AIP Conf. Proceedings, 2014, 1612, 69-72.
- [2]. Minashin P.V., Kukushkin A.B. Intern. Review of Atomic and Molecular Phys., 2013, 4(2), 93-104.

## **О ПРОБЛЕМЕ РЕАЛИЗАЦИИ ИТЭР. АНОМАЛЬНО БЫСТРЫЙ ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНОВ: ОБЪЯСНЕНИЕ ЕГО ПРИЧИНЫ И МЕТОДА ЕГО ПОДАВЛЕНИЯ**

И.А. Бориев

*Филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института энергетических проблем химической физики им. В.Л. Тальрозе Российской академии наук (ФИНЭПХФ РАН) Московская область, Черноголовка, boriev@binet.ac.ru*

Представлен теоретический анализ проблемы, важной для реализации проекта ИТЭР, предназначенного для демонстрации возможности осуществления управляемого термоядерного синтеза (УТС) на основе токамака. Проблема в том, что перенос электронных потоков в горячей плазме токамака оказался намного (более чем на порядок) быстрее ожидаемого согласно проведенным расчетам (т.н. аномальный перенос электронов). Такой перенос горячих электронов приводит к быстрому разрушению стенки камеры горячими электронами и выбросу ее вещества в объем плазмы, что нарушает определенные условия удержания плазмы для осуществления УТС (ее температура, критерий Лоусона). Для обеспечения прогресса в реализации УТС важно знать причину аномально быстрого переноса электронов, что позволит установить возможные методы его подавления.

На основе закона сохранения для импульса переноса (дрейфа) упруго (и изотропно) рассеиваемых электронов получено статистически корректное выражение для их скорости дрейфа (подвижности) и показано, что наблюдаемый «неожиданно» быстрый перенос электронов в токамаках (и при известной диффузии Бома) таким и должен быть [1]. Суть в том, что время релаксации импульса переноса электронов, которому пропорциональна скорость их дрейфа, значительно (от 16 до 4 раз) превышает время их свободного пробега [2]. Поэтому расчеты при общепринятой замене времени релаксации, которое априори неизвестно, на время свободного пробега, которое можно стандартно рассчитать, приводят к недооценке скорости дрейфа (и подвижности) электронов от 16 до 4 раз, что не было учтено при проектировании токамака. Как показано, различие указанных времен уменьшается в этом интервале при силовом разогреве электронов внешним электрическим полем [2]. Это ослабляет «аномальность» переноса (как это и наблюдается в токамаках) и объясняет отличие ситуации в токамаках от результата Д. Бома, который в случае тепловых электронов получил для объяснения «аномальности» поправку в именно в 16 раз (т.н. коэфф. Бома).

Полученный теоретический результат объясняет как причину «аномально» переноса электронов (недооценкой до 16-ти раз их расчетной подвижности), так и способ подавления «аномальности» до 4-х раз (за счет дополнительного силового разогрева электронов), что, в принципе, важно для перспективы реализации УТС в рамках проекта ИТЭР.

### **Литература**

- [1]. Бориев И.А. Некоторые фундаментальные свойства переноса и разогрева электронов в веществе под действием электрического поля: результаты статистически строгой теории и их подтверждение известными экспериментальными данными, Известия Академии Наук, сер. Энергетика, 2007, №5, С.106-114.
- [2]. Бориев И.А. Количественная связь времени релаксации импульса переноса электронов в веществе под действием силы электрического поля со временем их свободного пробега, Известия Академии Наук, сер. Энергетика, 2012, №3, С.105-112.
- [3]. Бориев И.А. О причине наблюдаемого аномально быстрого переноса электронов в токамаках (и при диффузии Бома) и о способе его подавления, XLI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 10-14 февраля 2014 г., Тезисы докладов, С.70. (<https://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLI/Lt/ru/AF-Boriev.doc>).

## ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ЛИНИЙ SOL НА ФОНЕ СИЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИВЕРТОРА

Л.И. Огнев<sup>1</sup>, В.С. Лисица<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>НИИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, [Ognev\\_LI@nrcki.ru](mailto:Ognev_LI@nrcki.ru)

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Задача регистрации излучения бальмеровских линий изотопов водорода в пристеночной плазме токамака (SOL) усложнилась после оценок фона, создаваемого мощным отраженным световым излучением диверторной плазмы. При переходе к параметрам термоядерного реактора ИТЭР отношение интенсивностей диверторного излучения к излучению SOL в линии H-альфа может возрасти до величины  $10^2$ .

В работе [1] предложено использовать оптическую световую ловушку (поглощающую полость вблизи стенки). Метод [2] основан на решении обратной задачи восстановления сигнала SOL с помощью данных измерений вдоль различных хорд, включая направленных в дивертор. Параллельная регистрация излучения от ловушки и стенки (схема «двойных хорд») улучшает устойчивость метода. В настоящей работе предлагается метод выделения слабого сигнала SOL в схеме со световой ловушкой [2] («двойных хорд»), основанный на статистической независимости флуктуаций фона и измеряемого сигнала. В основе метода лежит сравнение интенсивностей излучения пучков, отражённых от ослабляющей ловушки  $I_2$  и от стенки токамака без ослабления  $I_1$ . Поскольку оба пучка включают слабое излучение нейтральных атомов  $x$  пристеночной плазмы (SOL), слабый сигнал  $x = (I_2 - \alpha I_1)/(1 - \alpha)$ .

Коэффициент отражения света ловушкой  $\alpha$  вычисляется по усреднённой по времени мощности высокочастотных флуктуаций интенсивности излучения дивертора в пучках, отражённых от световой ловушки и от стенки камеры  $\alpha(t) \approx \sqrt{\langle \tilde{I}_2^2 \rangle} / \sqrt{\langle \tilde{I}_1^2 \rangle}$ . По наблюдениям спектров гелия [3] частоты таких флуктуаций могут достигать 100 кГц.

Неопределённость вычисления  $\bar{x}(t)$  обусловлена статистическими вариациями коэффициента отражения ловушки  $\delta\alpha$ , которые могут быть оценены в модели белого шума с гауссовой статистикой [4]. Выбирая полосу пульсаций оптического фона в области звуковых частот, можно добиться  $\delta\alpha/\alpha \leq 0.1$ . С учётом малости  $x \ll I_1$  получаем  $\sqrt{\langle (\delta x)^2 \rangle} \approx I_1 \sqrt{\langle (\delta\alpha)^2 \rangle} / (1 - \alpha)$ . При  $\alpha \leq 0.05$  [1] чувствительность метода  $x_{\min}/I_1 \leq 0.005$ .

Авторы благодарят А.Б. Кукушкина и В.С. Неверова за плодотворные обсуждения.

Работа частично поддержана грантом НШ-3328.2014.2 Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

### Литература

- [1]. E.N. Andreenko, A.G. Alekseyev, A.V. Gorshkov, Optical Dumps for H-alpha and visible spectroscopy in ITER, International Conference on Fusion Reactor Diagnostics, Villa Monastero, Italy, September 9-13, 2013.
- [2]. A.B. Kukushkin, V.S. Lisitsa, M.B. Kadomtsev, M.G. Levashova, V.S. Neverov, V.A. Shurygin, V. Kotov, A.S. Kukushkin, S. Lisigo, A.G. Alekseev, A.V. Gorshkov, D.K. Vukolov, K.Yu. Vukolov, E. Veshchev. Theoretical Issues of High Resolution H-alpha Spectroscopy Measurements in ITER. Book of Abstracts, 24th IAEA Fusion Energy Conference, San Diego, USA, 8-13 October 2012, ITR/P5-44.
- [3]. F.B. Rosmej, N. Ohno, S. Takamura, S. Kajita, Contrib. Plasma Phys., 2008, v. 48, No. 1-3, 243-248.
- [4]. С.А.Ахманов, Ю.Е.Дьяков, А.С.Чиркин «Введение в статистическую радиофизику и оптику», М.: Наука, 1981.

## РАСЧЁТ ИЗМЕНЕНИЯ СПЕКТРА РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЛИНИИ D-ALPHA В РЕЗУЛЬТАТЕ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК В ИТЭР

Е.Н. Андреевко<sup>1</sup>, В.С. Неверов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, [andreenkoyn@mail.ru](mailto:andreenkoyn@mail.ru)

Одной из основных задач диагностики Спектроскопия водородных линий (СВЛ) на установке ИТЭР является измерение потока атомов изотопов водорода со стенки вакуумной камеры. Диагностика регистрирует свечение возбужденных атомов водорода в пристеночной области плазмы (scrape-off-layer, СОЛ) в основной вакуумной камере. Расчёты показывают, что вклад переотраженного металлической первой стенкой света из дивертора в регистрируемый сигнал на два порядка превышает уровень светимости пристеночной плазмы [1]. Для уменьшения доли рассеянного диверторного света (РДС) в регистрируемом сигнале предлагается разместить на первой стенке ИТЭР оптические ловушки с низким коэффициентом отражения. Одновременное наблюдение двух соседних зон стенки ИТЭР с сильно отличающимися коэффициентами отражения упростит задачу разделения вкладов СОЛ и РДС в регистрируемом сигнале [1].

Ранее было показано, что коэффициент подавления света оптической ловушкой зависит от угла падения света на ловушку [2]. Кроме того, форма спектра излучения плазмы в разных областях токамака различается. В результате сочетания этих факторов форма спектра излучения, отраженного ловушкой и стенкой, может отличаться, что негативно скажется на точности выделения вклада СОЛ в регистрируемом сигнале.

