

**МАТЕРИАЛЫ
XXVII КОНФЕРЕНЦИИ**

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Москва, НИЯУ МИФИ, 24-25 января 2024 г.

Сборник научных трудов

**Москва
2024**

Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации

Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ»

МАТЕРИАЛЫ
XXVII КОНФЕРЕНЦИИ

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 24-25 января 2024 г.

Сборник научных трудов

Москва
2024

ББК 22.333
УДК 533.9 (06)
В 40

Материалы XXVII конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, 24-25 января 2024 г.: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2024. – 151 с.

Сборник содержит материалы докладов, представленных на ежегодно проводимую в НИЯУ МИФИ 27-ю конференцию по взаимодействию плазмы с поверхностью. Тематика конференции охватывает экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия плазмы с поверхностью в установках управляемого термоядерного синтеза.

Материалы сборника могут быть полезны научным работникам, аспирантам и студентам в научно-исследовательской, учебно-методической и практической работе.

Аннотации докладов, входящих в сборник, опубликованы в авторской редакции при минимальной редакционной правке.

Материалы получены до 24 января 2024 г.

Редакционная коллегия:

Ю.М. Гаспарян

Д.Н. Синельников

М.В. Гришаев (ответственный редактор)

© Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
2024

ISBN 978-5-7262-3031-3

Программа 27-ой конференции
«ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ»

Заседание №1

Среда, 24 января _____ начало в 10.00

Председатели – Ю.М. Гаспарян

9.45 – 10.00	Открытие первого дня конференции
10.00 – 10.25	<u>Д.Б. Беграмбеков</u> , А.А. Айрапетов, А.В. Грунин, С.С. Довганюк, Я.А. Садовский <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> Карбид бора под воздействием ионно-плазменного облучения
10.25 – 10.50	<u>Д.Н. Химченко</u> <i>Частное учреждение “Проектный центр ИТЭР”</i> Неучтённые эффекты взаимодействия плазмы с первой стенкой и диверторными пластинами при проектировании термоядерного реактора
10.50 – 11.15	В.П. Будаев ^{1,2} ¹ <i>НИИ «Курчатовский институт»</i> ² <i>Национальный исследовательский университет «МЭИ»</i> К вопросу о выборе материалов теплозащитной облицовки внутрикамерных компонентов гибридного термоядерного реактора ДЕМО-ТИН
11.15 – 11.40	<u>А.А. Писарев</u> ¹ , А.В. Вертков ² ¹ <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> ² <i>АО “Ордена Ленина НИКИЭТ им. Н.А. Доллежалы”</i> Смачивание литием металлов, обращенных к плазме
11.40 – 12.00	Кофе-брейк
12.00 – 12.20	<u>Я.А. Васина</u> , В.Б. Лазарев, С.В. Мирнов, А.Н. Щербак, Н.Т. Джигайло, Н.П. Петрова, Ю.В. Петров, П.А. Антонов, А.В. Зорин, А.С. Пришвицын, В.А. Морозов, В.А. Барсуک <i>ГНЦ РФ ТРИНИТИ</i> Ресурсные испытания вертикального литиевого лимитера с внешней подачей лития на токамаке Т-11М
12.20 – 12.40	<u>С.С. Ананьев</u> <i>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва</i> Вопросы согласования вспомогательных систем токамака (откачки, инжекции, обработки газа) с параметрами плазмы и процессами взаимодействия плазмы с поверхностью

12.40 – 13.00	<p><u>И.И. Архипов</u>^{1,2}, С.А. Грашин¹, А.В. Лукашевич³ ¹НИИЦ «Курчатовский Институт», Москва ²ИФХЭ им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва ³Национальный исследовательский университет «МЭИ»</p> <p>Образование углеродных пленок при подготовке токамака Т-15МД к проведению рабочих разрядов</p>
13.00 – 13.20	<p><u>С.А. Крат</u>, А.С. Пришвицын, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</p> <p>Изотопный эффект в накоплении водорода в осаждённых из плазмы вольфрамовых слоях</p>
13.20 – 14.20	Обед

Председатели – А.А. Писарев, С.А. Крат

14.20 – 14.40	<p><u>П.Ю. Пискарев</u>¹, А.А. Герваш¹, Д.А. Глазунов¹, Е.В. Окунева¹, С.В. Бобров¹, Р.В. Рулев¹, В.В. Рузанов¹, И.В. Мазуль¹, В.А. Васильев¹, Д.В. Лянзберг¹, А.В. Лапин¹, А.Б. Путрик² ¹АО «НИИЭФА» ²Частное учреждение «Проектный центр ИТЭР»</p> <p>Высоконагруженные панели первой стенки ИТЭР: от малых макетов до полномасштабного прототипа</p>
14.40 – 15.00	<p><u>О.В. Огородникова</u>^{1,2}, З.Р. Арутюнян¹, А.С. Умеренкова¹, А.А. Никитин^{1,2}, С.В. Рогожкин^{1,2}, Ю.М. Гаспарян¹, Э. Сал^{3,4}, К. Гарсия-Розалес^{3,4} ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» ³СЕИТ-Баскский научно-технический альянс ⁴Университет штата Ифарра, Те Ифнун</p> <p>Захват дейтерия в радиационные дефекты в W и W-Cr-Y</p>
15.00 – 15.20	<p><u>В.Л. Буховец</u>^{1*}, А.Е. Городецкий¹, Р.Х. Залавутдинов¹, А.Г. Раздобарин², И.Б. Терещенко², Е.Е. Мухин² ¹Институт физической химии и электрохимии им. А. Н. Фрумкина РАН ²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН</p> <p>Адгезионная прочность защитной пленки макетов диагностических зеркал в условиях аварийных ситуаций в ИТЭР</p>
15.20 – 15.40	<p><u>А.Н. Зиновьев</u>, П.Ю. Бабенко, В.С. Михайлов Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН</p> <p>Пороги распыления при ионной бомбардировке</p>

15.40 – 16.00	<p><u>С.Н. Томилов</u>, М.Н. Свириденко, Ю.С. Стребков АО «НИКИЭТ» Разработка и изготовление полномасштабного прототипа несущей конструкции первой стенки ИТЭР</p>
16.00 – 16.20	Кофе-брейк
16.20 – 16.35	<p><u>С.А. Козлов</u>¹, М.Н. Свириденко¹, И.И. Поддубный¹, С.Э. Хомяков¹, А.Б. Путрик² ¹АО «НИКИЭТ» ²Частное учреждение «ИТЭР-центр» Результаты квалификации электрических соединителей бланкета ИТЭР</p>
16.35 – 16.50	<p><u>Р.И. Хуснутдинов</u>^{1,2}, Н.Е. Ефимов¹, Ю.М. Гаспарян¹, А.Б. Кукушкин^{1,2} ¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» ²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Применение баллистической модели VM1D2V для оценки распыления материала первой стенки термоядерной установки</p>
16.50 – 17.05	<p><u>В.С. Михайлов</u>, П.Ю. Бабенко, А.П. Шергин, А.Н. Зиновьев Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН Распыление стенки из бериллия и вольфрама быстрыми атомами D и T в токамаке ИТЭР</p>
17.05 – 17.20	<p><u>В.В. Кулагин</u>, Ю.М. Гаспарян Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Моделирование накопления дейтерия в вольфраме при облучении импульсно-периодическими плазменными потоками</p>
17.20 – 17.35	<p><u>В.А. Иванов</u>, М.Е. Кобышев, Т.И. Камолова, А.А. Дорофеев, С.Н. Сатунин Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН Расчет электрического поля на поверхности электрода с диэлектрической пленкой в плазме</p>
17.35 – 18.00	Дискуссия
18.00	Welcome together в корпусе 33

Четверг, 25 января

начало в 10.00

Председатели – Ю. М. Гаспарян, Я.А. Садовский

9.50 – 10.00	Открытие второго дня
10.00 – 10.20	<u>О.С. Медведев</u> ^{1,2} , <u>А.Г. Раздобарин</u> ^{1,3} , <u>Е.В. Смирнова</u> ^{1,3} , <u>Д.И. Елец</u> ^{1,2,3} , <u>Л.А. Снигирев</u> ¹ , <u>А.Н. Новохацкий</u> ¹ ¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе ² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ³ Санкт-Петербургский государственный университет Лазерная диагностика изотопного состава углеводородных осаждений на элементах первой стенки токамака Глобус-М2
10.20 – 10.35	<u>Е.Д. Вовченко</u> , Ю.М. Гаспарян, М.В. Гришаев, Н.Е. Ефимов, Д.Н. Синельников Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ” Развитие LIBS для анализа состава поверхности первой стенки
10.35 – 10.50	<u>П.С. Прусаченко</u> ¹ , <u>А.Ф. Гурбич</u> ¹ , <u>Т.Л. Бобровский</u> ¹ , <u>М.В. Боховко</u> ² ¹ Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, ² АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» Возможности и опыт применения методов ядерного микроанализа в АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» для исследования материалов первой стенки
10.50 – 11.05	<u>А.А. Степаненко</u> , Ю.М. Гаспарян Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Эффекты размерности при анализе данных лазерной термодесорбционной диагностики
11.05 – 11.20	<u>Л.А. Варшавчик</u> , В.А. Бочарников, Е.А. Старовойтов, Д.Д. Галицын, С.А. Никитенко, Е.Е. Мухин Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН Модели расчета самосогласованного электрического поля в емкостном ВЧ разряде
11.20 – 11.35	<u>В.В. Кулагин</u> ^{1,2} , М.М. Цвентух ¹ ¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН), Москва ² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва Взаимодействие плазмы со слоями нановолокон вольфрама
11.35 – 11.55	Кофе-брейк

11.55 – 12.15	<p><u>В.В. Углов</u>^{1,2}, В.А. Скуратов³, И.А. Иванов⁴, И.В. Сафронов¹, К. Джин⁵, А.Е. Курахмедов⁴, Б.С. Аманжулов⁴, М.В. Колобердин⁴ 1 <i>Белорусский государственный университет, Минск</i> 2 <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> 3 <i>Объединённый институт ядерных исследований, Дубна</i> 4 <i>Институт ядерной физики, Алматы</i> 5 <i>Пекинский технологический институт</i></p> <p>Всегда ли эффективна стратегия многокомпонентного концентрированного сплава в подавлении радиационного распухания: сравнение HfNbTiZr и V-4Cr-4Ti</p>
12.15 – 12.30	<p><u>В.И. Шиманский</u>¹, А.С. Довгалюк¹, В.В. Углов¹, В.М. Асташинский², А.М. Кузьмицкий² 1 <i>Белорусский государственный университет, г. Минск</i> 2 <i>Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси, г. Минск</i></p> <p>Формирование сплавов на основе вольфрама с помощью импульсного воздействия компрессионными плазменными потоками</p>
12.30 – 12.45	<p><u>Н.Н. Черенда</u>¹, Д.А. Бронюк¹, В.М. Асташинский², А.М. Кузьмицкий² 1 <i>Белорусский государственный университет, г. Минск</i> 2 <i>Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси, г. Минск</i></p> <p>Структура аустенитной стали, подвергнутой воздействию компрессионных плазменных потоков</p>
12.45 – 13.00	<p><u>Н.С. Попов</u>¹, А.Н. Сучков¹, В.О. Кириллова¹, М.Ю. Жарков², А.В. Вертков² 1 <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> 2 <i>АО "Ордена Ленина НИКИЭТ им. Н.А. Доллежалы"</i></p> <p>Разработка композита WFe капиллярно-пористых структур</p>
13.00 – 14.00	Обед

Председатели – Л.Б. Беграмбеков, Д.Н. Синельников

14.00 – 14.15	<p><u>Р.Х. Хисамов</u>¹, Н.Н. Андрианова^{2,3}, А.М. Борисов^{1,3,4}, М.А. Овчинников³, И.И. Мусабиров¹, Р.Р. Тимирязев¹, Р.Р. Мулюков¹ 1 <i>Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа</i> 2 <i>Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва</i> 3 <i>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва</i> 4 <i>Московский государственный технологический университет "СТАНКИН", Москва</i></p> <p>Получение и характеристика обращенных к плазме образцов вольфрама с ультрамелкозернистой структурой</p>
------------------	--

14.15 – 14.30	<p><u>О. Н. Павлов</u>¹, <u>А.В. Лубенченко</u>¹, <u>Д.А. Иванов</u>¹, <u>Д.С. Лукьянцев</u>¹, <u>В.П. Будаев</u>^{1,2}, <u>С.Д. Федорович</u>¹, <u>О.И. Лубенченко</u>¹</p> <p>¹<i>Национальный исследовательский университет «МЭИ»</i> ²<i>НИИ «Курчатовский институт», Москва</i></p> <p>Анализ состава поверхности вольфрамовых образцов после плазменных испытаний</p>
14.30 – 14.45	<p><u>Е.В. Смирнова</u>^{1,3}, <u>О.С. Медведев</u>^{1,2}, <u>А.Г. Раздобарин</u>^{1,3}, <u>Д.И. Елец</u>^{1,2,3}, <u>Л.А. Снигирев</u>^{1,3}, <u>А.А. Левин</u>¹</p> <p>¹<i>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург</i> ²<i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва</i> ³<i>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург</i></p> <p>Структура плёнок вольфрама при лазерном осаждении в атмосфере дейтерия</p>
14.45 – 15.00	<p><u>А.С. Умеренкова</u>, <u>З.Р. Арутюнян</u>, <u>Ю.М. Гаспарян</u>, <u>В.С. Ефимов</u>, <u>О.В. Огородникова</u>, <u>Н. Остойич</u></p> <p><i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i></p> <p>Влияние энергии ионов на замещение изотопов гелия в вольфраме</p>
15.00 – 15.15	<p><u>Л.Г. Лобанова</u>, <u>В.П. Афанасьев</u></p> <p><i>Национальный исследовательский университет «МЭИ»</i></p> <p>Полные коэффициенты отражения энергии и частиц от слоисто-неоднородных мишеней</p>
15.15 – 15.30	<p><u>В.П. Афанасьев</u>, <u>В.П. Будаев</u>, <u>Л.Г. Лобанова</u>, <u>М.А. Семенов – Шефов</u>, <u>С.Д. Федорович</u></p> <p><i>Национальный исследовательский университет «МЭИ»</i></p> <p>Анализ образцов МПГ-8, обработанных плазмой, методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии</p>
15.30 – 15.45	<p><u>Н.Н. Андрианова</u>^{1,2}, <u>А.М. Борисов</u>^{1,2,3}, <u>Е.А. Воробьева</u>¹, <u>М.А. Овчинников</u>¹, <u>В.В. Слепцов</u>², <u>Р.А. Цырклов</u>²</p> <p>¹<i>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва</i> ²<i>«Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет)» Москва</i> ³<i>Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», Москва</i></p> <p>Эффекты слоистой структуры графита при высоких флюенсах облучения ионами гелия с энергией 30 кэВ</p>
15.45 – 16.00	<p><u>Е.Д. Федулаев</u>^{1,2}, <u>И.М. Позняк</u>^{1,2}, <u>В.А. Барсук</u>¹, <u>Д.А. Топорков</u>^{1,2}, <u>В.Ю. Цыбенко</u>^{1,2}, <u>З.И. Новоселова</u>^{1,2}, <u>Е.З. Бирюлин</u>^{1,2}, <u>И.А. Алябьев</u>^{1,2}, <u>В.С. Ефимов</u>³</p> <p>¹<i>ГНЦ РФ ТРИНИТИ</i> ²<i>НИУ МФТИ</i> ³<i>НИЯУ «МИФИ»</i></p> <p>Захват дейтерия в вольфрам при воздействии мощных потоков плазмы на установке МКТ</p>

16.00 – 16.20	Кофе-брейк
16.20 – 16.35	Л.Б. Беграмбеков, <u>Н.А. Пунтаков</u> , А.В. Грунин <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> Воздействие ионного облучения на пиролитический графит и углеродные волокна
16.35 – 16.50	<u>Ю.И. Литвиненко</u> , К.М. Гуртов <i>ГНЦ РФ ТРИНИТИ</i> Численное моделирование влияния эрозии электродов на параметры плазменного двигателя на основе КСПУ
16.50 – 17.05	<u>Е.Н. Станкевич</u> , А.М. Захаров, Л.Б. Беграмбеков <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> Воздействие плазмы и электрического поля на ансамбль микроскопических частиц бора
17.05 – 17.20	В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, Н.С. Семенов, <u>А.О. Коковин</u> <i>ФГБУН Институт сильноточной электроники СО РАН</i> Новый электрополевой механизм расширения катодной плазмы на стадии пробоя вакуумного промежутка
17.20 – 17.35	<u>М.С. Кукушкина</u> ^{1,2} , А.В. Казиев ² , Д.В. Колодко ^{1,2,3} , М.М. Харьков ² , И.Г. Рыкунов ^{1,2} , М.М. Цвентух ¹ ¹ <i>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН), Москва</i> ² <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва</i> ³ <i>Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук</i> Экспериментальные наблюдения спонтанного инициирования импульсов дуговых разрядов при взаимодействии гелиевой плазмы со слоями вольфрамовых нановолокон
17.35 – 17.50	<u>Г.С. Ломоносов</u> ^{1*} , М.М. Харьков ¹ , Д.В. Колодко ¹ , М.С. Новиков ¹ , А.В. Казиев ¹ , О.В. Огородникова ¹ ¹ <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Российская Федерация</i> Исследование состава ионных потоков из плазмы магнетронного разряда в среде смесей He/H₂
17.50 – 18.00	Закрытие конференции

Л.Н. ХИМЧЕНКО

Частное учреждение “Проектный центр ИТЭР”, Москва.

l.khimchenko@iterrf.ru

НЕУЧТЁННЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ПЕРВОЙ СТЕНКОЙ И ДИВЕРТОРНЫМИ ПЛАСТИНАМИ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА.