В программном пакете "Zemax OpticStudio" была создана упрощенная модель внутренней поверхности вакуумной камеры ИТЭР. На основе данных моделирования квазистационарной стадии индуктивного разряда (с параметром  $Q = 10$ ) в ИТЭР с помощью кода B2-EIRENE (SOLPS4.3) [3 – 5] (с учетом модификации [6]) была создана упрощенная модель источника излучения (плазмы) в линии  $D\alpha$ , учитывающая зависимость формы линии от точки высвечивания фотона и направления его излучения относительно магнитного поля. С помощью этих моделей была получена диаграмма направленности падающего на ловушки света. Был произведён расчёт изменения спектра рассеянного излучения для линии  $D\alpha$  в результате отражения от оптических ловушек в ИТЭР.

### Литература

- [1]. A.B. Kukushkin, et al, Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conference, San Diego, USA, 8-13 October 2012, ITR/P5-44.
- [2]. E.N. Andreenko, A.G. Alekseev, A.V. Gorshkov, I.I. Orlovskiy, International Conference on FusionReactor Diagnostics, Villa Monastero, Varenna, Italy September 9 – 13, 2013, AIP Conf. Proc. 1612, 171 (2014); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4894047>.
- [3]. Kukushkin A.S., et al. Nucl. Fusion, 2009, 49, 075008.
- [4]. Braams B.J. PhD thesis. Utrecht: Rijksuniversitet, 1986.
- [5]. Reiter D., Baelmans M., Borner P. Fusion Sci. Tech., 2005, 47, 172.
- [6]. Lisgo S.W., Borner P., et al. J. Nucl. Mater. 2011, 415, S965.

## КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ГАММА-КАМЕРЫ ИТЭР

Е.М. Хилькевич, А.Е. Шевелев, И.Н. Чугунов, Д.Б. Гин, Д.Н. Дойников,  
В.О. Найденов, И.А. Полуновский, Н.С. Нерсесян

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26, e-mail: e.khilkevitch@mail.ioffe.ru*

Проект вертикальной гамма-камеры на токамаке ИТЭР был разработан для диагностики параметров плазмы по гамма-излучению с возможностью исследовать пространственные распределения быстрых ионов, убегающих электронов и примесей в плазме. Гамма-излучение в плазме генерируется в ходе ядерных реакций с участием быстрых ионов, которые могут образовываться в результате ионно-циклотронного нагрева плазмы и нагрева пучком нейтральных частиц, а так же высокоэнергичных продуктов термоядерных реакций. Тормозное излучение, генерируемое убегающими электронами, так же приходится на МэВ-диапазон и может быть зарегистрировано гамма-спектрометрами [1]. Предполагается, что вертикальная гамма-камера будет служить основной диагностикой для получения максимальной энергии и тока убегающих электронов, профиля концентрации альфа-частиц, являться вспомогательной диагностикой для определения отношения концентраций дейтерия и трития, концентраций ионов примесей, а так же функций распределения по энергии  $p$ ,  $D$ ,  $T$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  ионов. Совместно с данными радиальной гамма-камеры, предполагается проводить томографическую реконструкцию параметров плазмы и получать двумерное распределение тока и максимальной энергии убегающих электронов, а так же распределение концентраций быстрых ионов [2].

Предлагается разместить гамма-спектрометры в верхнем и нижнем портах токамака ИТЭР на время водородной и гелиевой фаз работы токамака, и, возможно, на время дейтериевой фазы. В дальнейшем элементы гамма-камеры должны быть заменены модулями нейтронной камеры, так как работа гамма-спектрометров при экстремальных условиях тритиевой кампании была бы затруднительна. Предлагается разместить шесть гамма-детекторов в нижнем порту и шесть – в верхнем. Предполагается использовать сцинтилляционные детекторы на основе кристаллов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ , обеспечивающие хорошее разрешение (3,5% на линии 662 кэВ) и работу при большой нагрузке (более  $10^6 \text{ с}^{-1}$  событий) в условиях нейтронного фона. Для обеспечения работы детекторов была разработана система водяного охлаждения. Для подавления нейтронного излучения предлагается использовать  $\text{LiH}$  аттенуаторы. Для регистрации излучения в условиях высокого магнитного поля, при которых невозможно использовать ФЭУ, предлагается использовать лавинные диоды в качестве светоприемников.

В июле 2014 года успешно прошёл CDR проекта вертикальной гамма камеры.

Работа была поддержана средствами из Государственных контрактов РФ. РФ. № Н.4к.52.9Б.14.1002.

### Литература

- [1]. A.E. Shevelev, E.M. Khilkevitch, V.G. Kiptily, I.N. Chugunov, D.B. Gin, D.N. Doimikov, V.O. Naidenov, A.E. Litvinov, I.A. Polunovskii and JET-EFDA Contributors 2013, Nucl. Fusion 53 123004.
- [2]. V.G. Kiptily, F.E. Cecil, O.N. Jarvis, M.J. Mantsinen, S.E. Sharapov, L. Bertalot, S. Conroy, L.C. Ingesson, T. Johnson, K.D. Lawson, S. Popovichev and contributors to the EFDA-JET Workprogramme Nucl. Fusion, 2002, 42 999.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ УСТАНОВКИ T-10

С.В. Серов, С.Н. Тугаринов, Л.А. Ключников<sup>1</sup>, В.А. Крупин<sup>1</sup>, М. von Hellermann<sup>2</sup>

ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, г. Москва, г. Троицк

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва

<sup>1</sup>FOM Institute for Plasma Physics Rijnhuizen, Association EURATOM-FOM

В докладе представлено описание моделирования спектральных профилей излучения для активной спектроскопии на установке T-10. Для этого используется программа Multi Device CX Spectra Simulation, разработанная Манфредом фон Хеллерманом. Данное программное обеспечение позволяет моделировать спектральные профили излучения плазмы в случае инжекции высокоэнергичных пучков атомов водорода для различных установок. В докладе изложены принципы работы этой программы и описаны ее возможности. В докладе представлена информация о проделанной совместно с Манфредом фон Хеллерманом работе по добавлению возможности моделировать спектры установки T-10. Смоделированный и экспериментальный спектры линии углерода изображены на рис. 1 и 2 соответственно.

В докладе рассматривается процесс обработки спектральных профилей излучения плазмы в случае инжекции высокоэнергичных пучков атомов водорода. На крупных современных токамаках (например, на токамаке JET) для этой цели используется специально разработанный код под названием CXSFIT. Он позволяет упростить и ускорить обработку результатов эксперимента, особенно для больших объемов поступающих данных. В докладе рассказывается о возможностях этого кода, а также о результатах его модернизации и применения для обработки экспериментальных данных активной спектроскопии с установки T-10.

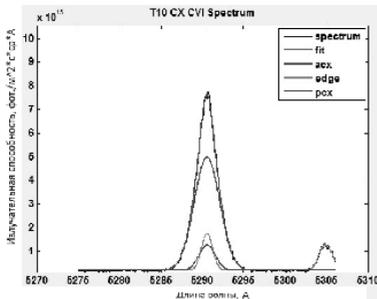


Рис. 1. Модель спектра линии углерода токамака T-10 для хорды наблюдения, пересекающей диагностический пучок на расстоянии 4,5см от центра плазмы. Показано разложение спектра по компонентам.

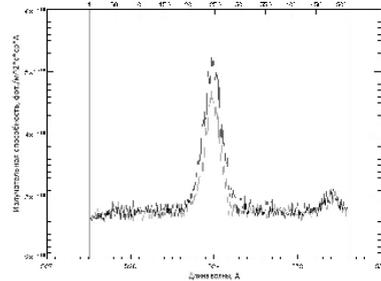


Рис. 2. Экспериментальные спектры линии углерода токамака T-10 для хорды наблюдения, пересекающей диагностический пучок на расстоянии 4,5см от центра плазмы. Серым цветом показан пассивный спектр в отсутствие диагностического пучка, а черным цветом показан активный спектр

## РАСШИРЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ HFS-РЕФЛЕКТОМЕТРА ИТЭР ИЗМЕРЕНИЯМИ В РЕЖИМЕ РЕФРАКТОМЕТРА

В.Г. Петров, Д.А. Скопинцев, \*Д.А. Шелухин, А.А. Петров, \*В.А. Вершков

ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ", Троицк, Москва, Россия, [vpetrov@triniti.ru](mailto:vpetrov@triniti.ru)

\*НИИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, [D.Shelukhin@jc.iterru.ru](mailto:D.Shelukhin@jc.iterru.ru)

Как известно, рефлектометрия плазмы имеет ряд особенностей. Так, например, она плохо измеряет профили плотности вблизи центра плазменного шнура и, тем более, не может измерять провальные профили. Кроме того, она дает информацию о профиле только со стороны зондирования. Все эти особенности затрудняют оценку среднехордовой плотности.

Недавно было предложено расширить проект рефлектометра ИТЭР со стороны сильного магнитного поля (HFS-рефлектометр ИТЭР), дополнив его так, чтобы была возможность работы данной системы в режиме рефрактометра – на просвет [1], используя окно прозрачности плазмы ИТЭР на необыкновенной волне между нижней и верхней частотами отсечки (40 – 110 ГГц), ниже частот поглощения на электронно-циклотронных резонансах. Такое расширение предполагает установку антенной системы со стороны слабого магнитного поля для ввода микроволнового излучения, при этом для приема прошедшего через плазму излучения можно будет использовать штатные приемные антенны HFS-рефлектометра ИТЭР.

Расширение проекта HFS-рефлектометра дает возможность определять среднехордовую плотность в ИТЭР по измеренному значению времени распространения излучения в плазме, а также позволит оценивать фактор пикированности профиля плотности плазмы в рамках параболической модели, при одновременных измерениях на нескольких частотах [2]. Это должно также существенно улучшить качество измерений профиля плотности плазмы HFS-рефлектометром ИТЭР, особенно в режимах с повышенным уровнем турбулентности плазмы.

В данной работе представлены первые результаты расчетов распространения излучения расширенного HFS-рефлектометра в режиме рефрактометра с учетом реальной геометрии ИТЭР. Расчеты проводились для сценария 2 ИТЭР ( $N_{e_{\max}} = 1,02 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $B_0 = 6,2 \text{ Т}$ ,  $T_{e_{\max}} = 24,8 \text{ кэВ}$ ), при зондировании со стороны слабого магнитного поля. Апертура передающей антенны в расчетах принималась равной 60 x 60 мм, приемной – 18 x 58 мм, антенны расположены в районе экваториальной плоскости. Такие расчеты имеют важное 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. Проведенные расчеты также позволяют оценить влияние вертикального смещения плазменного шнура в ИТЭР на соотношение сигнал/шум в измерениях.

### 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.

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ $\langle N^*L \rangle$ ПРИ РАСШИРЕНИИ HFS-РЕФЛЕКТОМЕТРА ИТЭР

А.А. Петров, В.Г. Петров, \*В.А. Вершков \*Д.А. Шелухин, \*Д.В. Сарычев

ФГУП "ГНЦ РФ ТРИНИТИ", Троицк, Москва, Россия, [petroff@triniti.ru](mailto:petroff@triniti.ru)  
\*НИИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, [D.Shelukhin@fc.iterru.ru](mailto:D.Shelukhin@fc.iterru.ru)

Основанием идеи развития HFS-рефлектометрии ИТЭР [1] является вопрос о увеличении возможностей измерения средней по хорде плотности электронов по сравнению с первоначальным вариантом [2]. В данной работе анализируются достоинства и недостатки некоторых методов измерения  $\langle N^*L \rangle$  в условиях ИТЭР ( $N_{e_{\max}} \sim 1,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $B_0 \sim 5,3 \text{ Т}$ ,  $T_{e_{\max}} \sim 20 \text{ кэВ}$ ) при зондировании на необыкновенной волне (Х-мода) в различных конфигурациях.

При анализе принимались во внимание необходимость обеспечения измерений средней плотности и фактора пикированности профиля плотности, а также возможности определения условной границы плазменного шнура со стороны зондирования (слабое поле). Эти факторы влияют не только на сам метод определения фазы или времени задержки зондирующего излучения, но также на диапазон частот и моду зондирования, в свою очередь определяющих состав и количество дополнительного оборудования.

В работе представлены результаты оценки возможного отношения сигнал/шум для быстро перестраиваемого по частоте рефлектометра, рефлектометра с амплитудной модуляцией (АМ) и импульсного времяпролётного рефлектометра [3, 4]. Выбор именно этих методов определялся в первую очередь их удобством для измерения времени задержки зондирующего излучения в плазме. Сравнение проводилось для одних и тех же размеров антенн распространения излучения расширенного HFS-рефлектометра в режиме рефлектометра с учетом реальной геометрии ИТЭР. Апертура передающей антенны принималась равной  $60 \times 60 \text{ мм}^2$ , приемной –  $18 \times 58 \text{ мм}^2$ , антенны расположены в районе экваториальной плоскости.

Также оценивался возможный состав аппаратуры, проблемы изготовления, управления, сбора и обработки данных для минимальных и номинальных конфигураций расширения HFS-рефлектометрии.

### 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]. System Design Description Document (DDD) for 55.F9 HFS Reflectometry ITER\_D\_3WD9DT v2.1.
- [3]. A.A. Petrov and V. G. Petrov. *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 2003, 1465–1468.
- [4]. В.А. Вершков, Д.В. Сарычев, Д.А. Шелухин и др. Тезисы докладов XV Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы» ДВП-15, 3-7 июня 2013г., Звенигород, стр.25.

## СИСТЕМА ОЧИСТКИ ЗЕРКАЛ, ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ МАГНИТНОМУ ПОлю, НА ОСНОВЕ DC РАЗРЯДА С МАГНИТОИЗОЛИРОВАННЫМ АНОДОМ

Рогов А.В., Капустин Ю.В.

НИИ “Курчатовский институт”, Москва, РФ, e-mail: [alex-rogov@yandex.ru](mailto:alex-rogov@yandex.ru)  
Координационный центр «Управляемый термоядерный синтез – международные проекты», Москва, РФ

Представлены результаты исследования плазменной системы очистки металлических зеркал, чья отражающая поверхность ориентирована вдоль направления магнитного поля. В качестве разрядной ячейки использовалась модифицированная ячейка Пеннинга [1] на постоянном токе с катодными электродами ориентированными ортогонально относительно направления магнитного поля и зеркалом электрически соединённым с этими электродами и ориентированным вдоль магнитного поля. При планировании эксперимента моделировалась компоновка узла первого зеркала элемента Н- $\alpha$  диагностики, расположенного в 11 экваториальном порту ИТЭР.

Схема эксперимента представлена на Рис. 1. Эксперименты проводились в постоянном однородном магнитном поле величиной до 0.5 Тл. Исследовалось влияние конфигурации анода и катода на эффективность очистки и однородность распыления поверхности зеркала. В качестве имитационных загрязнений использовались Al покрытия толщиной порядка 100 нм, которые наносились на поверхность Mo подложек методом магнетронного напыления. Эффективность и качество распыления контролировались по восстановлению оптического качества зеркал после очистки и методом рентгенофлуоресцентного анализа химического состава поверхностного слоя зеркал.

Предложены варианты модификации представленной газоразрядной ячейки с целью достижения дополнительного эффекта уменьшения шероховатости поверхности [2].

Показана высокая эффективность предложенного метода очистки и возможность интеграции системы очистки, основанной на данном принципе, в разрабатываемые в России и за рубежом оптические диагностики в рамках работ по программе ИТЭР.

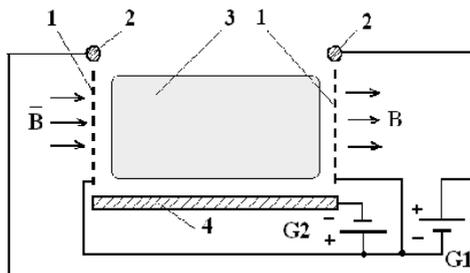


Рис. 1. Принципиальная схема системы очистки: 1 – катод и антикатод ячейки Пеннинга; 2 – анодные электроды; 3 – область локализации плазмы; 4 – металлическое зеркало;  $G1$ ,  $G2$  – источники питания разряда

### Литература.

- [1]. Рогов А.В. Капустин Ю.В., Алексеев А.Г., Всероссийская конференция “Диагностика высокотемпературной плазмы”: Тезисы докладов. Звенигород, 2013, стр. 127-128.
- [2]. Рогов А.В., Нагель М.Ю., Мартыненко Ю.В., ВАНТ, 2013, т. 2, стр. 19-24.

## ГАЗОВЫЙ МЕТОД ЗАЩИТЫ ЗЕРКАЛ: ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Алексеев А.Г., Панов А.И., Тобенгауз А.М.

УТС-Центр, Москва, Россия, [andy.phy@gmail.com](mailto:andy.phy@gmail.com)

Одним из предлагаемых способов борьбы с загрязнением первого зеркала оптических диагностик ИТЭР является снижение потока атомов бериллия на его поверхность за счёт рассеяния на нейтральном газе в промежутке перед первым зеркалом. В отличие от других оптических диагностик, для спектроскопии водородных линий (СВЛ) в качестве рассеивающего газа нельзя использовать изотопы водорода, чтобы не было искажения регистрируемого сигнала на водородных линиях. Наиболее вероятными кандидатами являются благородные газы – гелий и неон. Спектральные линии этих газов не совпадают с линиями водорода, что позволяет осуществлять напуск непосредственно во время разряда без помех для работы диагностики, а низкое  $Z$  делает допустимым натекание газа в камеру.

В работе были проведены модельные эксперименты по осаждению загрязнений на поверхность зеркала при различных концентрациях рассеивающего газа в промежутке между входной апертурой («зрачком») и зеркалом с помощью магнетронной распылительной системы (MPC).

Для проведения первой серии экспериментов в качестве рабочего газа был использован аргон, а в качестве металла – молибден. Такой выбор был обусловлен тем, что соотношение их атомных масс 96/40 близко к соотношению масс атомов бериллия и гелия - 9/4. Так же проводились серии экспериментов с комбинациями гелий - алюминий и аргон - алюминий.

С помощью кода TRIM и дополнительного кода, рассчитывающего поток термализованных частиц на мишень вследствие диффузии, смоделирован пролет и остановка быстрых атомов молибдена и алюминия в слоях аргона и гелия в различных комбинациях. Полученные значения ослабления потока частиц на мишень по характеру зависимости и порядку величины совпадают с экспериментальными данными. Результаты моделирования для пары аргон - молибден для расстояний от диафрагмы до образца 60 мм и 105 мм, и их сравнение с результатами экспериментов приведены на Рис.1.

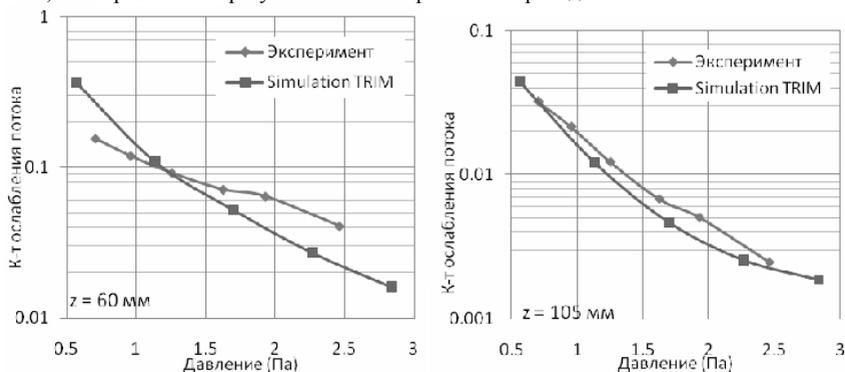


Рисунок 1 Экспериментальные и расчетные зависимости для молибдена в аргоне.