Начиная с середины 2022 года в проекте ИТЭР произошли и происходят фундаментальные изменения. Одно из них - предложение заменить бериллиевую облицовку Первой стенки на вольфрамовую. Это «открыло» проблему дополнительных потерь энергии из центральных областей и привело к необходимости резко нарастить мощность дополнительного нагрева и изменить структуру нагрева плазмы. Что, в свою очередь, привело к пересмотру последовательности получения режимов и выхода на DT реакцию, к пересмотру необходимых диагностик и сроков поставки оборудования.

Также, такое сильное изменение проекта привело к дискуссии о том, достигнет ли ИТЭР заявленных целей с вольфрамовой облицовкой? И естественно, в дискуссии из «тени» вышло несколько эффектов при взаимодействии плазмы с материалами первой стенки и дивертора, которые были известны, но по различным причинам не использовались в проекте ИТЭР. Но которые могут оказать сильное влияние на заявленные цели. В докладе представлены такие экспериментально обоснованные эффекты:

Неамбиполярность стока плазмы на Первую стенку и диверторные пластины, которая приводит к перегреву диверторных пластин и усиленному поступлению примесей в разряд со стенки.

При моделировании энергобаланса [1] во всех термоядерных установках принимается амбиполярный сток плазмы на контактирующие материалы, что является лишь первым приближением. Известны эффекты перегрева лимитеров при термоэмиссии, “Carbon bloom” [2] и “Hot spot” - при локальном перегреве материала. Они возникают при сильном дугообразовании [3] и термоэмиссии, когда дополнительный поток холодных электронов в плазму компенсируется потоком горячих электронов из плазмы на поверхность, принося дополнительный тепловой поток. Т.е. при моделировании стока энергии на поверхность используется монотонное распределение плазменных параметров, без учёта статистически распределённых локальных параметров перегрева поверхности. Которые могут привести значительный тепловой поток дополнительно.

Эктонный механизм при т.н. взрывной эмиссии (термоэмиссии), который приводит к поступлению в плазму перегретых микрокапель материала и сопутствующего потока термоэлектронов, приводящих к перегреву поверхности материала.

В вакуумном разряде, при электрических полях порядка 1 МВ/м, была открыта т.н. взрывная электронная эмиссия – ВЭЭ. В таком режиме на поверхности возникает мощное искрообразование, приводящее к сильной эрозии поверхности. В плазме термоядерного реактора это явление можем происходить повсеместно, т.к. электрические поля в «дебаевском» потенциале имеют такую же величину [4]. Множественные события искрообразования приводят к плотному потоку («дождю») расплавленных микрокапель металла с поверхности вольфрама в объем и образованию на поверхности тонкого слоя расплава. Т.к. в этом явлении материал микрокапли разогревается примерно до 20 тыс. град.С, то термоэмиссионный поток с поверхности материала, при соблюдении квазинейтральности, может привести к сильному перегреву поверхности материала. На такой поверхности возникают условия для генерации дуг и искр. Основной причиной искрообразования могут быть турбулентные электрические поля в плазме над поверхностью и градиентные профили потенциала над неоднородной поверхностью. В стандартном моделировании ТЯР принимается λ_q – длина спада продольного стока энергии в SOL. Но механизм взрывной электронной эмиссии может быть причиной подвода энергии и прогрева лимитера на большую глубину внутри SOL, по сравнению с λ_q [5]. Эктонный механизм образования микрокапель может привести к усилению потока вольфрама в SOL и центральную плазму. При генерации эмиссионного электронного тока J расплавленный металл движется под действием лоренцевской силы $\sim J \times B$ в магнитном поле B . Также, увеличенный поток вольфрама в плазму дивертора может привести либо к экранировке диверторных пластин от потока тепла либо, к дополнительному разогреву возвращающимися на пластины многозарядными ионами вольфрама. Особенность этого механизма, в отличие от локального дугообразования, в статистически равномерном потоке термоэмиссионных электронов в плазму, а так же в возможности получить больший дополнительный тепловой поток на поверхность материала.

Поглощение изотопов водорода, и в частности - трития, продуктами осаждения распылённых примесей, прошедших через плазму.

Процессы для материалов, контактирующих с плазмой, можно разбить на элементарные процессы – *распыление, прохождение через плазму и*

осаждение.

- *Распыление* материала происходит с сохранением кристаллической структуры распылённой поверхности. При моделировании распыления предполагается, что распылённые атомы не осаживаются на эту поверхность. Поэтому традиционно используются данные J.Roth по поглощению трития кристаллической структурой распыляемой первой стенки.

- Но, при *прохождении через плазму и осаждении*, при моделировании, не учитывается, что при нейтрализации атомы могут сохранять возбуждённое, метастабильное, состояние. И при определённых параметрах плазмы могут возникать т.н. ридберговские атомы, имеющие значительное время жизни. Из-за увеличенного размера они не могут «встроиться» в кристаллическую решётку и, поэтому, на поверхности агломерируют в плёнки и пыль, имеющие, как правило, фрактальную структуру. Благодаря эффекту «поверхностного натяжения» атомы собираются в кластеры, своеобразные молекулы, с числом в 10-50 тыс. атомов. Такие структуры, встречающиеся на многих токамаках, обладает большой сорбционной поверхностью, что может привести к сильному поглощению трития.

Работа выполнена по государственному контракту с ГК «Росатом» от 18.01.2023 № Н.4а.241.19.23.1014.

Литература

- [1] A.S. Kukushkin, H.D. Pacher, G.W. Pacher, G. Janeschitz, D. Coster, A. Loarte and D. Reit, “Scaling laws for edge plasma parameters in ITER from two-dimensional edge modelling” Nuclear Fusion, 2003, v.43, No.8
- [2] M. Ulrickson, “A review of carbon blooms on JET and TFTR”, JNM, v.176–177, 03.12.1990, Pages 44-50
- [3] A.V. Nedospasov, Soviet Physics Uspekhi, 1987, vol. 30(7), p. 620—627.
- [4] M.M. Tsventoukh “Plasma parameters of the cathode spot explosive electron emission cell obtained from the model of liquid-metal jet tearing and electrical explosion”, Physics of plasmas, 25, 053504 (2018)
- [3] L. Khimchenko, V. Budaev. “The Impact of Nonambipolar Energy Flow on Plasma Facing Materials Erosion and Forecast for ITER”, IAEA Third Technical Meeting on Divertor Concepts, 4-7 November 2019, Vienna, Austria
- [5] В.П.Будаев, Л.Н.Химченко, С.А.Грашин, А.В.Карпов. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т.42, № 1, с.51.

В.П. БУДАЕВ^{1,2},

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

*budaev@mail.ru

К ВОПРОСУ О ВЫБОРЕ МАТЕРИАЛОВ ТЕПЛОЗАЩИТНОЙ ОБЛИЦОВКИ ВНУТРИКАМЕРНЫХ КОМПОНЕНТОВ ГИБРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН

В гибридном термоядерном реакторе-токамаке ТИН (термоядерном источнике нейтронов) взаимодействие горячей плазмы с обращёнными к плазме внутрикамерными компонентами будет приводить к высоким плазменно-тепловым нагрузкам на материальную поверхность. В стационарной стадии разряда такая нагрузка будет неравномерно распределена по поверхности диверторных пластин и теплозащитной облицовки первой стенки (бланкета), см. [1]. Уровень тепловых нагрузок на поверхность будет определяться профилем потока тепла, переносимого продольным потоком частиц плазмы, имеющего максимум вблизи сепаратрисы. Экспериментальные наблюдения в токамаках (JET, AUG, D-III-D, C-MOD и других) показали обратную зависимость ширины максимальной зоны нагрузки от тока плазмы. В токамаках JET и AUG, рис.1, наблюдалась максимальная нагрузка $\sim 5\text{—}7$ МВт/м² в зоне контакта сепаратрисы с диверторными пластинами. Такого уровня нагрузку на графитовую облицовку следует ожидать в токамаке Т-15МД (прототипе термоядерного источника нейтронов ТИН-0) и в гибридном термоядерном реакторе-токамаке ДЕМО-ТИН. При переходных процессах (ЭЛМах, срывах, неустойчивостях вертикального смещения) в токамаках импульсная нагрузка может достигать величины 50 МДж м⁻²с⁻¹ за времена $\sim 0,1\text{—}2$ мс. Такая нагрузка обуславливает использование графита либо тугоплавких материалов (вольфрама, молибдена) для теплозащитной облицовки в зонах максимальной тепловой нагрузки.

В токамаках при очень высокой плазменно-тепловой нагрузке на материалы обращённых к плазме внутрикамерных компонентов наблюдаются множественные эффекты изменения поверхности [1], включая физическую и химическую эрозию и переосаждение эродированных материалов на поверхность, образование трещин различных размеров, плавление и движение расплава по поверхности, неоднородное отверждение расплава и рекристаллизацию, дуговые эффекты [2]. Стоит задача выбора материалов

теплозащитной облицовки внутрикамерных компонентов ДЕМО-ТИН на основе анализа экспериментов на токамаках и результатов планируемых испытаний кандидатных материалов.

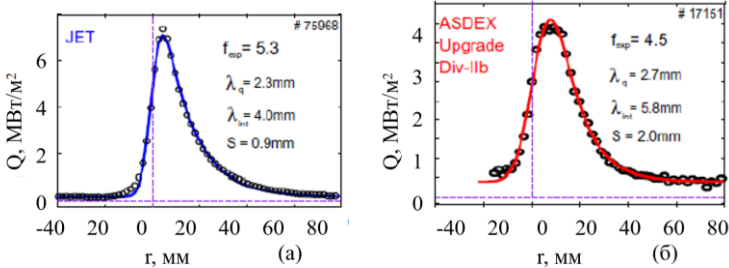


Рисунок 1 — Плазменно-тепловая нагрузка в (а) JET и (б) AUG - радиальная зависимость от расстояния r до сепаратрисы

Вольфрам W использовался на многих токамаках для облицовки дивертора и первой стенки [1]. Результаты экспериментов выявили эффекты значительной эрозии, плавления и растрескивания в зонах максимальной плазменной нагрузки. Такие эффекты наблюдались как на крупных токамаках, так и на токамаках среднего масштаба, например, в Т-10, см. рис. 2. Специальные испытания вольфрама мощными плазменными и пучковыми нагрузками в плазменных и пучковых установках, в том числе, по программе испытаний для ИТЭР, показали серьёзную деградацию поверхности [1], включая охрупчивание после термоциклических нагрузок уровня ЭЛМов, крупномасштабное растрескивание, рекристаллизацию и ухудшение механических свойств.

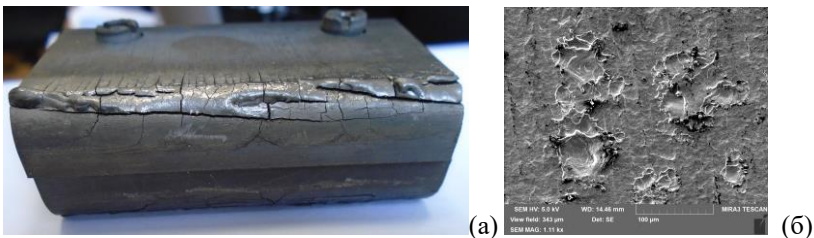


Рисунок 2 — Вольфрамовая пластина полоидальной диафрагмы на внутреннем обводе в токамаке Т-10 после экспериментальной кампании: (а) плавление, растрескивание и эрозия, (б) дуговые кратеры

Кроме проблем разрушения и эрозии вольфрама, поступление в плазму вольфрама в результате эрозии приводит к накоплению в плазменном разряде примесей в виде ионов вольфрама (в реакторе - с зарядовым состоянием до 20 и более) с последствиями повышенных радиационных потерь, что значительно ухудшает характеристики горячей плазмы, вызывая риск недостижения термоядерных параметров и эффективности реактора. Необходим критический анализ использования W в ДЕМО-ТИН.

Графит использовался во многих токамаках и показал высокие теплофизические характеристики и достижение высоких параметров плазмы, в том числе в D-T экспериментах на TFTR и JET. Преимуществом в сравнении с тугоплавкими металлами (в т.ч., с вольфрамом) является малое зарядовое число ионов углерода при его попадании в разряд при эрозии. При высоких плазменных нагрузках наблюдается растрескивание графита, рис.3а. Проблемным фактором является рост высокопористых слоев при переосаждении эродированного углерода, в т.ч. в виде углеводородов, рис. 3б, [3], что требует развития технологий очистки от таких плёнок камеры реактора ДЕМО-ТИН и разработки режимов эксплуатации токамака при высокой сорбционной способности графита в условиях формирования на его поверхности пористой структуры.



Рисунок 3 – Графитовая пластина полоидальной диафрагмы на внутреннем обводе в токамаке T-10 после экспериментальной кампании: (а) растрескивание, эрозия и дуговые трэки, (б) осаждённые углеводородные плёнки

Жидкометаллические компоненты (капиллярно-пористые системы КПС на основе лития, олова, а также иные системы) испытаны в токамаках и плазменных установках, выявлены как их преимущества в сравнении с твердотельными, так и негативные эффекты. Испытания КПС в молибденовом и в стальном модуле в стационарном плазменном разряде с нагрузками до 1 МВт/м^2 показали стойкость к длительным умеренным

нагрузкам как литиевых КПС, так и оловянных КПС, рис.4, [4]. Длительное использование литиевых КПС (в токамаках и плазменных симуляторах дивертора) выявили проблемы накопления сформированных из эродированного лития в камере осадков из литиевых соединений (карбонатов лития) в виде пористых плёнок и слоёв, что требует развития технологий их удаления для будущих реакторных применений.

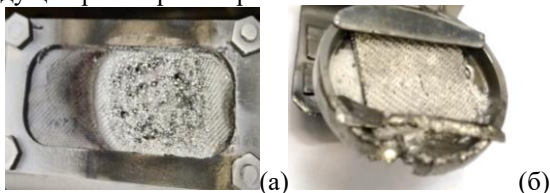


Рисунок 4 – Жидкометаллические капиллярно пористые системы после испытаний стационарной плазмой в ПЛМ: (а) литий Li (б) олово Sn

Коллективные эффекты под действием горячей плазмы вызывают значительное изменение структуры поверхности материала, приводя к стохастической кластеризации слоёв на поверхности на масштабах от десятков нанометров до сотен микрометров, образуя шероховатость поверхности с чрезвычайно высокой удельной площадью [5]. Такие микро- и наноструктурные слои изменяют условия накопления рабочего газа, термоэлектронной эмиссии, при разрушении становятся источником наноразмерной пыли, критически влияют на взаимодействие плазмы с поверхностью, приводя к изменению условий протекания токов из плазмы на поверхность, вызывая нестабильности плазмы, нарушение баланса потоков частиц в периферийной плазме, нарушение условий неамбиполярной диффузии.

Для обоснования применения графита, вольфрама, молибдена в ДЕМО-ТИН необходимы испытания стационарными и импульсными плазменными, пучковыми, тепловыми нагрузками в токамаках и плазменных установках - симуляторах дивертора.

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» и проекта FSWF-2023-0016 Минобрнауки РФ.

Литература

- [1] Будаев В.П. ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 2015, 38, 5.
- [2] Будаев В.П. и др. ВАНТ, сер. Термоядерный синтез 2019, 42, 1, 51.
- [3] Будаев В.П. и др. ВАНТ, сер. Термоядерный синтез 2008, 3, 34.
- [4] Budaev V.P. et al. NME, 2020,25, 100834.
- [5] Будаев В.П. Письма в ЖЭТФ, 2017, 105, 5.

А.А. ПИСАРЕВ^{1*}, А.В.ВЕРТКОВ²

¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

² АО «Ордена Ленина Научно-исследовательский и конструкторский институт
энерготехники имени Н.А. Доллежалея» (АО НИКИЭТ)
aapisarev@mephi.ru

СМАЧИВАНИЕ ЛИТИЕМ МЕТАЛЛОВ, ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ

Одним из материалов, который рассматривается как материал, обращенный к плазме в установках термоядерного синтеза (УТС), является литий, который имеет ряд замечательных свойств, способствующих улучшению режимов работы УТС. Одно из направлений использования лития в УТС является создание дивертора или лимитера с жидким литием, текущим по поверхности приемной пластины. Принципиальной проблемой при создании таких систем является смачиваемость больших поверхностей металлов жидким литием. В настоящей работе представлен анализ факторов, которые влияют на смачиваемость металлов литием.

Все экспериментальные и расчетные данные свидетельствуют о том, что смачивание литием улучшается при увеличении температуры подложки, например [1-5]. Критический угол смачивания 90° необработанной поверхности металлов достигается при $280-360^\circ\text{C}$. Наименьший угол смачивания у Ni и молибденового сплава TZM, наибольший – у W. Нержавеющая сталь находится в середине этого диапазона.