Было проведено моделирование рассеяния бериллия с энергией 15 эВ в гелии для расстояния между мишенью и диафрагмой 100 мм. Получено, что в гелии с концентрацией  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  поток бериллия на мишень на расстоянии 100мм уменьшается в 30 раз. При такой концентрации гелия в промежутке зеркало - диафрагма, эффузионный поток атомов гелия с температурой 300 К через диафрагму площадью  $1 \text{ см}^2$  составляет около  $5 \cdot 10^{19} / \text{с}$ .

## РАБОТЫ ПО ПРОИЗВОДСТВУ И ИСПЫТАНИЯМ МОДЕЛИ ДМНП

Д.Е. Гавриленко<sup>1</sup>, Г.Ф. Абдрашитов<sup>1</sup>, В.А. Ананьин<sup>1</sup>, А.Н. Барсук<sup>1</sup>, А.В. Батюшин<sup>2</sup>,  
В.А. Бернс<sup>3,4</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,3</sup>, А.И. Горбовский<sup>1</sup>, А.Н. Драничников<sup>1</sup>, В.Л. Егоров<sup>1</sup>,  
А.В. Звонков<sup>2</sup>, М.В. Иванцовский<sup>1,3</sup>, Ю.А. Кашук<sup>2</sup>, С.Ю. Обудовский<sup>2</sup>,  
С.Н. Пешехонов<sup>1</sup>, А.Г. Стешов<sup>1</sup>, С.В. Шиянков<sup>1</sup>, А.А. Шошин<sup>1</sup>

1. *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, РФ, e-mail: D.E.Gavrilenko@inp.nsk.su*
2. *Частное учреждение ГК «РосАтом» «Проектный центр ИТЭР», Москва, РФ*
3. *Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, РФ*
4. *Сибирский научно-исследовательский институт авиации им. С.А. Чаплыгина, Новосибирск, РФ*

В 2014 году в соответствии с контрактом заключенным с частным учреждением Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР» ИЯФ СО РАН начал работы по разработке и производству макета модуля Диверторного Монитора Нейтронного Потока (ДМНП), входящего в состав диагностического комплекса ITER.

Диагностика Диверторный Монитор Нейтронного Потока предназначена для измерения полного нейтронного потока и термоядерной мощности с предоставлением информации о работе установки ИТЭР в режимах работы с DD и DT плазмой. Сама диагностика состоит из трёх модулей, расположенных на телах диверторных касет внутри вакуумного объема токамака частично в прямой видимости плазменного шнура.

Каждый модуль ДМНП состоит из двух цилиндров с ионизационными камерами деления (ИКД) – детекторных узлов. В качестве делящегося радиатора в детекторных узлах используются U-238 (U8) и U-235 (U5). Детекторные узлы помещаются в корпус системы термализации и охлаждения (СТО), задача которой состоит в отводе тепла от элементов корпуса, линий связи, элементов ИКД.

На данный момент ведется производство макета модуля ДМНП, целями которого являются:

- обработка технологической цепи производственных процессов;
- проведение ряда предварительных испытаний.

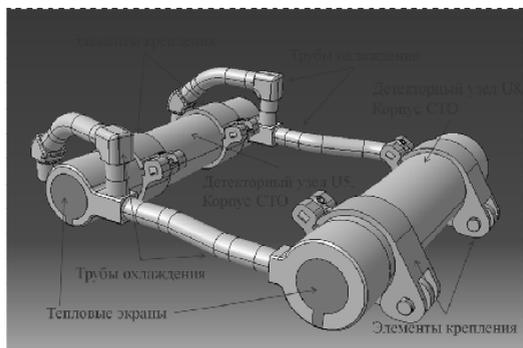


Рисунок 1. Модель макета модуля ДМНП.

## АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА ДИВЕРТОРНОГО МОНИТОРА НЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ ИТЭР

А.А. Борисов<sup>2</sup>, Ю.А. Кашук<sup>1</sup>, С.Ю. Обудовский<sup>1</sup>, Д.В. Портнов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» Москва

<sup>2</sup> Национальный исследовательский центр «Институт Курчатова», Москва

В докладе рассмотрены методы измерения характеристик нейтронных потоков из плазменного шнура экспериментального термоядерного токамака-реактора ITER [3]. Эта установка, создаваемая в рамках международного проекта во Франции, является рекордной по своим характеристикам [2]. Если же рассматривать ее, как термоядерный источник нейтронов, то она является не просто рекордной, это колоссальный отрыв от существующих установок. Ожидаемые потоки нейтронов в  $10^5$  раз превосходит, полученные на крупнейшей современной установке JET. Дейтерий-третиевая плазма объемом более  $800 \text{ м}^3$  и выходом нейтронов до  $5 \cdot 10^{21}$  н/с станет самым большим на планете объемным источником термоядерных нейтронов квазистационарного типа. Нейтронные диагностики в этих обстоятельствах приобретают еще большую роль. Именно нейтронные диагностики должны показать такие параметры, как общий выход термоядерной мощности, изотопный состав топлива, пространственное распределение и динамику нейтронного источника, характеристики удержания и термализации ускоренных частиц и продуктов горения.

Для реализации этих измерений на ITER будут реализован более 10 различных диагностик нейтронного и гамма излучения. Для всех диагностик существует общая проблема с привязкой результатов измерений к абсолютному значению мощности нейтронного выхода из плазмы. В силу ряда технологических и экономических ограничений и мощность источников, и время калибровки ограничено. Реально абсолютная калибровка возможна только для Диверторного Монитора Нейтронных Поток (ДНФМ) и только в счетном режиме работы.

В работе приведен обзор методов извлечения плотности потока в местах расположения детекторов и полного нейтронного выхода из плазмы по данным измерений ДНФМ. Сделан обзор радиационной обстановки в зоне детекторов.

Далее выполнен обзор доступных калибровочных источников и оценены возможность и временные рамки калибровки «на установке». Рассмотрены сценарии калибровки [3], как домашняя калибровка перед отправкой диагностики на ITER, так и калибровка «в камере». Рассмотрены возможные погрешности калибровки и решения по их минимизации.

### Литература

- [3]. ITER Physics Basis Document, Nucl. Fusion, **39** (1999), 2137.
- [4]. 2. IAEA Summary of ITER Design Report, IAEA, Vienna, 2001, p.19.
- [5]. 3. L.Bertalot, M. Sasao, K. Asai, et al. . A strategy for calibrating the Neutron Systems on ITER. 35th EPS Conference on Plasma Physics, Hersonissos, Crete, Greece 9-13 June 2008, vol. 1, p.1.

## СОЕДИНИТЕЛИ МОДУЛЕЙ БЛАНКЕТА ИТЭР. РАСЧЁТНОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ РЕШЕНИЙ

Д.А.Власов, И.В.Данилов, А.В.Жмакин, В.Ю.Колганов, Е.В.Паршутин,  
И.И. Поддубный, С.Э. Хомяков, А.А. Чернова

АО «НИКИЭТ», Москва, Россия e-mail: [poddubnyy@nikiet.ru](mailto:poddubnyy@nikiet.ru)

ОАО «НИКИЭТ» подготавливает для проекта ИТЭР поставку соединителей модулей (СМ) бланкета. В реакторе насчитывается 440 модулей, каждый со своим комплектом СМ. Комплект СМ состоит из следующих узлов:

- 4-х гибких опор;
- 4-х - 6-и накладок на ключи вакуумной камеры;
- 2-х электросоединителей.

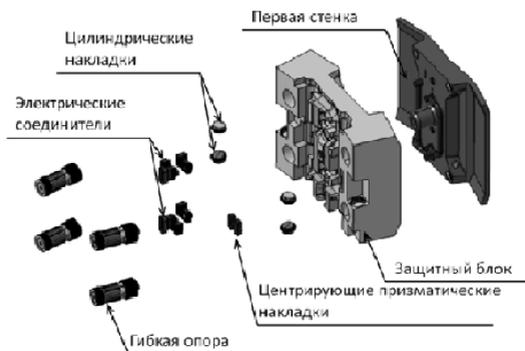


Рисунок 1.

СМ работают в вакууме в условиях нейтронного облучением и под действием циклических термических и механических нагрузок. Прогнозируются особые режимы работы - срывы плазмы, во время которых на СМ воздействуют существенные дополнительные термические и механические нагрузки.

СМ изготавливаются из материалов, специфицированных Международной организацией (МО) ИТЭР и которые ранее применялись в установках термоядерного синтеза. На большинство деталей СМ наносится электроизоляционные, антисхватывающие и покрытия уменьшающие коэффициент трение.

Обоснование конструктивных решений СМ осуществляется расчётными и экспериментальными методами с применением современных вычислительных средств и испытательного оборудования.

Расчётное обоснование конструкций СМ проводится на статическую и усталостную прочность в соответствии с нормами прочности ИТЭР SDC-IC.

Экспериментальное обоснование проводится на экспериментальных образцах и полноразмерных макетах отдельных деталей и узлов СМ. Программы и методики испытаний создаются для каждой конструкции СМ с учётом максимально возможного числа влияющих факторов. Базой для проведения испытаний являются современные испытательные машины и комплексы. Для реализации программ испытаний проектируются и изготавливаются экспериментальные оснастки.

В работе представлены конструкции СМ и результаты их расчётного и экспериментального обоснования.

**СПИСОК АВТОРОВ**

<b>B</b>	
Borisenko L.	60
Borisenko N.	60
Bulanov S.	61
Dudzak R.	60
<b>E</b>	
Esirkepov T.	61
<b>F</b>	
Faenov A.Ya.	61
Fukuda Y.	61
<b>H</b>	
Hasegawa N.	61
<b>I</b>	
Inogamov N.	61
Ishino M.	61
<b>J</b>	
Jacoby J.	60
<b>K</b>	
Kando M.	61
Kato Y.	61
Kawachi T.	61
Kiriyama H.	61
Klir D.	60
Kodama R.	61
Kondo K.	61
Krousky E.	60
<b>L</b>	
Limpouch J.	60
Maeder R.	60
<b>M</b>	
Magnitskii M.	61
Martsovenko D.	60
Maruyama M.	61
<b>N</b>	
Nishikino M.	61
Nishiuchi M.	61
<b>O</b>	
Oks E.	61
Orehov A.	60
Orlov N.	60
<b>P</b>	
Pfeifer M.	60

Pikuz T.	61
Pirozhkov A.	61
<b>R</b>	
Rezack K.	60
Rienecker T.	60
Rosmej O.N.	60
<b>S</b>	
Schaechinger M.	60
Schoenlein A.	60
Suslov N.	60
<b>T</b>	
Tereshchenko M.A.	114
<b>U</b>	
Ullschmied J.	60
<b>V</b>	
Vatulin V.	60
Vergunova G.	60
Von Hellermann M.	413
<b>Y</b>	
Yamagiwa M.	61
<b>Z</b>	
Zaehter S.	60
Zhidkov N.	60
<b>A</b>	
Абакарова Х.М.	236
Абдрашитов Г.Ф.	397, 418
Абдуллин И.Ш.	211, 288, 289, 315
Аблесимов В.Е.	192, 193
Абрамов И.С.	232
Агафонов А.В.	182, 210
Агеев А.Г.	250
Азизов Э.А.	68, 386
Аинов М.А.	256
Айдакина Н.А.	231, 294
Айрапетов А.А.	386
Акимов С.М.	382
Акимова И.В.	148
Акишев Ю.С.	308
Акунец А.А.	147, 148
Александров А.Ф.	360
Александров В.В.	140, 172, 173
Александров Е.В.	376, 399, 401
Александров И.В.	374

Александров Н.Л.	273, 343
Александров С.Е.	94
Александрова И.В.	64, 147
Алексеев А.Г.	110, 380, 417
Алексеев А.И.	357, 358
Алексеевко Е.А.	381
Али Рафид Аббас Али	349
Алтухов А.Б.	71
Алфимов Д.Е.	68
Амиров Р.Х.	218, 295, 314
Ананьев С.С.	80, 145, 178, 179, 181, 187
Ананьин В.А.	418
Анашкин И.О.	68
Андреев В.В.	225, 272, 330
Андреев В.В.	320, 331
Андреев С.Е.	365
Андреевко Е.Н.	411
Андрианов А.В.	193
Андрюченко А.А.	353, 354
Андрянова Ю.Н.	244
Аникеев А.В.	53, 75
Анохин Е.М.	273
Аношин А.А.	115
Анпилов А.М.	368, 369
Антонов Н.Н.	261
Апфельбаум Е.М.	197
Арделян Н.В.	332
Аржанников А.В.	75, 92, 306
Арсенин В.В.	81
Арсланбеков М.А.	236
Артемов К.В.	300, 301
Архипов И.И.	117
Архипов Н.И.	388
Асадуллин Г.М.	105
Астапенко Г.И.	145, 178
Асташинский В.М.	102
Астрелин В.Т.	306
Атлуханов М.Г.	395, 396
Атоян Л.А.	184
Афанасьев В.И.	403, 404
Афанасьев В.П.	257
Ахатов М.Ф.	220

<b>Б</b>	
Багаутдинова Л.Н.	281, 345
Багдасаров Г.А.	144
Багрянский П.А.	53, 75, 93
Бадриев И.Б.	211
Баженов А.Н.	378
Базанов А.А.	193
Балакин А.А.	78
Балмашнов А.А.	262, 265
Бардаков В.М.	309
Баренгольц С.А.	295, 302
Баронова Е.О.	176, 177
Барсук А.Н.	418
Бархударов Э.М.	368, 369
Бассан М.	408
Бастыкова Н.Х.	126
Басыров Р.Ш.	290
Батанов Г.М.	73, 127, 301, 340
Батюшин А.В.	418
Бауров А.Ю.	353
Бахарев Н.Н.	52, 64, 97, 100, 110
Бахарева О.А.	403
Беграббеков Л.Б.	386, 387
Бекасов В.С.	246, 259
Беклемишев А.Д.	53, 75, 77, 99
Белевцев А.А.	359
Белов А.М.	82, 102
Бельбас И.С.	105
Бельченко Ю.И.	397
Беляев В.Ю.	328
Беляков В.А.	68
Бер Б.Я.	94
Бережецкая Н.К.	301
Бережецкий М.С.	73
Берик Е.Б.	405
Бернс В.А.	376, 418
Битюрин В.А.	316, 363
Бишаев А.М.	85, 102
Бобкова Е.С.	241, 242
Боброва Н.А.	266
Богачев Н.Н.	305
Богаченков В.А.	210
Богданкевич И.Л.	305, 364, 365

Бондарева А.Л.	317
Бондарчук Э.Н.	52, 68
Борзова А.А.	241, 242
Борзосеков В.Д.	73, 127, 340
Бориев И.А.	409
Борисенко Л.А.	147, 148
Борисенко Н.Г.	62
Борисов А.А.	419
Борматов А.А.	94
Боровов А.Е.	123
Бородаев И.А.	313
Борщеговский А.А.	74
Бочаров А.Н.	316
Бочкарев С.Г.	159, 160
Брантов А.В.	137, 161
Буангуйас В.А.Г.	264
Бубис Е.Л.	321, 322
Будаев В.П.	91, 103, 117, 387
Бужинский О.И.	386
Букреев И.М.	378
Буланин В.В.	52, 111
Бурдаков А.В.	92, 306, 376, 395, 399, 400, 418
Бурдаков Ю.А.	129
Бурмасов В.С.	92, 306
Буробин М.А.	260
Буслаков И.В.	401
Буслеев Н.И.	356
Бутко Н.Б.	264, 265
Буш А.А.	85
Быстрый Р.Г.	202
Быченков В.Ю.	137, 157, 161
Бычков В.Л.	332, 335
<b>В</b>	
Вавилин К.В.	360, 361
Вагин К.Ю.	138
Вайс О.Е.	160
Варфоломеев В.И.	52, 111
Василеска И.	320
Васильева А.А.	115
Васильева Л.А.	225
Васильков Д.Г.	73, 79, 115, 121, 127, 249
Василяк Л.М.	207
Ваулин Д.Н.	357-358

Вафин И.Ю.	73, 129
Векленко Б.А.	59
Векленко Б.А.	255
Великодный В.Ю.	362, 363
Велихов Е.П.	145
Вергунова Г.А.	133, 135
Верещагин К.А.	351
Вертков А.В.	82
Вершков В.А.	69, 70, 414, 415
Веселовзоров А.Н.	230
Вилькин А.И.	376, 400
Виноградов В.А.	367
Виноградов В.П.	145, 146, 179
Виноградова Ю.В.	145, 146, 179
Вихляев Д.А.	163, 165
Вихрев В.В.	171, 180, 216
Власов А.Н.	260
Власов Д.А.	420
Вовченко Е.Д.	177
Войтенко Д.А.	145, 178
Волков Г.С.	140, 173, 188
Волобуев И.В.	172
Володин А.В.	375
Воробьев В.С.	204
Воробьев В.А.	377
Ворона Н.А.	218, 261
Воронин А.В.	94, 110
Воронковский В.А.	376
Воронова Е.В.	73, 124, 249
Воронченко С.А.	85
Вуколов К.Ю.	117, 405
Вячеславов Л.Н.	92, 306
<b>Г</b>	
Габышев Д.Н.	167
Гавриков А.В.	208, 218, 261
Гавриков М.Б.	85, 102
Гавриленко Д.Е.	376, 418
Гаврилов Д.С.	163, 165
Гаврилов Е.А.	353, 354
Гавриш С.В.	275
Гаджиев М.Х.	311
Гайсин Аз.Ф.	220, 279
Гайсин Ал.Ф.	287-290

Гайсин Ф.М.	279, 281, 345
Галимзянов И.И.	287
Гаранин С.Ф.	201
Гаркуша И.Е.	145
Гасилов В.А.	174, 186
Герасимов А.В.	268
Герасимов С.Н.	122
Герман В.О.	269
Гин Д.Б.	377, 412
Гиниятулин Р.Н.	387
Глинов А.П.	269
Глыбин А.М.	193
Говрас Е.А.	158
Гоголева М.А.	291
Головин А.П.	269
Голятина Р.И.	126, 170, 297
Гончаров П.Р.	52, 84, 100, 404
Горбовский А.И.	376, 399, 400, 418
Горбунов А.В.	405
Горбунов Е.П.	70
Гордан П.А.	184
Гордеев А.А.	386
Гордеев А.В.	226, 227
Гордиенко М.В.	374
Горкунов А.А.	206
Горкунов М.А.	206
Горшенин А.К.	79
Горшков А.В.	105
Горшунов Н.М.	206
Горячев И.А.	336, 337
Горячев С.В.	359
Господчиков Е. Д.	53, 78, 93, 232
Грабовский А.Ю.	247, 256
Грабовский Е.В.	140, 141, 172, 173, 189
Градов В.М.	275
Грачёв Г.Н.	327
Грашин С.А.	91, 103, 104, 117, 387
Гребенщиков С.Е.	73, 124
Греков Д.Л.	145
Грибов А.Н.	189
Григорьев Г.Ю.	348
Григорьян Г.М.	209
Гринли Д.Б.	184