Смачивание может изменяться даже в процессе экспериментов [5-7]. Это может быть связано с разложением окислов на поверхности металлов.

Улучшение смачивания достигается в результате прогрева подложки и вакуумной камеры [4] для их обезгаживания, что уменьшает вероятность химических реакций лития с газами. После интенсивного прогрева литий может смачивает поверхность сразу после расплавления.

Покрытие поверхности образца литием перед экспериментом кажется наиболее эффективным методом увеличения смачиваемости [3,4,8]. При высокой температуре литий реагирует с окислами на поверхности и кроме того новая порция лития смачивает уже не поверхность подложки, а поверхность лития. Нанесение свежей пленки лития на SS, Mo, TZM, W, Ta перед нанесением капли лития делало поверхность литиефильной при всех температурах, начиная с температуры плавления [3,4]. Расчеты методом молекулярной динамики [8] также показали, что диффузия лития на монослое лития идет быстрее. Очистка поверхности литием при высокой температуре может быть эффективным способом улучшения смачивания.

Покрытие поверхности пленками Au, Ag, Al, ZnO, TiO₂ и Al₂O₃ улучшает смачиваемость всех металлов [1]. Наименьший угол смачивания при покрытии Au. Всего 7 нм золота уменьшает контактный угол со 146° до 51° при 215°С. А 30 нм золота уменьшают его примерно до 15-20°. Невьясненным является вопрос о том, останется ли смачивание прежним после растворения пленки.

Окисление подложки ухудшает смачивание даже в хорошем вакууме [2,3,4,9,10]. Это связывают в том числе с взаимодействием лития с окислом металла с образованием Li₂O [4] на поверхности лития. Хранение образца в плохом вакууме после плазменной очистки [3,10] или после нанесения свежей пленки лития [3,4] приводило к ухудшению смачиваемости. Это связывалось с окислением поверхности. Окисление поверхности SS, Mo, W после обработки лазером на воздухе делало изначально литиефильные при высокой температуре (320 С, 325 С и 360С соответственно) поверхности литиефобными [2]. Образец [9] спеченный искровым методом из порошков вольфрама и циркония, также был сильно окислен и не смачивается литием.

Образование химических соединений на поверхности капли лития ухудшает смачивание [4,3,1,10]. В плохом вакууме ($>10^{-1}$ Pa), особенно в присутствии воды, образуются Li₂O, LiOH, Li₃N и Li₂CO₃ [4]. При высокой температуре и ухудшении вакуума до 3.5×10^{-3} Pa на капле образуется твердая оболочка, которая препятствует смачиванию даже при 400С[4]. Если первоначально литиефильная поверхность лития, нанесенного на подложку, окисляется, то смачиваемость драматически ухудшается, несмотря на хороший вакуум [3,4]. Так в [10] поверхность лития становилась литиефобной даже в вакууме 10^{-6} - 10^{-5} торр при 270°С. Взаимодействие лития с ZnO, Al₂O₃, TiO₂ приводит к образованию Li₂O и ухудшению смачиваемости [1].

Таким образом, взаимодействие лития с оксидами на поверхности с одной стороны улучшает смачиваемость за счет удаления оксидной пленки с поверхности металла, а с другой стороны ухудшает смачиваемость за счет образования твердых соединений лития. Литий с высокой концентрацией примесей хуже раскисляет поверхность.

В [11] исследовали смачивание соединений лития, которые образовывались в результате химических реакций с газами. Критическая температура смачивания поверхности нитрида и оксида лития Li₃N и Li₂O меньше, чем поверхности W, Mo, SS [11]. Критическая температура смачивания Li₂CO₃ - в середине диапазона углов для этих металлов [11].

Обработка Mo, TZM, W, SS, Ta в плазме тлеющего разряда в аргоне или неоне приводит к улучшению смачивания [3,4]. У разных металлов

уменьшение критической температуры смачивания разное. У стали оно маленькое (всего 15°), а у молибдена большое (80°): Влияние чистки связывают с удалением окисного слоя.

Наноразмерное текстурирование ухудшает смачивание [12,2,1]. Волнистая структура с расстоянием между волнами 100-500 нм на поверхности SS, Mo, W имеет худшую смачиваемость [2,12]. Критическая температура на SS и Mo и увеличилась на 83°С и на 77°С в [12], а все поверхности, обработанные лазером в [2] оказались литиефобны во всем диапазоне температур. Угол смачивания увеличивается с уменьшением периода между волнами нанометровых размеров. Смачиваемость поверхности никелевой пены с размерами пор примерно 500 мкм [1] хуже, чем гладкой поверхности никеля. Невьясненным, однако, является вопрос о том, связано ли это с текстурированием или окислением поверхности.

Микроразмерное текстурирование улучшает смачивание [4,10,9]. Канавки поперечными размерами порядка единиц -десятков мкм способствуют растеканию жидкого лития вдоль них за счет капиллярных сил. В [4] на поверхности SS316L с помощью лазера делали сетку желобков (50 мкм в ширину, 100 мкм в глубину и интервалом 120 мкм) в двух перпендикулярных направлениях. Хорошая смачиваемость достигалась сразу после температуры плавления (90° при 200°С и 35° при 325°С). В экспериментах по течению лития создание канавок микрометровых размеров поперек направления течения [9] способствовало более равномерному в поперечном направлении течению лития. Смачиванию способствует пористая поверхность. Перколяция лития в пористый вольфрам (плотность 70% поры 1 – 5 мкм) происходит быстро при всех температурах 250°С - 375°С в условия вакуума 10^{-6} - 10^{-5} торр без всякой очистки [10]. В противоположность [10], эксперименты [9] с пористым образцом, спеченным из порошков вольфрама и циркония, показали, что образец не смачивается литием в вакууме $(1-5) \times 10^{-7}$ торр даже после облучения ионами Ar, и это объяснялось окислением при спекании. Роль желобков и пористой поверхности связана с капиллярным эффектом в них, который был продемонстрирован в экспериментах по поднятию лития из расплава по поверхности образца [13,6]. В [13] использовались пластины SS316L и TZM с желобками порядка 25 мкм, а в [6] использовался образец вспененного молибдена (поры до 500 мкм, доля пор 80% объема).

Коррозия металла приводит к загрязнению капли лития, что ухудшает смачиваемость [4]. В [4] показано, что при контакте лития с нержавеющей сталью при 330°С×1320 часов литий взаимодействует с Cr₂O₃, а оставшийся

хром растворяется в литии и образуется карбид хрома Cr_xC_y .

Для улучшения равномерности смачивания поверхности текущим слоем жидкого лития предпринимались различные меры [14,15,9]. В [15] поверхность лимитера EAST предварительно смачивалась литием в камере загрузки при 500°C . В [14] на EAST поверхность лимитера имела горизонтальную микрокапиллярную структуру. Перед пуском лития пластина прогревалась 12 часов при 400°C и потом обрабатывалась в тлеющем разряде. В [9] анализировалось влияние температуры подложки, прогрева, текстурирования поверхности, покрытия литием. Хороший результат показала гравировка желобков изогнутой дугообразной форма поперек направления течения с размерами порядка мкм, так что на краях пластины желобки находились под углом к направлению течения. Принимались меры по предотвращению химических реакций с литием и по очистке лития от твердых продуктов реакции. Вся система прогревалась и поддерживалась при 350°C во время экспериментов. Пластина в [9] поддерживалась при $350^\circ\text{C} \pm 1^\circ\text{C}$, то есть выше температура смачивания необработанной поверхности. Для обеспечения смачиваемости при низком потоке лития, проводилось пять предварительных пусков лития при повышенной температуре и повышенном потоке лития, после чего температура и поток лития понижались до рабочих величин. В результате этих процедур литий смочил 97.32% поверхности [9]. Это можно объяснить очисткой поверхности стали во время предварительных пусков. После выдержки 20 дней после первой серии экспериментов [9] пластина окислилась и степень покрытия снизилась до 84%, примерно как на EAST.

Из описанных в литературе экспериментов можно сделать вывод, что для обеспечения равномерности смачивания и течения лития полезным может быть следующее

- Предварительный прогрев всей системы для обезгаживания при $300\text{-}400^\circ\text{C}$
- Поддержка высокого вакуума ($<10^{-6}$ мбар)
- Очистка поверхности пластины в разряде перед нанесением лития (в аргоне и водороде для травления и раскисления)
- Покрытие поверхности пластины литиефильными металлами (несколько нм Au, Ni,...)
- Микротекстурирование поверхности с характерными размерами 10-100 мкм (желобки, пористый верхний слой, КПС)
- Покрытие поверхности пластины литием перед пуском лития

- Тренировочные пуски лития при повышенной температуре и повышенном потоке лития перед рабочими пусками.
- Очистка лития и установка фильтров для твердых осадков в литиевой петле

Литература

- [1] J. Wang, H. Wang, J. Xie, et al, Energy Storage Materials 14 (2018) 345–350,
- [2] S. Hammouti, B. Holybee, M. Christenson, et al. J. of Nucl. Mater. 508 (2018) 237-248,
- [3] P. Fifiis, A. Press, W. Xu, et al., Fusion Engineering and Design 89 (2014) 2827–2832,
- [4] G.Z. Zuo, J. Ren, X.C. Meng, et al, Fusion Engineering and Design 137 (2018) 420–426,
- [5] C.C. Addison, The Chemistry of the Liquid Alkali Metals, John Wiley & Sons Ltd., New York, 1984.
- [6] M.A. Jaworski, C.Y. Lau, D.J. Singh, et al. J. of Nucl. Mater. 378 (2008) 105–109 ,
- [7] C. López Pérez, T. Marchhart, A. Marin, et al. Nuclear Materials and Energy 37 (2023) 101525,
- [8] S. Xu, X. Fan, C. Gu, et al., J. of Nucl. Mater. 539 (2020) 152345,
- [9] J.-C. Yang, B.-Q. Liu, Y.-F. Huang, et.al., Fusion Engineering and Design 189 (2023) 113489,
- [10] A. Kapat, J.P. Allain, F. Bedoya, K.B. Woller, Fusion Engineering and Design 178 (2022) 113087,
- [11] S.A.Krat, A.S.Popkov, Yu.M.Gasparyan, et. al., Fusion Engineering and Design 117 (2017) 188-203,
- [12] M. Szott, P. Fifiis, K. Kalathiparambil, et al. 2015 IEEE 26th Symposium on Fusion Engineering (SOFE) (2015).
- [13] T.F. Lin, T.A. Palmer, K.C. Meinert, et al., J. of Nucl. Mater. 433 (2013) 55–65,
- [14] G. Zuo, J. Hu, R. Maingi, et. al., Nucl. Fusion 59 (1) (2018), 016009.
- [15] J.S. Hu, G.Z. Zuo, J. Ren, et. Al., Nucl. Fusion 56 (2016) 046011

Я.А. ВАСИНА^{1*}, В.Б. ЛАЗАРЕВ¹, С.В. МИРНОВ¹, А.Н. ЩЕРБАК¹,
Н.Т. ДЖИГАЙЛО¹, Н.П. ПЕТРОВА¹, Ю.В. Петров¹, П.А. АНТОНОВ¹,
А.В. ЗОРИН¹, А.С. ПРИШВИЦЫН¹, В.А. МОРОЗОВ¹, В.А. БАРСУК¹

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва

*ian.vasina@yandex.ru

РЕСУРСНЫЕ ИСПЫТАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЛИТИЕВОГО ЛИМИТЕРА С ВНЕШНЕЙ ПОДАЧЕЙ ЛИТИЯ НА ТОКАМАКЕ Т-11М

В настоящее время, по мере развития исследований по магнитному УТС и особенно в связи с работами по проекту ИТЭР становится ясно, что защита первой стенки камеры и внутрикамерных элементов токамака от распыления и эрозии при длительном взаимодействии с высокотемпературной плазмой является одной из основных проблем при создании токамака-реактора. Применение твердых материалов с низким зарядом ядра Z таких как, например, бериллий, карбид бора или даже графит вполне допустимо для экспериментальных установок УТС, но при переходе к коммерческому, экономически выгодному токамаку-реактору становятся неприемлемым. Альтернативой является использование жидких металлов как возобновляемой защиты материалов первой стенки [1, 2].

Наиболее изученным жидким материалом из применяемых в термоядерных исследованиях является литий. Коллектив токамака Т-11М обладает уникальным опытом и компетенциями в области применения технологий жидкого лития. Главной целью литиевой программы токамака Т-11М является решение технологических проблем, возникающих при создании стационарного токамака с обращенными к плазме компонентами из жидкого лития. Главная технологическая задача, решаемая в рамках этой программы – обеспечение квазистационарного контура циркуляции лития вблизи границы плазменного шнура. Данный контур включает в себя нагретый (300-700°C) литиевый эмиттер, и более холодный (с температурой не более 200-350°C) коллектор лития.

Такой контур позволяет защитить внутрикамерные элементы при больших потоках тепла и заряженных частиц за счет эффекта паровой экранировки и некоронального излучения лития в SOL. Литий, собранный коллектором, выводится из камеры вместе с ним при разгерметизации установки. То есть, такая конструкция перестает быть полностью замкнутой (становится полузамкнутой), так как часть лития выводится из камеры. Основным местом накопления остается сильфонная стенка. Накопление таких осажденных слоев лития может приводить, во-первых, к неконтролируемому захвату водорода и

его выходу в процессе разряда, а также появляется возможность попадания части пленки (отшелушивание) в разряд, что может привести к срыву плазмы.

Литий – химически активный элемент и легко взаимодействует с атмосферными газами (кислородом, парами воды). Это создает технологические сложности при использовании литиевых лимитеров, так как все работы с ними нужно проводить без их контакта с атмосферой.

Кроме того, возникает необходимость стабилизировать поверхность жидкого лития в магнитном поле токамака. Одним из способов является использование капиллярно-пористых структур (КПС).

Уникальный опыт (более 20 лет) сотрудников АО "НИКИЭТ" (ранее АО «Красная Звезда») в области работы с жидкометаллическими элементами установок позволил разработать лимитеры токамака на основе КПС. В частности, в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» совместно с ранее АО "НИКИЭТ" были разработаны различные варианты литиевых лимитеров. Последним достижением стал эмиттер на основе КПС, дозаправка литием которого осуществляется без разгерметизации камеры токамака [3]. Изготовление и ресурсные испытания данного элемента являются ключевыми для реализации концепции литиевого цикла в токамаке. На данный момент он является основным источником (эмиттером) лития на токамаке Т-11М.

Вертикальный лимитер с внешней подачей лития установлен на токамаке Т-11М в мае 2021 г. За два года работы с лимитером произведено более 4000 разрядов с плазмой и 5 успешных дозаправок жидким литием. Этот 2-х летний период рассматривается как ресурсное испытание вертикального лимитера в действующем токамаке.

Расход лития в вертикальном лимитере определяется как разница между изначально содержащейся в нем массой лития и массой лития в конкретный экспериментальный день, которая, в свою очередь, пропорциональна длине плато на температуре лимитера, наблюдаемом при его нагревании или остывании. Экспериментально определенный расход лития за 4000 рабочих разрядов ($I_p=60\text{кА}$, $V_T=1,2\text{ Тл}$, длительность разряда $t=150\text{-}200\text{мс}$, $n_e=(1\text{-}4)\cdot 10^{19}\text{ м}^{-3}$ мс составил 38 мкг/разряд .

Показано, что вертикальный литиевый лимитер с внешней подачей лития способен работать без дозаправки на протяжении не менее 500 разрядов. При этом основной расход лития (4,2 г.) происходит во время подготовки вакуумной камеры к рабочим режимам при индукционном прогреве стенок (Рисунок 1).

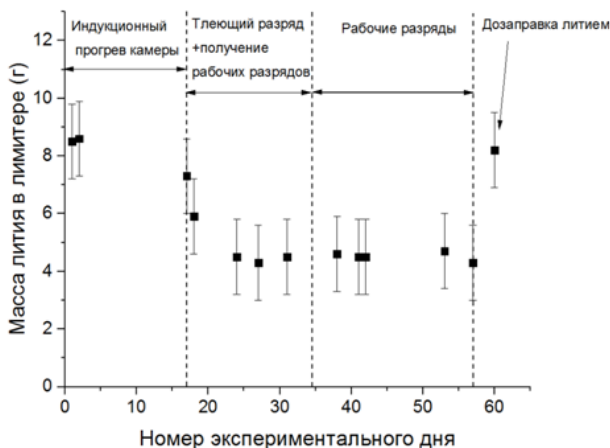


Рисунок 1 – Динамика изменения массы жидкого лития в КПС лимитера

За период проведения ресурсных испытаний поверхность материала КПС не была повреждена, но на ней образуется слой соединений лития со сложным составом. Изучены состав этих соединений (преимущественно Li_2O) и причина его образования. Определены факторы, ограничивающие время эксплуатации литиевого лимитера.

Литература

- [1] S. Mirnov et al. Nucl. Fus. 55 (2015) 123015 11pp.
- [2] Lazarev V B et al Compatibility of the Lithium Capillary Limiter with Plasma in T-11M 1999 26th EPS Conf. on Contr. Fusion Plasma Phys., ECA 231 845.
- [3] Мирнов С.В. и др., Создание и плазменные испытания на токамаке Т-11М действующей модели полузамкнутого контура циркуляции лития для квазистационарного токамака, в сборнике трудов XLIX международной (звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 2022.