Грицук А.Н.	140, 172, 173, 188
Гришин Ю.М.	318
Гришина И.А.	73
Гришков В.Е.	139
Громов А.И.	147, 148
Грунин А.В.	386
Грушин А. С.	204
Гурченко А.Д.	71
Гусаков Е.З.	71
Гусев В.К.	52, 94, 97, 100, 110, 111
Гусев С.А.	322
Гусева М.Б.	338
Гусейн-заде Н.Г.	305
Гуськов С.Ю.	63, 133, 134, 190, 191
Гущин М.Е.	228, 231, 294
Д	
Даванков В.А.	147
Давыдов А.М.	300, 301
Давыдов В.М.	375
Данелян Л.С.	116
Данилкин И.С.	119
Данилов А.В.	69, 70
Данилов И.В.	420
Данько С.А.	145, 179, 181, 187
Двинин С.А.	217, 329, 356
Двоенко А.В.	369
Дворнова А.А.	122
ДеГруши Ф.	143
Демина Е.В.	94
Демихов Е.И.	147
Демченко Н.Н.	133
Деньщиков Д.С.	83, 95, 96, 98
Джангобеков В.В.	141
Джигайло Н.Т.	82
Джурик А.С.	102
Дзалиева Е.С.	213, 271
Дзятко Е.В.	91, 103
Дикалюк А.С.	310
Дмитриев А.М.	378
Днестровский А.Ю.	69, 98
Днестровский Ю.Н.	69, 70
Довженко В.А.	217

Дойников Д.Б.	412
Долгов А.Н.	280
Долголева Г.В.	151
Долин Ю.Н.	192, 193
Дорофеев А.А.	350
Доскач М.Я.	133
Драничников А.Н.	418
Драпико Е.А.	377
Дремин М.М.	123
Дроздов И.Ю.	193
Дубков М.В.	260
Дудай П.В.	193
Думин Ю.В.	200
Дыренков А.В.	362-363
Дьяконица О.Ю.	85
Дьяченко В.В.	52
Дятко Н.А.	209, 270
<b>Е</b>	
Егоров В.Л.	376, 418
Егоров С.М.	123
Елагин В.В.	123
Еленский В.Г.	152
Елисеев Л.Г.	91, 103, 107, 109
Елисеев М.В.	163, 164
Елисеев С.И.	246, 259
Ерёмин А.В.	375
Ермолаева А.И.	128, 393, 406
Ермоленко М.А.	213, 271
Ернылева С.Е.	365
Есаков И.И.	367
Есипов Л.А.	71
Еськов А.Г.	106
Ефимов А.В.	244
<b>Ж</b>	
Жабин С.Н.	261
Жарков М.Ю.	82
Жданов В.М.	203, 243
Желаев И.А.	275
Желтухин В.С.	211, 288, 313
Жиляев Д.А.	257
Житлухин А.М.	106, 387
Жмакин А.В.	420
Жужунашвили А.И.	181

Жук Ю.А.	381
<b>З</b>	
Забродский В.В.	110
Задвитский Г.В.	100
Зайцев Е.К.	376, 400
Зайцев К.В.	53, 76
Затекин В.В.	116
Захаров А.М.	386
Звонков А.В.	418
Зворыкин В.Д.	136
Зенин В.Н.	103, 104, 109
Зимаков В.П.	252
Зименков А.А.	193
Зимин А.М.	83, 370
Змиевская Г.И.	317
Змитренко Н.В.	133, 134, 150
Золотухина Н.А.	376, 399, 400
Зорин В.Б.	183
Зудин И.Ю.	231, 294
<b>И</b>	
Ибляминова А.Д.	52, 100, 110
Иваненко И.П.	338
Иваненков Г.В.	142, 185
Иванов А.А.	53, 75, 395, 397
Иванов В.А.	193, 350, 370
Иванов И.А.	92, 306
Иванов И.Е.	365, 366
Иванов Н.В.	107
Иванов С.Д.	309
Ивановский А.В.	193
Иванцовская Н.Г.	376
Иванцовский М.В.	376, 399, 400, 418
Извекова Ю.Н.	274
Изгородин В.М.	149
Ильгисонис В.И.	47, 108
Ильин Д.В.	134
Ионих Ю.З.	270
Иосилевский И.Л.	56, 254, 284
Исаев А.Р.	357
Исаев Н.В.	312
Исакаев Э.Х.	250, 311, 314, 359
Исанова М.К.	170
Ишевский О.В.	117

<b>К</b>	
Кавыркин Д.И.	250
Кадииков Д.В.	276, 283
Казаков Е.Д.	172, 187
Казанцев А.В.	309
Казеев М.Н.	347, 348
Кайгородова М.А.	149
Какурин А.М.	107
Какшин А.Г.	165
Калашников А.В.	262, 263
Калашников В.В.	262, 263
Калинин Ю.Г.	145, 172, 179-181, 187
Калинычев А.Е.	192, 193
Каменцев К.Е.	85
Камолова Т.И.	350, 370
Камруков А.С.	346
Кандауров И.В.	92
Кантор М.Ю.	71
Каньшин И.А.	277
Капралов В.Г.	123
Капустин К.Д.	248
Капустин Ю.В.	416
Каральник В.Б.	308
Карасев В.Ю.	213, 271
Карбушев Д.Н.	88
Карелов С.В.	388
Карнилович С.П.	169
Карпов А.В.	387
Карпов В.Я.	198
Карпов Г.В.	193
Карпухин В.Т.	191
Карташов И.Н.	319
Касатов А.А.	396
Касьянова Н.В.	87
Кашук Ю.А.	418, 419
Каюмов Р.Р.	220
Кивиниеми Т.	71
Киндышева С.В.	273, 343
Кирий Н.П.	249
Кирнева Н.А.	113, 120
Кирпичников А.П.	268
Кирсанов Г.В.	246, 259
Кислов Д.А.	120

Клименко М.В.	376
Климов Н.С.	389
Ключников Л.А.	83, 95, 96, 98, 413
Кобелева Н.А.	242
Ковалёв В.Ф.	157
Коваленко Д.В.	389
Коваленко Ю.В.	53, 93
Коваль А.Н.	378
Коврижных Л.М.	73
Коданова С.К.	126, 170
Козинцева М.В.	85, 102
Козлов В.Ф.	347, 348
Козлов Г.П.	360
Козлов Н.П.	318, 346
Козлов П.В.	269
Козлов Ю.Н.	368
Койдан В.С.	116, 347, 348
Кокоулин А.И.	375
Колганов В.Ю.	420
Колесников Е.Ю.	53
Колик Л.В.	73, 340
Комаров А.О.	375
Комратов Д.В.	367
Кондаков А.А.	397
Коновалов П.В.	311
Кончков Е.М.	73, 127, 301, 340
Коньжев М.Е.	350, 370
Копнин С.И.	233, 234
Копыл П.В.	352-354
Корешева Е.Р.	64, 147
Корнев В.А.	52, 100
Корнеева М.А.	320
Корниенко С.Н.	116
Коробейникова О.А.	53
Коробков С.В.	228, 231, 294
Коробов К.В.	83, 95, 96, 98, 113
Королев В.Д.	171, 172
Королёв В.Ф.	95
Коростылев Е.В.	295
Коршунов А.Н.	270
Корьтин А.И.	321
Косарев И.Н.	155, 156, 343
Космачевский К.В.	332
Косый И.А.	300, 301, 368, 369

Костенко О.Ф.	166
Костров А.В.	215, 228, 231, 294
Костров Е.А.	147
Кострюков А.Ю.	123
Котельников И.А.	395
Котелянский И.М.	312
Кочергин М.М.	378
Кочетов И.В.	209
Кочнев Д.М.	106
Кравчук С.И.	82
Краев А.И.	193
Кралькина Е.А.	360, 361
Красильников А.В.	50, 402
Красильников М.В.	248
Крауз В.И.	145, 146, 178, 179, 181
Крашевская Г.В.	118, 291
Круковский А.Ю.	186
Крупин В.А.	83, 95, 96, 98, 113, 413
Крылов В.А.	68
Крылов С.В.	70, 123
Ксенофонтов П.А.	161
Кудрявцев А.А.	246, 248, 259, 328
Кудрявцев Н.Н.	207
Кузелев М.В.	319
Кузенов В.В.	153, 154, 344
Кузнецов В.А.	252
Кузнецов В.Е.	375
Кузнецов С.А.	92
Кузнецов С.В.	162
Кузнецов С.Д.	201
Кузьменков В.Д.	391
Кузьмин Г.П.	212
Кузьмичева Л.А.	341, 342
Кузьмичева М.Ю.	229
Куксенова Л.И.	350
Кукушкин А.Б.	380, 407, 408
Кулаков Д.М.	377
Куликаускас В.С.	116
Куприенко Д.В.	71
Куприянов И.Б.	389
Куратов С.Е.	222, 310, 326
Курбанисмаилов В.С.	235, 236, 349
Куриленков Ю.К.	190, 191