С.С. АНАНЬЕВ*

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

**Ananyev_SS@nrcki.ru*

ВОПРОСЫ СОГЛАСОВАНИЯ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ ТОКАМАКА (ОТКАЧКИ, ИНЖЕКЦИИ, ОБРАБОТКИ ГАЗА) С ПАРАМЕТРАМИ ПЛАЗМЫ И ПРОЦЕССАМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Осуществление управляемых реакций термоядерного синтеза предполагает создание физических установок для производства высокоэнергетичных нейтронов и энергии – за счет преобразования кинетической энергии нейтронов или заряженных частиц - продуктов реакции синтеза в электрическую или другие виды энергии. Практически все кандидатные ядерные реакции синтеза предполагают использование изотопов водорода в качестве одного или нескольких компонентов топлива. Тритий будет присутствовать (в качестве компонента топлива и продукта) в реакциях D-T и D-D.

Чтобы обеспечить требуемые параметры плазмы термоядерной установки, необходима вакуумная и магнитная изоляция от окружающей среды, что и обуславливает необходимость стенок (камеры). Диффузия плазмы поперек магнитного поля и перезарядка с нейтральными атомами порождают потоки горячих частиц, как заряженных, так и нейтральных, бомбардирующих стенки камеры. С учетом рециклинга частиц – то есть, многократно повторяющейся последовательности нейтрализации ионов на поверхности и ионизации образующихся нейтралов, поток частиц на стенки установки могут составить до 10^{25} с^{-1} . В стационарном сценарии работы установки может произойти насыщение стенки, при котором обмен частицами между плазмой и стенкой придёт к динамическому равновесию - между потоками частиц из плазмы и потоками частиц, отраженных или десорбированных со стенки. Эти потоки по-разному зависят от параметров как плазмы, так и стенки - при изменении состояния плазмы или стенки можно ожидать нарушения баланса (потоков) в ту или другую сторону и, соответственно, эффективной откачки или газовыделения. Таким образом, стенку можно рассматривать, как бесконечно большой резервуар частиц по сравнению с плазмой: количество частиц, находящихся в равновесии, т.е. поглощаемых стенкой и выделяемых ей на два порядка превышает потоки газовой и топливной инжекции в камеру установки и плазму, которые, в свою очередь, на два-три порядка превышают выгорание топлива в реакции термоядерного синтеза. Данные обстоятельства

показывают существенную сложность контроля плотности плазмы в разряде в условиях обмена частицами между плазмой и стенкой в длительном (стационарном) разряде.

Помимо этого, любая перспективная термоядерная установка или реактор, использующий тритий, потребует тритиевого топливного цикла (далее – ТЦ) [1, 2], способного перерабатывать весь тритий, который не участвовал в реакции термоядерного синтеза (см. выше), выделять тритий и дейтерий (для повторного использования) и удалять примеси, а также обеспечивать разделение дейтерия и трития для выделения компонентов топлива достаточной чистоты и в достаточном качестве для поддержания плазменных операций. Кроме того, термоядерным установкам реакторного масштаба необходимо будет поддерживать самообеспеченность по тритию, генерируя тритий со скоростью, превышающей скорость выгорания и радиоактивного распада. Этот тритий необходимо извлечь из бридеров, очистить и ввести в топливный цикл. Наконец, топливный цикл должен удалять как можно больше трития из всех потоков выхлопных газов, включая потоки газообразных и жидких отходов, чтобы минимизировать воздействие на окружающую среду. Невыполнение этого требования приведет не только к экологическому ущербу, но и к ненужным потерям трития, что повлечет увеличение эксплуатационных расходов.

Дополнительно задачей термоядерного топливного цикла является обеспечение безопасной эксплуатации, минимальной радиационной нагрузки на персонал и окружающую среду, сдерживание трития и общее сокращение запасов изотопов водорода. Последнее влияет на выбор используемых технологий, поскольку требуется минимизация времени пребывания в отдельных системах. Таким образом, оптимизация инфраструктуры установки и выбор кандидатных технологий для сокращения количества трития на установке существенным образом зависят от величины целевых потоков газов и их изотопного состава. В свою очередь, требуемые потоки изотопов и их смесей будут непосредственным образом зависеть от особенностей установки – мощности, размера, механизмов генерации нейтронов, а также параметров плазмы, геометрии внутрикамерных компонентов и используемых материалов.

В докладе обсуждаются факторы, оказывающие ключевое влияние на потоки изотопов водорода в системах откачки и инъекции, а также проектирование инфраструктуры установки – систем обработки и хранения компонентов топлива и вспомогательных газов. Рассматривается подход для оценки величин потоков изотопов водорода в элементах ТЦ согласованно с

параметрами плазмы и процессами взаимодействия плазмы с поверхностью.

Обсуждаемые вопросы и имеют высокую важность в связи с ведущимся в РФ проектированием токамака с реакторными технологиями TRT и стационарной установки для управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием (в рамках федерального проекта 3 «Развитие термоядерных и инновационных плазменных технологий» комплексной программы ГК Росатом «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2030 г.»). Предложенные решения могут быть использованы для проектирования инфраструктуры установок (и согласования этих систем со сценариями плазменного разряда и работы самой установки).

Дальнейшее развитие предложенного подхода с применением более сложных и точных моделей и кодов – предмет будущих работ (в интересах развития направления в РФ), требующих привлечения значительного количества специалистов высокого уровня и создания коллектива. Развитию методов моделирования и их верификации следует уделить значительное внимание, притом на этапе проектирования установки.

Литература

[1] В.Е. Черковец, В.В. Фрунзе, Тритиевые комплексы термоядерных установок с магнитным удержанием, Москва: Троянт, 2019. - 232 с. : ил. - Библиогр.: с. 218-232.

[2] S.S. Ananyev, B.V. Ivanov, and B.V. Kuteev, Analysis of promising technologies of DEMO-FNS fuel cycle, Fusion Eng. Des., 161, 111940 (2020), <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.111940>.

И.И. АРХИПОВ^{1,2*}, С.А. ГРАШИН¹, А.В. ЛУКАШЕВИЧ³

¹НИЦ «Курчатовский Институт», Москва

²ИФХЭ им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва

³НИУ «Московский Энергетический Институт», Москва

[*igor_arkhipov_54@mail.ru](mailto:igor_arkhipov_54@mail.ru)

ОБРАЗОВАНИЕ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ПОДГОТОВКЕ ТОКАМАКА Т-15МД К ПРОВЕДЕНИЮ РАБОЧИХ РАЗРЯДОВ

В рамках подготовки токамака Т-15МД к проведению рабочих плазменных разрядов, исследовано газовыделение из графитовых плиток, которыми будет облицована внутренняя поверхность дивертора и стенок вакуумной камеры установки. Экспериментальное моделирование газовыделения из графита в условиях, сходных с условиями на токамаке, было проведено на электровакуумном стенде Т-15 с начальным давлением не хуже 8×10^{-6} Торр.

Показано, что проведение отжигов в течение нескольких суток при температуре 200-220 °С, позволит удалить из графита и со стенок камеры сорбированные газы и добиться хороших вакуумных условий. Действительно, проведенный в конце 2022 года прогрев камеры токамака Т-15МД с частично установленным защитным графитовым покрытием до температуры 120-140 °С в течение четырех дней, привел к улучшению вакуума в два раза с 8×10^{-6} до 4×10^{-6} Торр [1].

Другим важным методом контроля состояния поверхности перед включением рабочего разряда в токамаке с графитовыми элементами конструкции, является использование тлеющего разряда на Ag, Ne или H₂. Показано, что помимо очистки поверхности от воды и кислорода, такой разряд приводит к осаждению т.н. «мягких» углеводородных пленок, а так же металлов, входящих в состав нержавеющей стали, из которой сделаны стенки вакуумной камеры. Установлены возможные источники и механизмы появления примесей. По нашему мнению, эрозия материалов внутрикамерных элементов конструкции под воздействием униполярных дуг является наиболее вероятной причиной появления углерода, железа и хрома в плазме тлеющего разряда [2].

В данной работе, с помощью собирающих зондов, исследовано распыление и пересаднение материалов первой стенки вакуумной камеры токамака Т-15МД, имеющей графитовую защиту. Показано влияние чистящего тлеющего разряда в H₂, а так же 84 рабочих разрядов длительностью от 20 до 120 мс на образование С-пленок в двух диаметрально

расположенных секторах токамака №5 и №13.

Для изучения морфологии, определения толщины и состава С-пленок использовались растровая электронная микроскопия и энергодисперсионный рентгеновский микроанализ.

В целом, осаждение С-пленок на «лицевой» поверхности зондов в обоих сечениях носит сходный характер. При этом по полоидальному обходу на внешней стороне тора толщина С-пленок несколько меньше, чем на его внутренней стороне. Пленки, обнаруженные в «затененных» областях и щелях, могут быть в несколько раз толще, чем на «лицевой», контактирующей с плазмой, поверхности зондов.

Скорость роста пленок, по-видимому, определяется локальным балансом между процессами осаждения углеводородных молекул и радикалов и эрозией под действием чистящего разряда. Именно распыление пленок во время работы тлеющего разряда, может приводить к тонким пленкам на «лицевой» поверхности зондов и сильному осаждению в «затененных» областях и щелях. Нестабильные рабочие разряды, имеющие суммарную длительность всего несколько секунд, не могут заметно повлиять на образование и рост С-пленок. В то же время, они приводят к появлению углеродных чешуек, пыли и мелких металлических капель в плазме, что фиксируется визуально и с помощью собирающих зондов.

Полученные результаты показали критическую зависимость образования С-пленок на обращенных к плазме элементах конструкции токамака Т-15МД от типа газа, использованного в чистящем разряде (Ar, Ne или H₂), а так же от места (открытое или «затененное») внутри вакуумной камеры.

Литература

[1] Архипов И.И., Грашин С.А., Лукашевич А.В., Диагностика газовыделения графитовых плиток защитной облицовки внутренней стенки вакуумной камеры токамака Т-15МД, XX Всероссийская конференция ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ, Сочи 2023 г., Сборник Тезисов, с. 178-180

[2] Архипов И.И., Грашин С.А., Экспериментальная проверка эффективности удаления примесей с помощью тлеющего разряда на токамаке Т-15МД, XIX Всероссийская конференция ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ, Сочи 2021 г., Сборник Тезисов, с. 225-226

С.А. КРАТ^{1*}, А.С. ПРИШВИЦЫН¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, А.А. ПИСАРЕВ¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

sakrat@mephi.ru

ИЗОТОПНЫЙ ЭФФЕКТ В НАКОПЛЕНИИ ВОДОРОДА В ОСАЖДЁННЫХ ИЗ ПЛАЗМЫ ВОЛЬФРАМОВЫХ СЛОЯХ

Важность изучения накопления водорода в соосаждённых из плазмы металлических слоях во многом обусловлена опасностью избыточного накопления радиоактивного изотопа трития в термоядерных установках, где со-осаждение материалов стенки с частицами рабочего газа – один из основных каналов накопления водорода в установке. Так как эксперименты с использованием трития крайне затруднены технически, опасны и дороги, подавляющее большинство работ в данной области проводится с использованием дейтерия как симулятора трития. При этом предполагается, что накопление трития будет происходить идентично накоплению дейтерия. В связи со сложностью проведения экспериментов с тритием, возможно провести опыты по сравнению свойств трития и дейтерия и сделать некоторые оценки в части трития на основе полученных данных.

В работе сравниваются количественные (общее содержание) и качественные (вид термодесорбционных спектров) характеристики накопления трития и дейтерия в со-осаждённых вольфрамовых слоях, полученных путём магнетронного распыления W мишени плазмой Ar:H_2 , Ar:D_2 , $\text{Ar:H}_2:\text{D}_2$ в соотношениях $\text{H}_2:\text{D}_2=1:3$, $1:1$, $3:1$ при температурах подложки от 380 К до 780 К с шагом 50 К. Полученные плёнки толщиной ~50 нм анализировались in-vacuo по методу термодесорбционной спектроскопии с максимальной температурой анализа 1300 К.

Для плёнок, формируемых с использованием Ar:H_2 плазмы, более характерны дефекты с низкой энергией связи, а для плёнок, формируемых с использованием Ar:D_2 - с более высокой. Для плёнок, сформированных с использованием $\text{Ar:H}_2:\text{D}_2$ смеси, протий преимущественно десорбирует при более низких температурах, чем дейтерий. Путём численного моделирования показано, что разница в энергии связи с одной и той же ловушкой для протия и дейтерия составляет ~ 0.03 эВ. При использовании газовой смеси с отношением $\text{H}_2:\text{D}_2=1:1$, содержание D в полученном слое выше, чем H. При этом при использовании газовых смесей с соотношением $\text{H}_2:\text{D}_2$ 1:3 и 3:1, соотношение изотопов водорода в плёнках было ближе к 1, чем в плазме.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (РНФ) №21-72-10097.

П.Ю. ПИСКАРЕВ^{1*}, А.А. ГЕРВАШ¹, Д.А. ГЛАЗУНОВ¹, Е.В. ОКУНЕВА¹,
С.В. БОБРОВ¹, Р.В. РУЛЕВ¹, В.В. РУЗАНОВ¹, И.В. МАЗУЛЬ¹,
В.А. ВАСИЛЬЕВ¹, Д.В. ЛЯНЗБЕРГ¹, А.В. ЛАПИН¹, А.Б. ПУТРИК²

¹АО «НИИЭФА»

²Частное учреждение «Проектный центр ИТЭР»

*piskarev@sintez.niiefa.spb.su

ВЫСОКОНАГРУЖЕННЫЕ ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ИТЭР: ОТ МАЛЫХ МАКЕТОВ ДО ПОЛНОМАСШТАБНОГО ПРОТОТИПА

В декабре 2023 года в АО «НИИЭФА» успешно завершён многолетний цикл изготовления и испытаний полномасштабного прототипа высоконагруженной панели первой стенки (ППС) международного термоядерного экспериментального реактора (ИТЭР). Для достижения данного результата пройден длинный путь от поисковых экспериментов на малых макетах, разработки и квалификации критических технологий изготовления, расчетного обоснования конструкции и, наконец, изготовления и испытаний полномасштабного прототипа.

Соглашение о поставке, подписанное между международной организацией (МО) ИТЭР и домашним агентством РФ ИТЭР, подразумевает изготовление и поставку 179 высоконагруженных ППС, являющихся одними из наиболее энергонапряженных систем реактора. Завершение испытаний полномасштабного прототипа является одним из финальных шагов для получения разрешения для изготовления ППС ИТЭР.

Конструкция ППС, поставляемых РФ, имеет около 30 исполнений (в зависимости от положения панели в реакторе) и состоит из набора обращенных к плазме элементов, называемых «пальцы», объединенных попарно в спарки и смонтированных на несущей конструкции (рисунок 1).

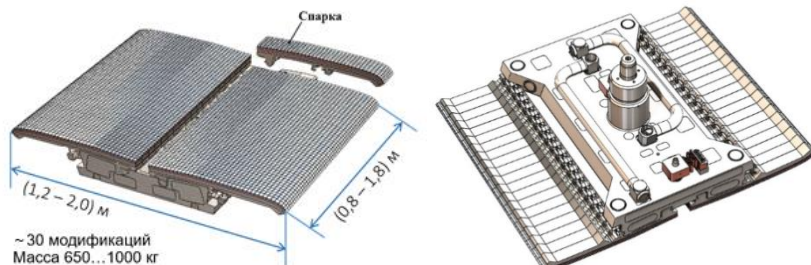


Рисунок 1 – Конструкция полномасштабного прототипа высоконагруженной ППС ИТЭР

Несущая конструкция обеспечивает интеграцию всех элементов ППС вместе, а также гидравлическое, механическое и электрическое сопряжение с окружающими компонентами и устройствами. Кроме того, несущая конструкция является коллектором, раздающим поток охлаждающей воды по подключенным в параллель спаркам пальцев ППС.

Пальцы являются самыми энергонапряженными элементами реактора, имеют многослойную композицию из разнородных материалов, высокоинтенсивную систему охлаждения и обеспечивают роль интерфейса плазма-стенка. Многослойная композиция пальцев (рисунок 2) состоит из материала защитной облицовки (бериллий), материала теплопроводящего слоя (медный сплав CuCrZr-IG) и конструкционного материала (нержавеющая сталь 316L(N)-IG). Критическими технологиями изготовления пальцев являются технология получения вакуум-плотного биметаллического соединения CuCrZr-IG/316L(N)-IG и технология присоединения защитной облицовки на подложку из медного сплава.

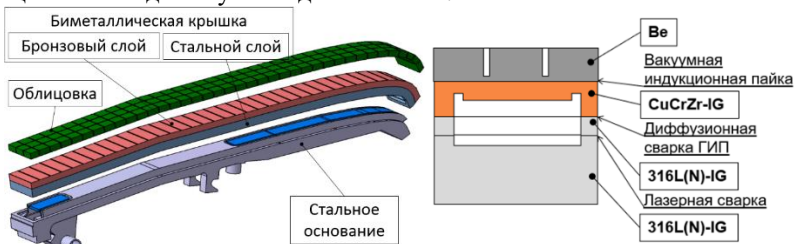


Рисунок 2 – Многослойная композиция пальцев ППС ИТЭР

Разработанная конструкция ППС в обязательном порядке проходит верификацию расчетными методами. Анализ напряженно-деформированного состояния выполняется для наиболее тяжелых сценариев эксплуатации (пиковая тепловая нагрузка, вертикальное смещение плазмы и др.). Для тех параметров и элементов конструкции ППС, обоснование которых расчетным путем затруднено или недостаточно достоверно, используется подход «design by experiment», заключающийся в отработке конструкторско-технологических решений на малых макетах реальной конструкции. Основные экспериментальные программы, реализованные в рамках данного подхода, были нацелены на определение оптимального и допустимого размера плиток защитной облицовки, а также эксплуатационного ресурса облицовки с учетом выбранной технологии и достижимого уровня качества соединения при длительной термоциклической нагрузке и ее максимальных

проектных значениях.

Согласно принятому в МО ИТЭР подходу, критические технологии изготовления перед их использованием в производстве ППС обязательно должны быть квалифицированы. Целью квалификации является подтверждение качества, надежности и повторяемости результата в заданных условиях (оборудование, технологические режимы, персонал и т.д.). Разработанные в АО «НИИЭФА» технологии получения многослойных структур успешно прошли программу квалификации, включающую изготовление и ресурсные испытания серии малых макетов. В частности, макеты с бериллиевой облицовкой выдержали 30000 циклов тепловых испытаний поверхностной тепловой нагрузкой при $4,7 \text{ МВт/м}^2$ плотности поглощенной мощности. Поверхность бериллиевых плиток покрылась сеткой микротрещин, произошло локальное отслоение паянного соединения на уголках плиток (релаксация напряжений), но ни одного критического повреждения. Это является рекордным результатом.

Производство ППС ИТЭР в РФ, включая полномасштабный прототип, разделено между двумя основными поставщиками: АО «НИИЭФА» и АО «НИКИЭТ». АО «НИКИЭТ» отвечает за производство несущей конструкции с элементами крепления и стальных оснований пальцев. АО «НИИЭФА» отвечает за производство биметаллической крышки пальцев, облицовочных плиток, производство пальцев и спарок, финальную сборку ППС и испытания.

В процессе производства прототипа успешно изготовлен комплект пальцев с бериллиевой облицовкой (> 40 шт.). Все спарки пальцев успешно прошли гидравлические испытания с давлением воды 7 МПа и вакуумные испытания с контролем герметичности при давлении гелия 4 МПа. 12 пальцев успешно выдержали 1000 циклов при $4,7 \text{ МВт/м}^2$, что полностью соответствует требованиям МО ИТЭР. Завершающим этапом изготовления прототипа стала финальная сборка, а именно монтаж спарок пальцев на несущую конструкцию и сварка 40 гидравлических соединений, последующая термостабилизация и 100% объемный неразрушающий контроль. Затем изготовленный полномасштабный прототип успешно прошел сдаточные гидравлические и вакуумные испытания. Гидравлические испытания включали испытания давлением 7 МПа с выдержкой 30 минут с целью предварительной проверки герметичности, а также испытания в проточном режиме с контролем скорости потока во всех параллельных спарках пальцев методом ультразвукового измерения расхода. Финальный этап – горячие вакуумные испытания, заключались в циклическом нагружении изделия давлением гелия до 4 МПа при комнатной и повышенных

(250 °С) температурах. В процессе циклического нагружения прототип помещался в вакуумную камеру, к которой подключался гелиевый течеискатель. Глубокое обезгаживание и применение нераспыляемых газовых поглотителей водорода позволило обеспечить фоновый уровень по гелию не хуже, чем 10^{-11} Па \times м³/с при 250°С и очень высокую чувствительность при контроле герметичности. Прототип успешно прошел сдаточные испытания. После испытаний проведены измерения геометрических параметров изделия методом бесконтактного оптического сканирования. Фотография изготовленного и испытанного прототипа ППС представлена на рисунке 3.



Рисунок 3 – Изготовленный полномасштабный прототип ППС ИТЭР

В рамках проекта ИТЭР на пути к старту производства «серийных» ППС АО «НИИЭФА» получены уникальный опыт и компетенции в области разработки конструкции обращенных к плазме компонентов, созданы и освоены уникальные технологии изготовления, методики контроля и испытаний, созданы производственная и экспериментальная стендовая базы, налажена кооперация с ключевыми контрагентами.

Намерение МО ИТЭР о смене материала облицовки ППС с бериллия на вольфрам заставило провести анализ пригодности разработанных для ППС технологий в случае принятия такого решения. Результаты анализа и проведенных инициативных экспериментальных работ оказались положительными и крайне обнадеживающими и демонстрируют гибкость и высокий уровень разработок АО «НИИЭФА».

О.В. ОГОРОДНИКОВА^{1,2*}, З.Р. АРУТЮНЯН¹, А.С. УМЕРЕНКОВА¹,
А.А. НИКИТИН^{1,2}, С.В. РОГОЖКИН^{1,2}, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, Э. САЛ^{3,4},
К. ГАРСИЯ-РОЗАЛЕС^{3,4}

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва

²Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва

³СЕРТ-Баскский научно-технический альянс (as BR), Пасео Мануэль де Лардизабаль
15, 20018 Сан-Себастьян, Испания

⁴Университет штата Ифарра, Те Ифнун, Пасео Мануэль де Лардизабаль 13, 20018
Сан-Себастьян, Испания

*olga@plasma.mephi.ru

ЗАХВАТ ДЕЙТЕРИЯ В РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ В W И W-Cr-Y

Одними из перспективных материалов для применения в термоядерной энергетике являются самопассивируемые дисперсно-упрочненные оксидными иттрия «умные» вольфрамовые сплавы W-(10-11.4)wt%Cr-(0.5-0.6)wt%Y, в которых наноразмерные оксидные включения равномерно распределены на границах зерен, а хром находится в растворенном состоянии в матрице металла [1-2]. Эти сплавы устойчивы к окислению и технологическим выбросам радиоактивного трития в случае аварии с утечкой теплоносителя и попадании воздуха. Накопление изотопов водорода и гелия в перспективных материалах термоядерных установок имеет решающее значение, поскольку оно определяет срок службы материала. В ранних работах [3,4] было показано, что накопление дейтерия в вольфраме (W) определяется плотностью радиационно-индуцированных дефектов. В данной работе мы изучаем накопление дейтерия в чистом W и сплаве (исходном и отожжённом) W-10wt%Cr-0.5wt%Y до и после облучения ионами Fe²⁺ с энергией 5.6 МэВ при 500 °С до дозы 10 смещений на атом (сна). Дейтерий вводился в образцы путем их облучения ионами D₃⁺ с энергией 2 кэВ при температуре 470 К до дозы 10²² D/м². Накопление дейтерия определялось методом ТДС. Для характеристики микро- и нано- структуры материалов использовались методы просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и атомно-зондовой томографии (АЗТ), поскольку ПЭМ достаточно хорошо детектирует оксидные частицы, а АЗТ – нанокластеры. Отметим, что исследование структуры сплавов одним из методов анализа недостаточно эффективно и не позволяет выявить механизмы деградации сплавов при облучении.

Методами ПЭМ и АЗТ показано, что до облучения исходный сплав W-10wt%Cr-0.5wt%Y представляет поликристаллический сплав со средним размером зерен около 1 мкм. Внутри зерен микроструктура материала

представляет собой раствор атомов хрома в вольфраме с объемно-центрированной кубической (ОЦК) решеткой. По границам зерен располагаются частицы оксида иттрия со средним размером около 30 нм и плотностью $1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Внутризёрренная структура характеризуется наличием низкой объемной плотности различного вида дислокационных структур с плотностью около 10^8 см^{-2} . Отожжённый сплав (1273 К, 3 часа) представляет собой поликристаллический бимодальный материал, то есть наряду с фазой ($\alpha\text{W,Cr}$) присутствует фаза $\alpha\text{-Cr}$, то есть раствор вольфрама в хrome ($\alpha\text{Cr, W}$). Зерна с ($\alpha\text{Cr, W}$) фазой обогащены хромом до 89 ат.%, тогда как в окружающих их зернах содержание хрома составляет менее 14 ат.%. Методом ПЭМ обнаружены два вида зерен со средним размером 0.1 мкм (основная часть с фазой ($\alpha\text{W,Cr}$)) и 0.2 мкм (незначительная часть с фазой ($\alpha\text{Cr, W}$)). Методом ПЭМ обнаружено, что средний размер иттриевых частиц на границах зерен равен 12 нм и их плотность $2 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ для отожжённого сплава. Однако, методом АЗТ обнаружены иттриевые кластеры с размерами 2-6 нм и плотностью $6 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Средний диаметр кластеров $2,9 \pm 0,6 \text{ нм}$. Данные кластеры невозможно обнаружить методом ПЭМ в силу малости их размера.

В результате облучения исходного сплава W-10wt%Cr-0.5wt%Y происходит распад твердого раствора с формированием наноразмерных кластеров, обогащенных хромом. Концентрация Cr в кластерах составляет $(77 \pm 3) \text{ ат.}\%$. Размер образовавшихся кластеров менее 2 нм, а объемная плотность $\sim 5 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$.

Накопление D как в исходном, так и в отожжённом W-Cr-Y сплавах было выше, чем в исходном W (Рис. 1). Энергия связи D с дефектами решетки в исходном и отожжённом W-Cr-Y сплавах меньше и одинакова, соответственно, по сравнению с W. Наибольшее удержание D было обнаружено в отожжённом сплаве W-Cr-Y с наименьшим размером зерен. Комбинируя измерения АЗТ, ПАС и ТДС, было обнаружено, что накопление D в исходном сплаве W-Cr-Y происходит главным образом в дефекты, связанные с искажениями решетки из-за компонентов сплава. Накопление D в отожжённом сплаве W-Cr-Y связано с удержанием дейтерия кластерами вакансий в сочетании с частицами иттрия, прикрепленными к границам зерен.

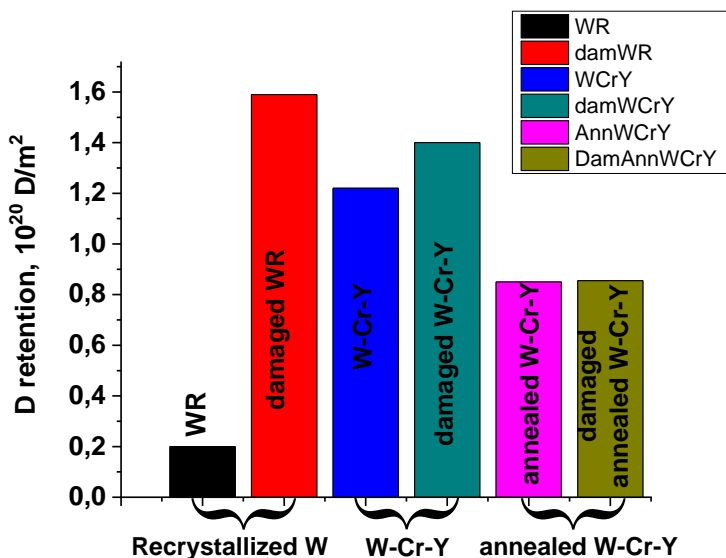


Рис. 1. Накопление дейтерия в W и W-Cr-Y сплавах (исходном и отожжённом) до и после пред-облучения ионами железа при 500°C до дозы 10 сна. Облучение дейтерием было при следующих условиях: энергия ионов 670 эВ/D при 470 К до дозы 10^{22} D/m^2 .

Накопление D в W и W-Cr-Y сплавах, предварительно облученных ионами железа, показало, что захват D в радиационные дефекты в чистом W приводит к существенному увеличению удержания D из-за образования радиационно-индуцированных кластеров вакансий, обнаруженных методом позитронно-аннигиляционной спектроскопии, ПАС. В исходном сплаве W-Cr-Y, удержание D после облучения увеличивается примерно в 6 раз. Было установлено, что D захватывается в радиационно-индуцированных кластерах, связанных с Cr в сплаве W-Cr-Y, в отличие от захвата дейтерия радиационно-индуцированными вакансионными кластерами в W. Накопление дейтерия в отожжённом сплаве до и после предварительного облучения ионами железа одинаково. Таким образом, путем отжига в вакууме при 1273 К в течении 3 часов, получен сплав W-10%Cr-0-5% Y с улучшенной радиационной стойкостью и толерантностью к накоплению изотопов водорода.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (РНФ) №20-12-00203.

Литература

- [1] J.W. Coenen, S. Antusch, M. Aumann, *et al.*, Materials for DEMO and reactor applications-boundary conditions and new concepts, Phys. Scr., 2016 (T167) (2016), p. 014002
- [2] F. Koch, S. Köppl, H. Bolt, Self passivating W-based alloys as plasma-facing material J. Nucl. Mater. 386–388 (2009) 572-574
- [3] O.V. Ogorodnikova, B. Tyburska, V.Kh . Alimov, K. Ertl, 'The influence of radiation damage on the plasma-induced deuterium retention in self-implanted tungsten', Journal of Nuclear Materials, Volume 415, Issue 1, Supplement, 2011, p. S661
- [4] O. V. Ogorodnikova and V. Gann, 'Simulation of neutron-induced damage in tungsten by irradiation with energetic self-ions', J. Nucl. Mater., 460 (2015), 60

В.Л. БУХОВЕЦ^{1*}, А.Е. ГОРОДЕЦКИЙ¹, Р.Х. ЗАЛАВУТДИНОВ¹,
А.Г. РАЗДОБАРИН², И.Б. ТЕРЕЩЕНКО², Е.Е. МУХИН²

¹Институт физической химии и электрохимии им. А. Н. Фрумкина РАН, Москва

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

**utqexplorer@gmail.com*

АДГЕЗИОННАЯ ПРОЧНОСТЬ ЗАЩИТНОЙ ПЛЕНКИ МАКЕТОВ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ В УСЛОВИЯХ АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЙ В ИТЭР

Исследована структурная и химическая модификация макетов диагностических зеркал ИТЭР в ходе аварийной ситуации, связанной с попаданием в рабочую камеру воды из системы водяного охлаждения установки.

Изготовленные серебряные зеркала на кремнии служили в качестве макетов для сравнения с зеркалами на нержавеющей стали. Были исследованы покрытия на подложках кремния Si(111) и нержавеющей стали 316L(N)-IG, образцы №9, №26 и №58. Покрытия на всех образцах представляли собой многослойную пленку следующего состава: подложка / 50 нм Ni / Ag (120 нм) / Ni (~0,5 нм) и многослойная защитная прозрачная пленка Si₃N₄ (~6 нм) / SiO₂ (~6 нм) / Si₃N₄ (~6 нм) / SiO₂ (~6 нм) / Si₃N₄ (~6 нм); общая толщина покрытия $h_f \approx 200.5$ нм.

Макет зеркала №58 отжигали в вакууме при 250 °С в течение 5 часов.

Макет зеркала №31 выдерживали в водяном паре при 250 °С 9 суток.

Макет зеркала №26 отжигали в вакууме при 250 °С в течение 5 часов и затем выдерживали в водяном паре при 250 °С 9 суток.

Для оценки адгезионной прочности покрытия было предложено индентирование поверхности образцов алмазной пирамидой Кнупа [1] в диапазоне нагрузок 10–500 гс на микротвердомере МХТ70 (Matsuzawa Seiki Co., Ltd).

На подложке Si(111) отслаивание покрытия не происходило во всем диапазоне нагрузок, а начиная с нагрузок 100 гс, наблюдалось скалывание подложки вместе с покрытием.

На трех подложках из нержавеющей стали вокруг отпечатка индентора наблюдалось отслаивание защитной пленки, нанесенной поверх металлического серебряно-никелевого подслоя, причем площадь отслаивания линейно зависела от площади отпечатка. Отчетливо видно (рисунок 1), что образец, не подвергавшийся воздействию пара (№58), имеет меньшую площадь отслаивания по сравнению с теми, которые этому воздействию

подверглись. Для двух других образцов (№26 и №31) площади отслаивания близки в пределах ошибки величин. Вероятно, во время экспозиции в паре через защитную пленку проникала вода, которая модифицировала подслои, снижая адгезионную прочность. Определяющим из двух факторов, прогрев образцов и экспозиция в паре, оказался водяной пар.

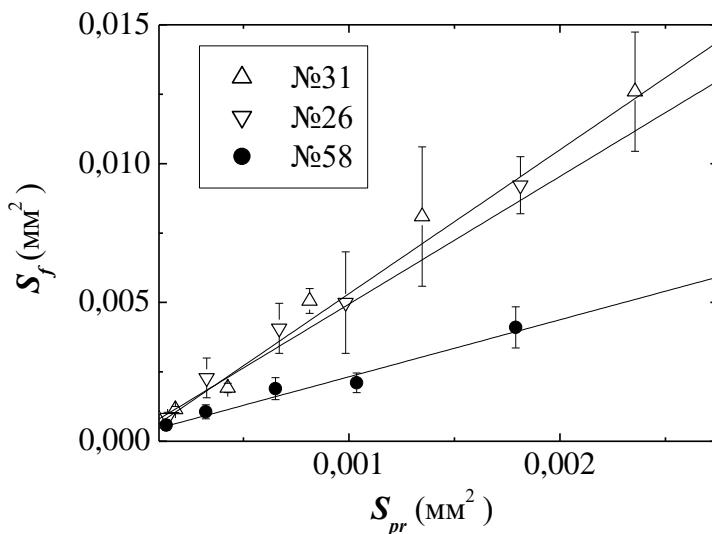


Рисунок 1. Зависимость площади отслаивания пленки S_f на подложках из нержавеющей стали от площади отпечатка индентора S_{pr} .