Курило А.А.	187
Курнаев В.А.	386
Курские Г.С.	52, 97, 100, 110, 111, 378, 405, 408
Кутеев Б.В.	80, 393
Кучугов П.А.	133, 150
Кушкина К.Д.	339
<b>Л</b>	
Лабусов А.Н.	52, 374
Лагунова Ю.О.	346
Ладыгина М.С.	181
Лазарев В.Б.	82, 102
Лапин А.В.	382
Лаптева В.Г.	350
Ларионова Н.Ф.	73
Ларкин А.С.	299
Латушкин С.Т.	116
Лаухин Я.И.	172
Лашкул С.И.	71
Лебедев Ю.А.	49, 224, 286, 291
Лебо А.И.	151
Лебо И.Г.	151
Левеси Б.	402
Левченко В.А.	207
Левченко В.Д.	336, 337
Лееринк С.	71
Лелехов С.А.	373
Леонтьева А.Б.	392
Лепихов С.А.	52
Летунов А.А.	73, 124, 340, 370
Лешуков А. Ю	383-386
Лизунов А.А.	53
Лизякин Г.Д.	208, 218
Лисица В.С.	410
Листопад А.А	376, 395, 400, 401
Литвин В.О.	364
Литвинов А.Е.	378
Литуновский Н.В.	381
Лобода Е.А.	165
Ложкарев В.В.	322
Логвиненко В.П.	73, 124
Лоза О.Т.	364
Ломтев С.С.	193
Лосева Т.В.	229

Лузанов В.А.	312
Лукьянчиков Г.С.	355
Лысенко С.Е.	69, 104, 109
Люблин Б.В.	376, 399
Люблинский И.Е.	82
Ляхов А.Н.	229
<b>М</b>	
Мавлюдов Т.Б.	351
Мазаев С.Н.	382
Мазуль И.В.	386-387
Майоров С.А.	126, 170, 213, 271, 297, 298
Макаров А.Ю.	367
Макаров М.А.	306
Максимов В.В.	53, 90, 93
Максимов Д.С.	332, 333
Малахов Д.В.	73, 79, 125, 127, 340
Малков К.Н.	346
Мальков Ю.А.	321
Мальцев С.Г.	70, 74, 120
Малютин И.Г.	173
Маношкин А.Б.	260
Маринин Г.В.	374, 382
Марков В.Г.	277
Марков В.С.	249
Мартыненко Ю.В.	387
Мартынова И.А.	254
Марусов Н.Л.	377, 394
Марченко А.К.	181
Маслов С.А.	121
Мастюков Ш.Ч.	345
Масокевич С.В.	378
Маханьков А.Н.	374, 381, 382
Махлай В.А.	145
Медведев А.Н.	327
Медведев А.Э.	292, 293
Медведев М.А.	308
Медведев Ю.В.	219
Медовщиков С.Ф.	140, 172
Меклер К.И.	92, 306
Мельник А.Д.	84, 100
Мельников А.В.	68, 87, 91, 103, 104, 107, 109, 113
Меркульев Ю.А.	62, 147, 148

Месяц Г.А.	302
Метельский И.И.	157
Мещанов А.В.	270
Мешеряков А.И.	73, 115, 129
Милантьев В.П.	168, 169
Минаев В.Б.	52, 97, 100, 110, 111
Минаев И.М.	212
Минаков В.С.	402
Минашин П.В.	407
Мингалеев А.Р.	142, 182-183
Минеев А.Б.	68
Минеева Т.А.	187
Миргородская Е.Н.	312
Миргородский В.А.	382
Мирнов С.В.	67, 82
Миронов И.А.	374
Миронов М.И.	100, 377, 403, 404
Миронова Е.Ю.	377, 394
Мисакян М.А.	300, 369
Митрофанов К.Н.	145, 146, 172, 173, 178
Митрофанова Е.Г.	402
Михалок Д.С.	401
Мишин С.Н.	183
Мишкин В.П.	324
Модестов В.С.	376, 400, 401
Морозов И.В.	202
Морозов Р.А.	353-354
Морозова Т.И.	234
Моряков И.В.	369
Музыченко А.Д.	389
Муксунов А.М.	116
Мурахтин С.В.	53
Мурзанев А.А.	321
Муртазина Д.Р.	384
Мустафаев А.С.	247, 256
Мустафин Н.А.	74, 120
Мухамадиева А. Р.	286
Мухин Е.Е.	378, 405, 408
Мялтон Т.Б.	70, 74
<b>Н</b>	
Найденов В.О.	412
Найдис Г.В.	57

Науменко Н.Н.	95
Ндонг Д.	272
Неверов В.А.	324
Неверов В.С.	380, 411
Неклюдова П.А.	360
Немец А.Р.	83, 95, 96, 98
Нерсесян Н.С.	412
Несеневич В.Г.	403, 404
Неудачин С.В.	74
Никитин Д.В.	339
Никитин Д.И.	341
Николаев Г.Н.	389
Никонов А.М.	361
Никулин В.А.	95
Никулин В.Я.	177
Нискала П.	71
Новиков В. Г.	204
Новиков В.Г.	58
Новиков В.Г.	186
Новиков Д.О.	346
Новиков Л.А.	213, 271
Новицкий А.А.	272, 331
Новохацкий А.Н.	52, 94
Носуленко Д.С.	163, 164
Нудиков В.Н.	193
Нургалиев М.Р.	83, 95, 96, 98
<b>О</b>	
Обудовский С.Ю.	418, 419
Овцын А.А.	278
Овчинников И.Б.	375
Огинов А.В.	210, 237, 239, 251
Огнев Л.И.	410
Одзерихо Д.А.	228
Олейник Г.М.	140, 141, 172, 173
Ольховская О.Г.	144, 174
Омаров О.А.	235, 236, 245
Онгена Дж.	48
Орехов А.С.	62, 147, 148
Орлов А.П.	175
Осетров Е.И.	149
Осипов И.Е.	64, 147
Осокин А.С.	334
<b>П</b>	
Павлов В.Б.	360, 361
Павлов С.И.	213, 271

Павлов Ю.Д.	120
Пак С.В.	193
Панасенков А.А.	398
Панек Р.	122
Панов А.И.	110, 417
Панькин Н.А.	324
Паркевич Е.В.	182
Паршутин Е.В.	420
Пастухов А.В.	147
Пастухов В.П.	72
Патров М.И.	52, 100, 110, 111
Пащина А.С.	244
Пепеляев А.П.	149
Перевалов А.А.	71
Перепёлкина А.Ю.	336, 337
Перфилов С.В.	103, 104, 107, 109
Пестовский Н.В.	295
Петров А.А.	295
Петров А.А.	414, 415
Петров А.В.	52, 111
Петров А.Е.	73, 340
Петров А.К.	361
Петров В.Г.	414, 415
Петров М.П.	403, 404
Петров С.Я.	403, 404
Петров Ю.В.	52, 97, 100, 110, 111
Петряков А.В.	308
Петряков С.Ю.	279
Пешехонов С.Н.	376, 418
Пивков А.В.	401
Пикуз С.А.	142, 143, 182, 184
Пинженин Е.И.	53
Пичугин Ю.П.	225, 330
Пищинский К.В.	376, 399
Погорелов А.А.	230
Поддубный И.И.	420
Подковыров В.Л.	389
Подтурова О.И.	108
Поздов Н.И.	193
Позняк И.М.	106, 388, 390
Полищук В.П.	218
Полосаткин С.В.	92, 376
Полуновский И.А.	412

Полушко С.М.	193
Попель С.И.	233, 234, 274
Попов М.А.	273
Попов Н.А.	307
Попов С.С.	306, 395, 396
Порезанов Н.П.	389
Портнов Д.В.	419
Портоне С.С.	377, 394
Поступаев В.В.	92, 99, 306
Потанин Е.П.	206
Потапенко А.И.	187
Потапов А.В.	163, 165
Привер С.Э.	228
Приходько В.В.	53, 75
Пришвицын А.С.	118
Прохорович Д.Е.	277, 280
Пряников В.В.	375
<b>Р</b>	
Рагимханов Г.Б.	235, 236, 349
Раздобарин А.Г.	378
Размеров А. В.	383, 385
Рамазанов Г.С.	126
Рамазанов Т.С.	170
Рачевский Л.А.	268
Рейновски Р.Е.	201
Репин Б.Г.	175
Ровенских А.Ф.	92, 306
Рогов А.В.	416
Рогов А.И.	375
Родионов А.А.	237, 239, 251
Рожанский В.А.	52
Розанов В.Б.	133, 135, 150
Рой И.Н.	113
Романников А.Н.	402
Романов И.В.	186
Романова В.М.	142, 183
Росалес Н.Н.	402
Рудой И.Г.	258
Рулёв Р.В.	375
Румянцев Ю.Н.	402
Рупасов А.А.	140
Русецкий А.С.	210
Рухадзе А.А.	51, 212
Рыбаков А.Ф.	193

Рыжаков Д.В.	70
Рыжков С.В.	153-154, 344
Рябикина И.Г.	340
Рябов В.А.	210
Рязанов А.И.	116
<b>С</b>	
Савельев В.В.	85, 102
Савельев-Трофимов А. Б.	161
Савенкова Н.П.	333
Савинов С.Ю.	295
Савкин В.Я.	53, 93
Саврухин П.В.	128, 393, 406
Садилкин А.Г.	277
Садовский Я.А.	386
Садриев Р.Ш.	281
Садыков А.Д.	87
Сайфутдинов А.И.	328
Самойлов И.С.	218, 295
Самохин А.А.	208, 261
Самсонов Д.С.	377-378
Санин А.Л.	397
Саргсян М.А.	250, 11
Сарксян К.А.	73, 127, 301, 340
Сарычев Д.В.	415
Сасоров П.В.	141, 144, 266
Сатунин С.Н.	205
Сафронов В.М.	388, 389, 390
Сафронов К.В.	16, 165
Сахаров Н.В.	52, 97, 100, 110, 111
Свириденко М. Н.	383, 385
Свирский Э.Б.	230
Сдвиженский П.А.	408
Селиванов А.Н.	397
Селиверстов А.Ф.	346
Семенов В.В.	378
Семенов Е.В.	116
Семенов И.Б.	377, 394
Сениченков И.Ю.	52
Сенченков С.А.	348
Сергеев В.Ю.	84, 403, 404
Сергеев Д.С.	70
Серисьер Т.	402
Серов С.В.	413
Силин П.В.	177