Литература

- [1] Knoop F., Peters C.G., Emerson W.B. A sensitive pyramidal-diamond tool for indentation measurements // Journal of Research of the National Bureau of Standards. 1938. V. 23. 39-61

ПОРОГИ РАСПЫЛЕНИЯ ПРИ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ

Точное знание порогов распыления крайне важно для термоядерных исследований. В условиях, когда температура ионов в приповерхностной плазме ниже порога распыления, небольшое изменение порога распыления приводит к резкому возрастанию числа частиц плазмы, участвующих в распылении, что может привести к катастрофическому разрушению материала первой стенки токамака-реактора.

Количество измерений пороговой энергии крайне ограничено. На рис. 1 представлены экспериментальные данные [1-3], данные из монографии [4] и данные нашего расчета для двух случаев поверхностного потенциального барьера, полученные компьютерным моделированием.

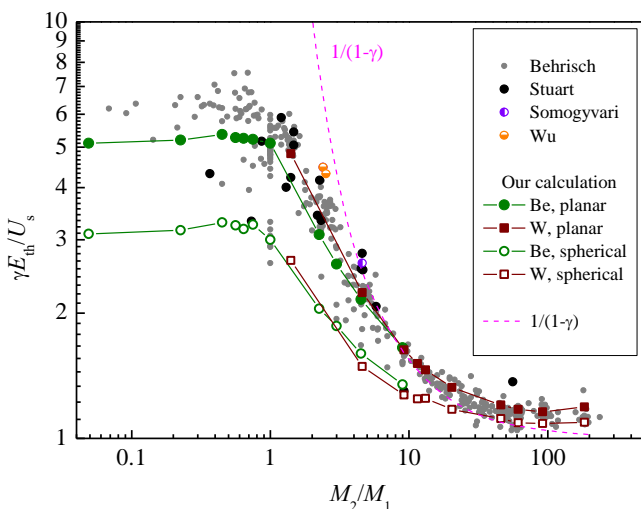


Рис. 1. Зависимость параметра $\gamma E_{th}/U_s$ от отношения масс M_2/M_1 .

Различают два случая поверхностного потенциального барьера, который препятствует вылету частицы из мишени: в случае сферического

потенциального барьера условие вылета записывается как $E_2 > U_s$, а в случае плоскостного потенциального барьера (гладкая поверхность) условие вылета меняется на $E_2 \cdot \cos^2 \theta > U_s$, где E_2 - энергия распыленной частицы, θ - угол вылета распыленной частицы относительно нормали к поверхности, U_s – энергия сублимации. Отметим, что данные Бериша [4] получены для плоскостного потенциального барьера.

Энергия E_2 , которая передается при столкновении рассеянной частицей атому мишени:

$$E_2 = E_0 \gamma \cos^2 \alpha, \quad \gamma = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \quad (1)$$

где α - угол рассеяния частицы отдачи. На рис. 1 приведена зависимость параметра $P = \gamma E_{th} / U_s$ от отношения M_2 / M_1 , где E_{th} - пороговая энергия.

Как видно из рис. 1, экспериментальные данные характеризуются большим разбросом и лежат между нашими расчетами для двух предельных случаев поверхностного потенциального барьера. Данные нашего расчета для двух мишеней Ве и W хорошо согласуются между собой. В области $M_2 / M_1 < 1$ расчетные данные Бериша [4] для плоскостного потенциального барьера лежат на 16% выше нашего расчета.

Рассмотрим случай сферического потенциального барьера. Условие вылета распыленной частицы можно записать как $E_2 > U_s$. Предположим, что налетающая частица рассеялась на угол β , тогда ее энергия E_1 описывается выражением:

$$\frac{E_1}{E_0} = \left[\frac{M_1}{M_1 + M_2} \right]^2 \cdot \left(\cos \beta \pm \left\{ \left(\frac{M_2}{M_1} \right)^2 - \sin^2 \beta \right\}^{\frac{1}{2}} \right)^2 = K_1(\beta) \quad (2)$$

где E_0 – энергия налетающего иона, M_1 и M_2 – масса соответственно налетающего иона и атома поверхности, β – угол рассеяния. Если налетающая частица рассеивается на поверхностном слое, то частица отдачи летит вглубь мишени и может вносить вклад в распыление только вследствие каскада соударений с другими атомами мишени. Рассмотрим случай, когда налетающая частица, пройдя в мишени расстояние d , рассеивается на угол β и, вылетая из мишени, выбивает поверхностный атом. Чтобы частица вылетела из мишени, она должна развернуться на угол более 90° . При этом энергия распыленной частицы $E_2 = \gamma E_1 = \gamma(1 - \gamma)^{0.5}$. Введем поправку на потерю энергии, связанную с торможением на электронах. Для параметра P получаем выражение:

$$P = \frac{\gamma E_{th}}{U_s} = (1 - \gamma)^{-0.5} \left(1 + \frac{\gamma}{U_s} \cdot \frac{dE}{dx} \cdot 2d \right) \quad (3)$$

dE/dx – электронные тормозные способности для пороговой энергии E_{th} .

Эта формула удовлетворительно описывает положение порога при $M_2/M_1 > 10$. В области $1 < M_2/M_1 < 10$ положение порога описывается при учете двукратных и трехкратных столкновений налетающих частиц с атомами мишени. При $M_2/M_1 < 1$ реализуется каскадная модель, когда налетающая частица передает энергию частицам мишени, а дальнейший вылет частиц описывается двукратными и трехкратными столкновениями атомов мишени между собой.

В случае плоскостного потенциала меняется условие вылета расплывленных частиц: $\gamma E_0 K_1(\beta) \cos^2 \theta \cos^2 \alpha \geq U_s$. Максимальное значение энергии E_2 соответствует лобовому столкновению. Следовательно, $\alpha = \pi - \beta$. Ищем максимальное значение параметра $K_1(\beta) \cos^2 \beta \cos^2 \theta$ при $\beta > \pi/2$. Оно достигается при $\beta = \pi$, $\theta = 0$. Аналогично предыдущему вводим поправку на электронное торможение налетающей частицы в мишени. При двукратном рассеянии потеря энергии быстрой частицей описывается функцией $K_1^2(\beta)$, $\alpha = \pi - 2\beta$.

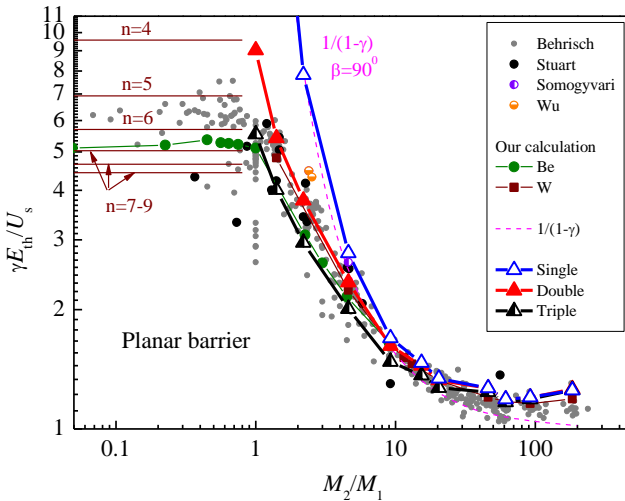


Рис. 2. Зависимость параметра P от отношения M_2/M_1 для плоскостного потенциального барьера.

Как видно из рис. 2, однократное рассеяние не описывает данные при $M_2/M_1 < 10$. Данные расчета для двукратного и трехкратного рассеяния лежат близко к обсуждаемым данным при $M_2/M_1 > 1.4$. Вблизи $M_2 \approx M_1$ трехкратное рассеяние лучше описывает анализируемые данные. Учет поправки на торможение частиц увеличивает величину P и позволяет добиться лучшего согласия с анализируемыми данными при $M_2/M_1 > 10$.

При $M_2/M_1 < 1$ доминирует каскадный механизм, при этом реализуется многократные соударения частиц мишени. С ростом кратности соударений меньше упругие потери энергии, но удлиняется траектория частиц в веществе. Оптимум достигается при кратности соударений $n=5-7$.

Таким образом, чтобы описать экспериментальные и расчетные данные для порогов распыления при $M_2/M_1 > 10$ традиционно применяемая модель выбивания поверхностных атомов потоком обратно рассеянных частиц должна включать поправку на сдвиг порога при учете торможения на электронах мишени. Описание порогов при меньших значениях M_2/M_1 удастся достичь только с учетом многократного рассеяния.

Литература

- [1] R.V. Stuart, G.K. Wehner, J. Appl. Phys., **33** (7), 2345 (1962). DOI: 10.1063/1.1728959
- [2] Sh.-M. Wu, R. van de Kruijs, E. Zoethout, F. Bijkerk, J. Appl. Phys., **106** (5), 054902 (2009). DOI: 10.1063/1.3149777
- [3] Z. Somogyvari, G.A. Langer, G. Erdelyi, L. Balazs, Vacuum, **86** (12), 1979 (2012). DOI: 10.1016/j.vacuum.2012.03.055
- [4] R. Behrisch, W. Eckstein, *Sputtering by Particle Bombardment* (Springer, Berlin, 2007) DOI: 10.1007/978-3-540-44502-9

С.Н. ТОМИЛОВ^{1*}, М.Н. СВИРИДЕНКО¹, Ю.С. СТРЕБКОВ¹
¹АО «НИКИЭТ», Москва
*tomilov@nikiet.ru

РАЗРАБОТКА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПОЛНОМАСШТАБНОГО ПРОТОТИПА НЕСУЩЕЙ КОНСТРУКЦИИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ИТЭР

Внутренняя поверхность вакуумной камеры (ВК) облицована 440 модулями blankets (МБ), предназначенных для восприятия тепловых и радиационных нагрузок от плазмы и защиты внутрикамерных компонентов [1]. Облицовка ВК состоит из 18 полоидальных рядов МБ. Каждый МБ представляет собой сборочную единицу, включающую панель первой стенки (ППС) и защитный блок (ЗБ), соединенные механически и гидравлически. Охлаждение МБ осуществляется прокачкой водного теплоносителя по системе каналов, расположенных внутри составных частей МБ.

Наиболее высоким нагрузкам подвержены МБ, расположенные в экваториальной части ВК, на ее внешнем обводе – полоидальные ряды 14 и 15 [2]. По этой причине, с целью создания единого подхода к конструированию ППС, а также отработки технологии производства и контроля, на базе стандартной ППС №14 тип А создан полномасштабный прототип ППС (рисунок 1).

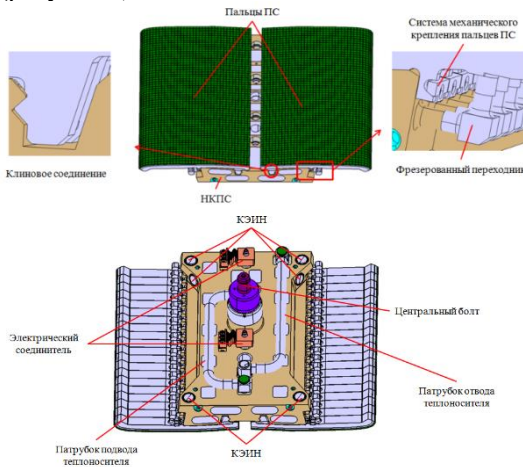


Рисунок 1 – Полномасштабный прототип ППС

Полномасштабный прототип ППС представляет собой сборочную единицу, состоящую из несущей конструкции первой стенки (НКПС), энергонапряженных компонентов (пальцев ПС), системы крепления, труб подвода/отвода теплоносителя, а также системы электрического соединения.

Внутри НКПС, с целью обеспечения требуемого температурного режима, выполнена система каналов. В результате проведенных работ, разработана конструкция НКПС полномасштабного прототипа ППС (рисунок 2), подразумевающая использование для ее охлаждения системы из нескольких магистральных каналов, соединенных друг с другом с помощью фрезерованных камер, а также дополнительных наклонных каналов.

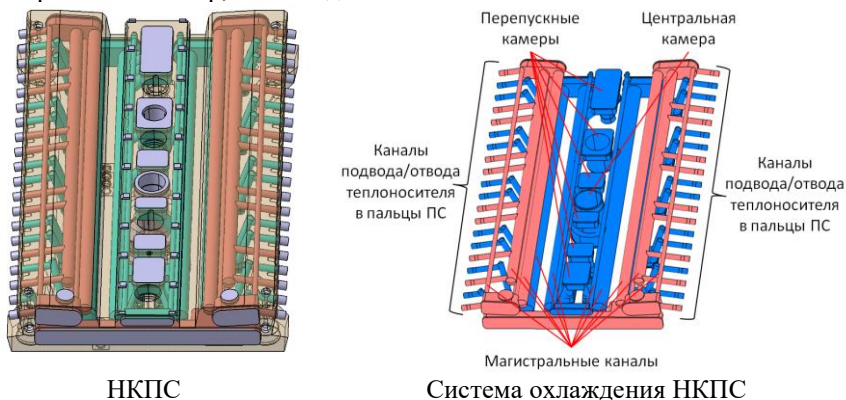


Рисунок 2 – НКПС полномасштабного прототипа ППС

Для обоснования работоспособности конструкции проведен расчет гидравлических характеристик тракта охлаждения полномасштабного макета ППС. Согласно полученным результатам (рисунок 3), тракт охлаждения НКПС позволяет обеспечить равномерное распределение расхода теплоносителя по трактам охлаждения пальцев ПС, при этом минимальный расход в тракте охлаждения пальца ПС составляет 92% от номинального значения. Потери давления в тракте охлаждения составили 397 кПа.

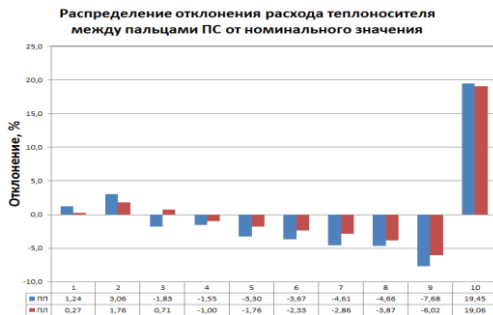
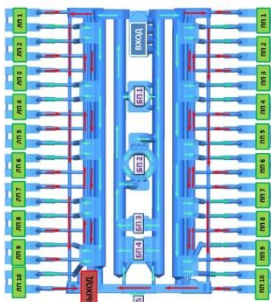


Рисунок 3 – Расчет гидравлических характеристик тратка охлаждения полномасштабного прототипа ППС

В результате проведенных работ создана последовательность технологических этапов (рисунок 4) производства полномасштабного прототипа, применяемая и для серийных ППС.

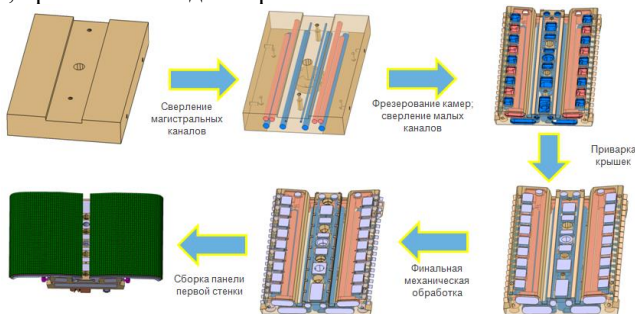


Рисунок 4 – Технологические этапы производства ППС

Разработанный подход может быть использован при конструировании других НКПС, используемых в системе бланкета ИТЭР. Следует отметить, что в связи с возможными значительными отличиями геометрии нестандартных ППС от полномасштабного прототипа, в процессе конструирования потребуется модифицировать конструкцию системы охлаждения НКПС. Однако принципы формирования тракта охлаждения НКПС остаются аналогичными полномасштабному прототипу, что позволит использовать ту же последовательность технологических этапов при производстве ППС.

В процессе изготовления НКПС полномасштабного прототипа были выявлены недостатки разработанной конструкции, например, возможное оплавление кромок фрезерованных камер при лазерной сварке крышек (рисунок 5). Таким образом, при разработке серийных ППС в конструкцию камер были внесены изменения, позволяющие избежать оплавления кромок при лазерной сварке.

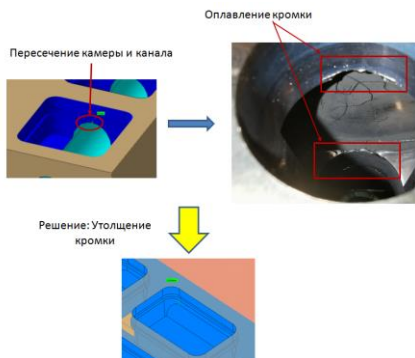


Рисунок 5 – Оплавление кромок камер

Разработка и изготовление полномасштабного прототипа позволили: создать единый подход к конструированию как стандартных, так и нестандартных серийных ППС; сформулировать последовательность технологических этапов изготовления ППС; выявить возможные проблемы, возникающие в процессе изготовления, и, как следствие, учесть их при конструировании серийных ППС.

Работа выполнена в рамках договора №71-26до от 16 июня 2021 г между «ИТЭР-Центр» (Заказчик) и АО «НИКИЭТ» (Исполнитель), государственные контракты с ГК «Росатом» от 11.05.2021 г. № Н.4а.241.19.21.1038, от 14.02.2022 г. № Н.4а.241.19.22.1123 и от 18.01.2023 г. № Н.4а.241.19.23.1014.

Литература

- [1] A.Yu. Leshukov at al., "Overview of JSC "NIKIET" activity on ITER Procurement Arrangements", Fusion Engineering and Design 109-111 (2016) 61-72.
- [2] IO ITER "Blanket System Load Specification", (3NSGK2), v2.2, 2016.

С.А. КОЗЛОВ^{1*}, М.Н. СВИРИДЕНКО¹, И.И. ПОДДУБНЫЙ¹,
С.Э. ХОМЯКОВ¹, А.Б. ПУТРИК²

¹АО «НИКИЭТ», Москва

²Частное учреждение «ИТЭР-центр», Москва

*s.kozlov@nikiet.ru

РЕЗУЛЬТАТЫ КВАЛИФИКАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СОЕДИНИТЕЛЕЙ БЛАНКЕТА ИТЭР

В рамках реализации Соглашений о Поставке теплонапряженных панелей первой стенки blankets ИТЭР и соединителей модуля blankets (СМБ) для сооружаемого в настоящее время во Франции Международного термоядерного экспериментального реактора ИТЭР АО «НИКИЭТ» ответственно за разработку, изготовление, испытание и поставку на площадку ИТЭР более 2000 комплектов электрических соединителей (ЭС).

В конструкции blankets ИТЭР предусмотрены ЭС двух типоразмеров для замыкания токов с поверхности модуля blankets (МБ), обращенной к плазме, на вакуумную камеру (ВК) с целью защиты патрубков подвода и отвода теплоносителя от омического нагрева, а также снижения электромагнитных нагрузок при срывах плазмы на элементы МБ. Два ЭС устанавливаются на интерфейсе “панель первой стенки (ППС) - защитный блок (ЗБ)”, а также 2 шт. на интерфейсе “ЗБ – ВК”.

ЭС выполнен в виде моноблочной конструкции прямоугольной формы с волнообразными токопроводящими элементами (ламелями) толщиной 1,2 мм, расположенными между центральным и боковым фланцами (рисунок 1). ЭС выполняется в двух исполнениях в зависимости от величины протекающего тока. Десяти ламельный ЭС (рисунок 2а) с размерами – 168×80×47 мм, устанавливается на МБ в зоне внешнего blankets и спроектирован на ток со значением до 41 кА. В то время как 14 ламельный ЭС (рисунок 2б) с размерами – 168×100×47 мм, устанавливается на МБ, расположенные на верхнем своде ВК и в зоне внутреннего blankets, где возможно протекание тока со значением до 137 кА.

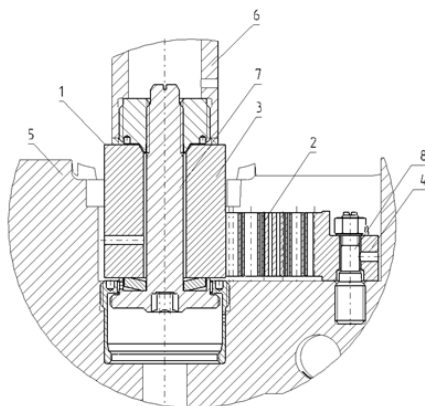


Рисунок 1 – Сборка ЭС, 2 – токоведущие ламели, 3 – центральный фланец, 4 – боковой фланец, 5 – модуль blankets, 6 – пьедестал ВК, 7 – центральный болт, 8 – шпильки

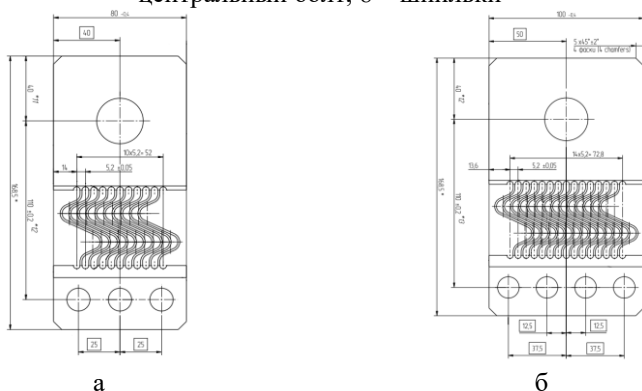


Рисунок 2 – Электрический соединитель
а – 10 ламельный, б – 14 ламельный

В соответствии с требованиями МО ИТЭР до начала серийного изготовления необходимо квалифицировать процесс изготовления изделий, а также подтвердить работоспособность конструкций в условиях характерных для режимов ИТЭР. Программа квалификации изделий включает как изготовление, так и механические испытания.

В рамках программы квалификации изготовлено и испытано 11 ЭС. Первые 8 ЭС изготовлены в АО «НИКИЭТ» по технологии, предполагающей

использование электроэрозионной обработки на сгибах токопроводящих ламелей. При прохождении визуального контроля до испытаний на ламелях ЭС обнаружены следы от захода проволоки, являющиеся концентраторами напряжений и вызвавшие развитие трещин, которые под циклической нагрузкой приводят к разрушению ламелей.

Механические циклические испытания выполнены в три стадии, стадия 1-2 соответствует режиму работы Inductive I – VDE II при номинальных нагрузках, стадия 3 соответствует срывам плазмы с учетом двух кратного коэффициента запаса по перемещениям. После прохождения стадий 1 и 2 испытаний на всех ламелях отсутствуют разрушения и трещины, что удовлетворяет критериям приемки. После 3 стадии показано, что минимальный коэффициент запаса равен 2, а максимальный 5,25 и разрушено не более 2-х ламелей при требуемом числе циклов 400, что удовлетворяет критериям приемки. По результатам квалификации внесены корректировки.

Дополнительно изготовлено 3 ЭС бланкета ИТЭР из CuCrZr-бронзы бронзы производства АО «Завод «Красный Выборжец» и проведены механические циклические испытания. ЭС прошли стадии 1 и 2 испытаний без замечаний, трещин или разрушения ламелей не зафиксировано, что удовлетворяет критериям приемки ЭС. По окончании 3-ей стадии испытаний были зафиксированы трещины на всех ламелях, однако минимальный коэффициент запаса составил 10,5 при требуемом числе циклов 400, что удовлетворяет критериям приемки.

На рисунке 3 представлены обобщающие графики «Максимальное усилие цикла – номер цикла» для всех испытанных ЭС.

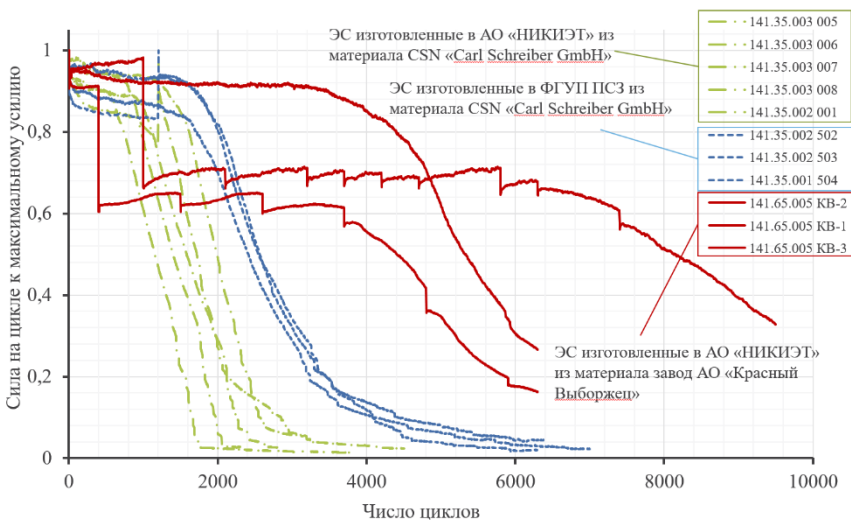


Рисунок 3 - Диаграммы «Максимальное усилие цикла – номер цикла» для всех испытанных ЭС

Специалисты АО «НИКИЭТ» завершили процесс квалификации ЭС МБ ИТЭР. По результатам квалификации подтверждена как возможность изготовления ЭС на оборудовании АО «НИКИЭТ», так и его работоспособность при нагрузках, соответствующих режимам работы ИТЭР.

Работа выполнена в рамках договора №71-26до от 16 июня 2021 г между «ИТЭР-Центр» (Заказчик) и АО «НИКИЭТ» (Исполнитель), государственные контракты с ГК «Росатом» от 11.05.2021 г. № Н.4а.241.19.21.1038, от 14.02.2022 г. № Н.4а.241.19.22.1123 и от 18.01.2023 г. № Н.4а.241.19.23.1014.

Р.И. ХУСНУТДИНОВ^{1,2*}, Н.Е. ЕФИМОВ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹,
А.Б. КУКУШКИН^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва

*RIKhusnutdinov@mephi.ru

ПРИМЕНЕНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ VM1D2V ДЛЯ ОЦЕНКИ РАСПЫЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТЕРМОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ

Задача оценки эрозии первой стенки является критической при управлении термоядерной установкой. Для прогнозирования процессов эрозии важно создание быстрого кода расчета рециклинга изотопов водорода в пристеночной плазме, который был бы протестирован путем сравнения с сложными численными кодами, наиболее успешным примером такого рода является код EIRENE [1]. В настоящей работе приведены результаты использования такого быстрого численного кода VM1D2V [2], основанного на полуаналитической баллистической модели [3, 4], соответствующей быстрому коду VM1D1V [5]. Сейчас код VM1D2V дополнен модулем, позволяющим оценить распыление материала первой стенки атомами водорода в пристеночной плазме.

Баллистическая модель VM1D2V была разработана как простая, вычислительно эффективная модель, позволяющая рассчитывать функцию распределения по скоростям (ФРС) атомов и молекул изотопов водорода в пристеночной плазме токамака путем итеративного решения кинетического уравнения для ФРС атомов и упрощенного решения кинетического уравнения для ФРС молекул. Баллистическая модель учитывает проникновение медленных нейтралов со стенки в плазму с учетом следующих процессов: диссоциации молекул на атомы; ионизации атомов и молекул; перезарядки медленных нейтральных атомов на быстрых ионах плазмы; неупругого отражения атомов от стенки. Используя в качестве входных данных профили плотности и температуры ионов и электронов в пристеночном слое плазмы, плотность и температуру отраженных с их нейтрализацией ионов от стенки; плотность молекул на стенке и температуру стенки, баллистическая модель в приближении плоского слоя позволяет в пристеночном слое получить ФРС нейтральных молекул и атомов. Баллистическая модель VM1D2V одномерна по координате, перпендикулярной к стенке, и двумерна по скорости (учитывает параллельную и перпендикулярную к стенке компоненты скорости в предположении аксиальной симметрии). Модель использует

четырёхмерные коэффициенты неупругого отражения атомов от стенки, зависящие от нормального угла и энергии падающей частицы и нормального угла и энергии отраженной частицы. В силу симметрии модели аксиальным углом отражения частиц пренебрегается. Добавив в модель коэффициенты распыления материала атомами водорода (которые с точки зрения математики и кода аналогичны коэффициентам отражения) можно оценить плотность потока материала первой стенки в плазму. Такая модель не учитывает самораспыление и соосаждение.

Для проверки возможности оценки распыления материала первой стенки с помощью кода SDTrimSP [6] были рассчитаны коэффициенты отражения атомов водорода от первой стенки и коэффициенты распыления материала первой стенки. Коэффициенты распыления использованы в расчетах кодом VM1D2V: модуль кода, который интерполирует коэффициенты отражения на сетку ФРС водорода и возвращает ФРС отраженных атомов водорода, модифицирован для расчета ФРС атомов и ионов материала стенки. Этот позволяет найти суммарную плотность и суммарную плотность потока атомов и ионов материала стенки вблизи стенки.

В настоящей работе представлены результаты расчетов модифицированным кодом VM1D2V для задачи эрозии бериллия как материала первой стенки токамака. Расчет рециклинга водорода в пристеночной плазме и распыления бериллия производился в двух сценариях, с высокой и низкой плотностью плазмы в пристеночном слое на стороне сильного магнитного поля в токамаке ИТЭР. Профили параметров плазмы (температура и плотность ионов и электронов) были взяты, как и в [5], из расчета кодом SOLPS4.3 [7] сценария №2252 работы дивертора ИТЭР. Результат расчета ФРС атомов водорода вблизи стенки показан на рис. 1. На графиках ось абсцисс соответствует компоненте скорости, направленной по нормали к стенке (положительное направление было выбрано от стенки), а ось ординат – компоненте скорости, направленной параллельно стенке. Построена только часть ФРС, отвечающая атомам, летящим на стенку, поскольку только они могут вызвать распыление материала стенки. Используя эти данные, была рассчитана эрозия бериллия. Результат расчета ФРС распыленного бериллия вблизи стенки показан на рис. 2. В сценарии с низкой плотностью число частиц с высокой скоростью больше, что соответствует более интенсивному распылению первой стенки за счет большего числа быстрых атомов.

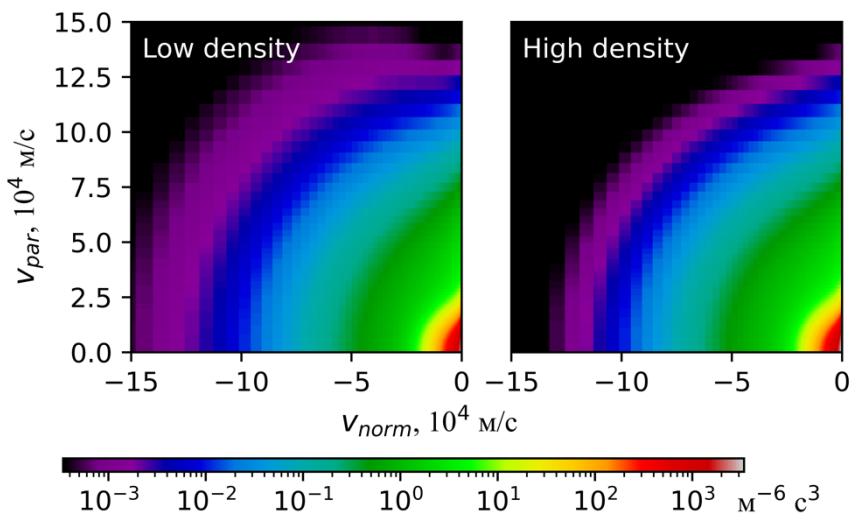


Рисунок 1 – ФРС атомов водорода вблизи стенки в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночном слое плазмы

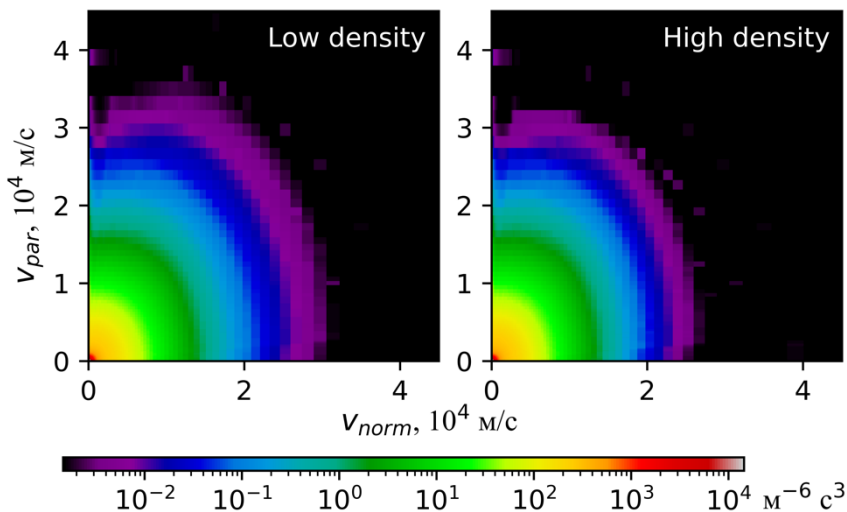


Рисунок 2 – ФРС распыленного бериллия в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночном слое плазмы

Литература

- [1] Reiter D., Baelmans M. and Börner P. 2005 *Fusion Sci. Tech.* **47** 172 (<https://doi.org/10.13182/FST47-172>), www.eirene.de
- [2] Р.И. Хуснутдинов, А.Б. Кукушкин, В.С. Неверов. 2021 *Материалы XXIV конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью» (Москва, 4-5 января 2021г.)* стр. 14
- [3] Kadomtsev M.B., Kotov V., Lisitsa V.S. and Shurygin V.A. 2012 *Proc. 39th EPS Conf. 16th Int. Congress on Plasma Physics (Stockholm, Sweden, 2–6 July 2012)* P4.093
р
(<http://ocs.ciemat.es/epsicpp2012pap/pdf/P4.093.pdf>)
- [4] Lisitsa V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V., Neverov V.S. and Shurygin V.A. 2014 *Atoms* **2** 195 (<https://doi.org/10.3390/atoms2020195>)
- [5] Kukushkin A.B., Kukushkin A.S., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Pshenov A.A., Shurygin V.A. *Plasma Phys. Contr. Fusion* 2021
(<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6587/abd97f/pdf>)
- [6] A. Mutzke, R. Schneider, W. Eckstein, R. Dohmen, K. Schmid, U. von Toussaint, G. Badelow. (2019). *SDTrimSP Version 6.00* (IPP 2019-02).
Garching: Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.
(<https://doi.org/10.17617/2.3026474>)
- [7] Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W. and Reiter D. 2011 *Fusion Eng. Des.* **86** 2865 (<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>)

РАСПЫЛЕНИЕ СТЕНКИ ИЗ БЕРИЛЛИЯ И ВОЛЬФРАМА БЫСТРЫМИ АТОМАМИ D И T В ТОКАМАКЕ ИТЭР

Стенка камеры в токамаке ИТЭР будет подвергаться распылению потоками быстрых атомов D и T, покидающих плазму. Эти атомы возникают вследствие перезарядки и фоторекомбинации ионов плазмы. Потоки атомов D и T для типичных параметров стационарного режима работы токамака ИТЭР [1] были рассчитаны в работе [2] с помощью программы DOUBLE-MC [3].