Синицкий С.Л.	306
Синкевич О.А.	217
Скворцова Н.Н.	73, 79, 121, 125, 340
Скляров В.Ф.	92, 306
Скобелев А.Н.	193
Сковорода А.А.	81
Сковородин Д.И.	76, 77
Скоков В.Г.	123
Скопинцев Д.А.	377, 414
Скрябин А.С.	318
Смирнов Б.М.	257
Смирнов В.А.	79, 125
Смирнов В.А.	230, 398
Смирнов В.П.	208, 218, 261
Смирнов Д.В.	72
Смирнов П.Г.	85
Смирнов С.А.	276, 278, 283
Смирнова Д.Э.	242
Смирнова К.А.	241
Смирнова К.В.	341
Смирнова Н.С.	174
Смоланов Н.А.	324
Собур Д.А.	207
Соколов М.М.	68
Солдаткина Е.И.	53, 90, 93
Солихов Д.К.	329
Соловьев Н.Г.	252, 258
Соломатин Р.Ю.	91, 103, 104
Соломатина Е.Ю.	149
Соломахин А. Л.	53, 78, 90, 93
Солоха В.В.	123
Соляков Д.Г.	145
Сон Э.Е.	362
Сорока А.М.	258
Сорокина Е.А.	108
Сотников О.З.	397
Сотникова Г.Ю.	94
Спицын А.В.	80
Стариковская С.М.	307
Стариковский А.Ю.	307, 343
Старшинов П.В.	207
Стенфло Л.	274
Степаненко А. А.	203, 243

Степаненко А.М.	176, 177
Степанов А.И.	334
Степанов А.Н.	321, 322
Степанов В.Д.	306
Степанов И.Г.	334
Степанов Н.Б.	375
Степанов Р.В.	133, 150
Степанова О.М.	246, 259
Степанян С.А.	307
Степахин В.Д.	73, 127, 301, 340
Степина С.П.	168, 262, 265
Степневски В.	185
Шешов А.Г.	376
Шешов С.В.	418
Стокозенко В.Г.	342
Сторожев Д.А.	222
Страхова А.А.	256
Стрелецкий О.А.	338, 339
Стрелков В.С.	54
Стрелков П.С.	365, 366
Стрижаков М.Г.	187
Стриковский А.В.	228, 294
Строев Н.Е.	284
Строкин Н.А.	309
Субботин Г.Ф.	69, 70
Судников А.В.	99
Суляев Ю.С.	376, 399
Сунгурова А.В.	242
Сурдо А.В.	275
Суржиков С.Т.	55, 222, 310, 326
Сурконт О.С.	352, 353, 354
Суслин С.В.	177, 180
Сухомлинов В.С.	247
Сухоруков В.И.	353, 354
Сушенцев Д.М.	270
Сушков А.В.	68, 87, 113, 120, 128
Сысоев А.Г.	384
Сысоев Н.Н.	152
Сысоев С.С.	328
Сычугов Д.Ю.	87
Сычугов К.Р.	145
<b>Т</b>	
Тазмеев Г.Х.	285
Тазмеев Х.К.	285

Тактакишвили М.И.	368,369
Танчук В.Н.	52, 374
Тараканов В.П.	190, 191, 326, 366
Тарасова Н.М.	300
Татаринов А.В.	224, 286
Тедтоев Б.А.	79
Темиряева М.П.	312
Темчин С.М.	368
Тер-Оганесьян А.Е.	142
Тиликин И.Н.	182, 183, 184
Тимохин В.М.	403
Титов А. Ю.	224
Титов В.А.	214, 341, 342
Титова Ю.В.	342
Тиунов М.А.	397
Тихоневич О.В.	212
Тищенко А.С.	163
Ткаченко С.И.	141
Тобенгауз А.М.	417
Толмачева В.В.	84, 404
Толоконников С.М.	147
Толстов Ю.С.	347, 348
Толстоухов П.А.	164, 165
Толстяков С.Ю.	100, 110, 111, 378, 405
Томилев С. Н.	383, 385
Топорков Д.А.	106, 388
Трапезникова О.В.	383
Третьяков П.М.	123
Тройнов В.И.	83, 95, 96, 98, 370
Трухин В.М.	70
Трухина Е.В.	120
Трушкин Н.И.	308
Тугаринов С.Н.	95, 413
Туров А.Н.	193
Тюфтяев А.С.	311
<b>У</b>	
Ульянов Д.К.	365
Умнов А.М.	262-265, 331
Умрихин Н.М.	106
Унежев В.Н.	116
Урюпин С.А.	138, 139, 323
Усманов Р.А.	208, 218
Усов П.В.	376
Устрьев Г.И.	172

Ушкова М.Ю.	396
<b>Ф</b>	
Февралев А.Ю.	193
Филатов О.Г.	68
Филимонова Е.А.	316
Фомин И.В.	266
Фомин Ф.В.	83, 95, 96, 98
Франк А.Г.	205, 249
Фролко П.А.	153
Фролов А.А.	323
Фролов И.Н.	140, 172, 188
<b>Х</b>	
Хабеев Р.Р.	369
Хавличек Й.	122
Хазиев Т.Р.	355
Хаммер Д.А.	143, 184
Харрасов А.М.	145, 179
Харчев Н.К.	73, 127, 301, 340
Харчевский А.А.	125
Хачалов М.Б.	235, 236, 349
Хвесюк В.И.	88
Хвостенко П.П.	68
Хилькевич Е.М.	412
Хилько М.В.	188
Хильченко А.Д.	377
Хименес М.Х.	265
Химченко Л.Н.	50, 387
Хольнов Ю.В.	73, 112, 115, 121
Хомкин А.Л.	199, 221, 296
Хомяков С.Э.	420
Храмцов П.П.	102
Хренникова И.А.	350
Хрипунов Б.И.	116
Христоробова В.И.	315
Хромов Н.А.	110, 111, 328
Хронова О.	122
Хубатхузин А.А.	315
Хусаинов Т.А.	78
<b>Ц</b>	
Цвентух М.М.	118, 302
Цибиков З.С.	192
Цидулко Ю.А.	75, 86
Цыбенко В.Ю.	390
Цыгвинцев И.П.	186

Цымбалов И.Н.	161
<b>Ч</b>	
Чайковский С.А.	183
Чапурин А.В.	265
Чебакова В.Ю.	211, 288
Черкасов С.В.	69, 70
Чернаков Ал.П.	378
Чернаков Ан.П.	378, 405
Чернаков П.В.	378
Черников В.А.	334, 357, 358
Чернова А.А.	420
Черноусов А.Д.	79
Черноштанов И.С.	86
Чернышев Ф.В.	52, 100
Чечеткин В.М.	145
Чи Н.	143
Чиннов В.Ф.	244, 250, 311, 359
Чирков А.Ю.	79, 88, 89
Чистяков В.В.	70
Чубенко А.П.	210
Чугунов И.Н.	412
Чупров Д.В.	331
<b>Ш</b>	
Шаар Я.Н.	169
Шавелкина М.Б.	314
Шалашов А.Г.	53, 78, 93, 232
Шамраев А.Л.	163
Шамсемухаметова Г.Ф.	220
Шапкин А.А.	147, 148
Шаповалов М.М.	85
Шаранов Е.П.	207
Шаталова Т.Б.	314
Шафиков А.Г.	308
Шахатов В.А.	351
Шашков А.С.	282
Шашковский С.Г.	346
Шевелев А.Е.	412
Шевелько А.П.	173
Шегай М.И.	279
Шелковенко Т.А.	142, 143, 182, 184
Шелухин Д.А.	69, 70, 74, 377, 414, 415
Шемякин А.Н.	252
Шерман В.Е.	134
Шестаков Е.А.	128, 393, 406

Шибаетов С.А.	283
Шибков В.М.	352, 353, 354
Шибкова Л.В.	352, 353, 354
Шикова Г.Г.	341
Шилов А.О.	252, 258
Шиманский С.А.	401
Шиховцев И.В.	397
Шишкина А.И.	241
Шишлов А.О.	189
Шиянков С.В.	376, 399, 400
Шобухов А.В.	333
Шошин А.А.	376, 400, 418
Шпаков К.В.	210, 237-239, 251
Шпатаковская Г.В.	198
Шумаев В.В.	154
Шумейко Д.В.	366
Шумихин А.С.	199, 221, 296
Шустин Е.Г.	312, 325
Шутеев С.А.	152
<b>Щ</b>	
Щеголев П.Б.	52, 97, 100, 110, 111
Щелетов С.В.	73, 115
Щербак А.Н.	82
Щербинин О.Н.	52
<b>Э</b>	
Эльдатов М.Ш.	245
Эльдатов Ш.Ш.	245
Эпштейн И.Л.	224, 286
<b>Ю</b>	
Юров Д.В.	53, 75
Юсупалиев У.	152, 253
<b>Я</b>	
Якимов М.Ю.	252, 258
Яковлев Д.В.	53, 90, 93
Ярцев И.М.	218
Яхин Р.А.	133, 150
Яцухно Д.С.	89
Яшин А.Ю.	52, 111
Яшунин Д.А.	321