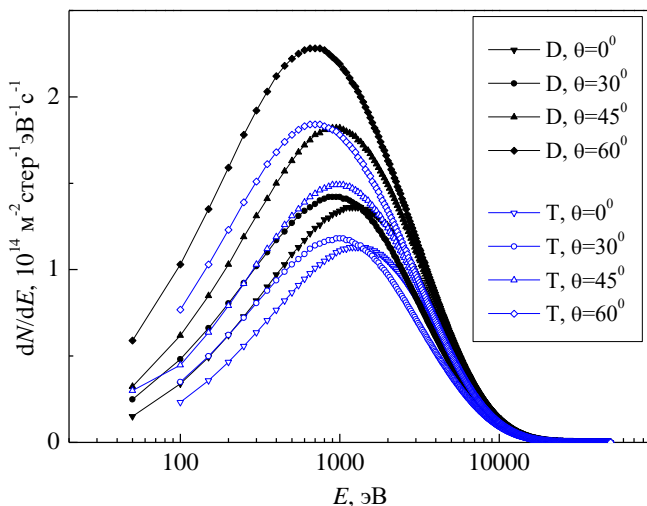


Рис. 1. Энергетический спектр dN/dE атомов дейтерия и трития, бомбардирующих первую стенку токамака. θ - угол падения относительно нормали к поверхности, $\varphi=0^\circ$. Рисунок взят из [2].

Распыление первой стенки в зависимости от энергии частиц, вылетающих из плазмы, можно рассчитать следующим образом:

$$\frac{dQ_I}{dE} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{dN_I(E, \theta, \varphi)}{dE d\Omega} \cdot Y_I(E, \theta) \cdot \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi, \quad (1)$$

где N_I - число атомов дейтерия или трития, бомбардирующих стенку токамака, $Y_I(E, \theta)$ - коэффициент распыления материала стенки в зависимости от энергии и угла падения θ для рассматриваемого вида бомбардирующих атомов. Коэффициенты распыления $Y_I(E, \theta)$ для этих случаев были рассчитаны нами в работах [4-6].

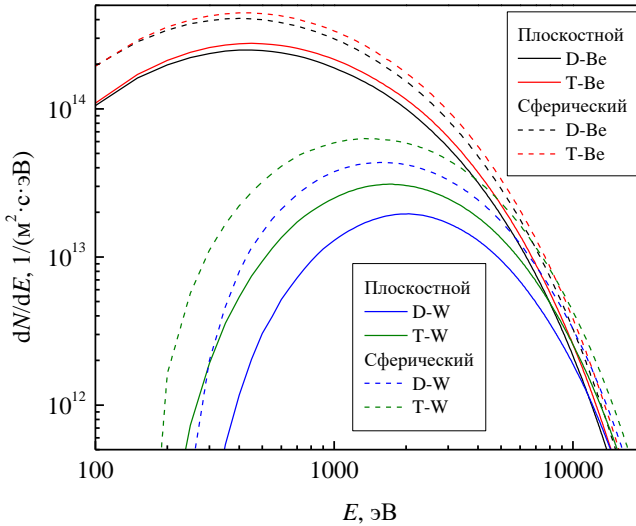


Рис. 2. Зависимость вклада быстрых атомов D и T, покидающих плазму, от их энергии в распыление стенки из Be и W для различных поверхностных потенциальных барьеров. Сплошные линии - плоскостной барьер, штриховые линии - сферический барьер.

Плоскостной поверхностный барьер соответствует гладкой поверхности, сферический потенциальный барьер описывает поверхность, состоящую из острив атомного размера.

Как видно из рис. 2, основной вклад в распыление Ве вносят частицы с энергиями от 100 до 2000 эВ, а в распыление стенки из W основной вклад вносят частицы с энергиями от 500 до 4000 эВ. Наблюдаемое значительное смещение энергетических спектров к большим энергиям для случая W связано с большими значениями порогов распыления.

Оценим возможную концентрацию примеси в модели: рассчитанный поток поступает в плазму со всей поверхности стенки токамака $S=937 \text{ м}^2$ и равномерно заполняет весь объем плазмы $V=838 \text{ м}^3$. Время удержания частиц в плазме τ примем равным $\tau=3 \text{ с}$, среднюю плотность плазмы считаем равной $n_e=1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Тогда отношение концентрации примеси n_Z к средней плотности плазмы n_e равно:

$$\frac{n_Z}{n_e} = \frac{N_Z S \tau}{V n_e}, \quad (2)$$

где N_Z - суммарный поток атомов стенки, распыленных быстрыми атомами D и T.

Таблица. Потоки распыленных атомов для различных материалов стенки, создаваемые быстрыми атомами D и T и суммарный поток. Потоки даны в единицах - частиц/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$). В правой колонке оценка относительной концентрации примеси в плазме в процентах.

		D	T	Сумма	n_Z/n_e , %
Ве	Плоскостной	$5.24 \cdot 10^{17}$	$5.99 \cdot 10^{17}$	$1.12 \cdot 10^{18}$	3.82
	Сферический	$8.22 \cdot 10^{17}$	$9.27 \cdot 10^{17}$	$1.75 \cdot 10^{18}$	5.96
W	Плоскостной	$9.60 \cdot 10^{16}$	$1.46 \cdot 10^{17}$	$2.42 \cdot 10^{17}$	0.824
	Сферический	$1.97 \cdot 10^{17}$	$2.78 \cdot 10^{17}$	$4.76 \cdot 10^{17}$	1.62

На наш взгляд, подобная концентрация Ве не опасна для работы токамака, поскольку она заметно меньше летальной концентрации $\approx 25\%$ [7].

В случае W наша оценка концентрации вольфрама в плазме 0.8-1.6% от электронной плотности заметно больше летальной концентрации 0.2% [8]. Таким образом, рассчитанная нами величина потока распыленных атомов W при бомбардировке вольфрамовой стенки быстрыми атомами D и T, покидающими плазму, вызывает сомнение в перспективности использования вольфрамовой стенки.

Согласно нашим расчетам, средняя энергия распыленных атомов Ве составляла $E_{av} \approx 12.5 \text{ эВ}$, а для W составляла $E_{av} \approx 20 \text{ эВ}$. Пространственное

распределение электронной температуры $T_e(x)$ и электронной плотности $n_e(x)$ бралось из работы [9]. Значения скоростного коэффициента ионизации $R(T_e)$ для Ве бралось из работы [10], а значения $R(T_e)$ для вольфрама рассчитаны нами с использованием сечения ионизации из работы [11]. Ослабление потока атомов Ве при прохождении пучка от стенки в 'е' раз происходит на пробеге 5 см, ослабление потока для атомов W в 'е' раз происходит на пробеге 2 см внутрь плазмы. Района сепаратрисы атомы не достигают и ионизируются. Чтобы более точно рассчитать поступление ионов примесей в горячую зону плазмы, необходимо применять сложные транспортные коды.

Наши оценки дают граничные условия потоков расплывших частиц и их энергий у границы плазмы. При этом не учитываются потоки расплывших частиц, связанные с взаимодействием плазмы со стенкой и облучением нейтронами.

Литература

- [1] Afanasyev V.I. et al. NIMA. 2010. V. 321. P. 456.
- [2] Babenko P.Yu. et al. Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. N4. P. 045020.
- [3] Миронов М.И. и др. Физика плазмы. 2021. Т. 47. №1. С. 29.
- [4] Бабенко П.Ю., Михайлов В.С., Зиновьев А.Н. Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49. №8. С. 42.
- [5] Бабенко П.Ю., Михайлов В.С., Шергин А.П., Зиновьев А.Н. ЖТФ. 2023. Т. 93. №5. С. 709.
- [6] Михайлов В.С., Бабенко П.Ю., Шергин А.П., Зиновьев А.Н. ЖЭТФ. 2023. Т. 164. №3. С.478.
- [7] Gervids V.I., Kogan V.I. JETP Lett. 1975. V. 21 №6. P. 150.
- [8] Meade D.M. Nucl. Fusion. 1974. V. 14. Iss.2. P. 289.
- [9] Makarov S., Kaveeva E. MATEC Web of Conferences. EECE-2018 V. 245 P. 13002.
- [10] Bell K.L. et al. J. Phys. Chem. Ref. Data. 1983. V. 12. Iss.4. P. 891.
- [11] Kwon D.-H., Rhee Y.-J., Kim Y.-K. Int. J. Mass Spectrom. 2006. V. 252. Iss. 3. P. 213.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ВОЛЬФРАМЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ

В процессе работы будущих термоядерных установок обращенные к плазме элементы (ОПЭ) будут подвержены интенсивным тепловым нагрузкам, облучению потоками нейтронов, гелия и изотопов водорода высокой плотности. Вольфрам рассматривается в качестве одного из наиболее подходящих материалов ОПЭ. В связи с этим, исследование захвата изотопов водорода в вольфраме является одной из важных задач. В особенности это касается трития, накопление которого в ОПЭ ограничено из соображений безопасности.

Ожидается, что в стационарном режиме горения плазмы тепловые нагрузки на вольфрамовые приемные пластины дивертора токамака ИТЭР будут достигать величины порядка 10 МВт/м^2 при потоке частиц порядка $10^{23} - 10^{24} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ [1]. Однако, помимо стационарных нагрузок, ОПЭ могут дополнительно подвергаться воздействию мощных импульсных плазменных потоков, возникающих в ходе переходных процессов, таких как ЭЛМы (от англ. ELMs – Edge Localised Modes), характерных для H-режима удержания плазмы. Развитие ЭЛМов приводит к периодическим выбросам горячей плазмы преимущественно в диверторную область токамака и, как следствие, кратковременному росту потоков тепла и частиц, приходящих на ОПЭ, что может влиять на эволюцию температуры и распыление материала, а также динамику удержания изотопов водорода [2].

В данной работе исследуется возможное влияние ЭЛМов на удержание дейтерия в вольфраме на основе одномерной диффузионной модели, реализованной в программном пакете FESTIM [3]. Рассматривается три сценария облучения вольфрама с различными стационарными тепловыми нагрузками: 1 МВт/м^2 , 5 МВт/м^2 и 10 МВт/м^2 . Для учета быстрых переходных процессов был использован скейлинг [4] для плотности энергии, запасенной в ЭЛМах, и FSR-модель [5] для описания временных зависимостей потоков тепла и дейтерия во время ЭЛМов с входными параметрами, соответствующими режиму работы токамака ИТЭР при $Q=10$ [1]. Моделирование проводилось для слоя толщиной 6 мм с учетом температурной зависимости физических свойств вольфрама и эффекта Core

[6]. Для обеспечения реалистичного нагрева материала на задней границе геометрии имитировались потери тепла за счет водяного охлаждения [7]. Предполагалось, что в вольфраме присутствует один тип ловушек, равномерно распределенных в объеме с барьером выхода E_{dt} и концентрацией η_{tr} . Было проанализировано влияние частоты ЭЛМов ($f_{ELM} = 10 - 100$ Гц, $\epsilon_{ELM} \approx 0.45 - 0.14$ МДж/м²), свойств ловушек ($E_{dt} = 1 - 2$ эВ, $\eta_{tr} = 10^{-3} - 1$ ат.%) и потока частиц во время ЭЛМов. В большей части расчетов рассматривался случай быстрой рекомбинации дейтерия с поверхности (концентрация растворенного дейтерия на границе с облучаемой поверхности равна нулю), но также было оценено влияние коэффициента рекомбинации на удержание дейтерия в вольфраме.

На рисунке 1 для примера приведены зависимости температуры поверхности (\bar{T}_s) и интегрального содержания дейтерия (\bar{N}) в вольфраме для случая непрерывного облучения длительностью 1000 с.

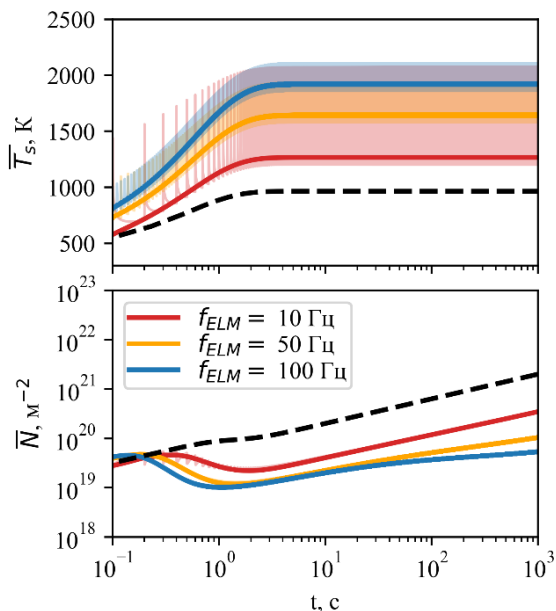


Рисунок 1 – Временные зависимости температуры поверхности вольфрама и содержания дейтерия при стационарной нагрузке 10 МВт/м². Сплошные линии – усредненные по длительности ЭЛМов зависимости. Пунктирная

линия – результат моделирования без учета влияния ЭЛМов, $E_{dt} = 1.5$ эВ,
 $\eta_{tr} = 10^{-2}$ ат.%

На основе результатов можно заметить, что содержание дейтерия в вольфраме после облучения комбинированной нагрузкой (стационарная нагрузка и импульсно-периодическая) оказывается меньше, чем в случае только стационарного облучения. Это связано со значительным ростом температуры поверхностности ОПЭ из-за дополнительного нагрева во время переходных процессов. Основное увеличение потока тепла в ходе импульсно-периодических нагрузок в данном расчете связано с приходом на поверхность ОПЭ высокоэнергетических частиц ($E_i \sim T_{e,ped} = 4.7$ кэВ), поток которых сравним или незначительно превосходит стационарный поток ионов. Если же в плотной пристеночной плазме будут происходить дополнительные процессы, приводящие к перераспределению энергии частиц, и поток частиц во время переходных процессов будет значительно расти, то скорость накопления изотопов водорода в вольфраме может увеличиваться.

С другой стороны, повышение температуры вольфрама во время переходных процессов, типа ЭЛМов, может привести к ускоренной диффузии дейтерия вглубь материала. Пример распределения дейтерия по глубине в случае комбинированной и стационарной нагрузок представлен на рисунке 2. Данный эффект может привести к уменьшению «времени проникновения» дейтерия в систему охлаждения ОПЭ.

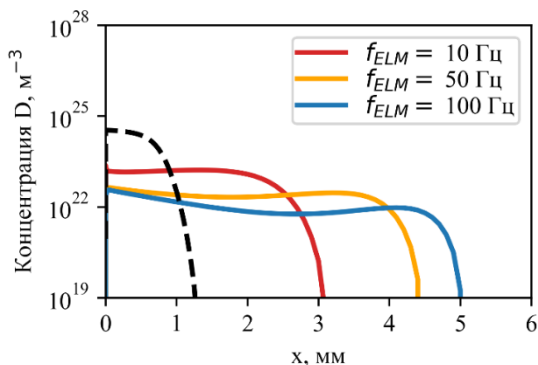


Рисунок 2 – Распределение концентрации дейтерия при стационарной нагрузке 10 МВт/м^2 после облучения длительностью 1000 с. Пунктирная

линия – результат моделирования без учета влияния ЭЛМов, $E_{dt} = 1.5$ эВ,
 $\eta_{tr} = 10^{-2}$ ат.%

Помимо этого, в данной работе были получены аналитические выражения, позволяющие оценить содержание дейтерия в квазистационарном приближении при наличии градиента температур и с учетом влияния эффекта Соре.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 0723-2020-0043).

Литература

- [1] R. A. Pitts et al. 2019 *Nucl. Mater. Energy* **20** 100696
- [2] A. W. Leonard 2014 *Phys. Plasmas* **21**
- [3] R. Delaporte-Mathurin et al. 2019 *Nucl. Mater. Energy* **21** 100709
- [4] T. Eich et al. 2017 *Nucl. Mater. Energy* **12** 84–90
- [5] W. Fundamenski et al. 2006 *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** 109–56
- [6] D. Dasgupta et al. 2023 *Nucl. Fusion* **63** 076029
- [7] T. D. Marshall et al. 2001 *Fusion Technol.* **39** 849–55

В.А. ИВАНОВ, М.Е. КОНЫЖЕВ, Т.И. КАМОЛОВА, А.А. ДОРОФЕЮК,
С.Н. САТУНИН

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
г. Москва, e-mail: ivanov@jpl.gpi.ru*

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ В ПЛАЗМЕ

При воздействии плазмы на металлы существенную роль могут играть диэлектрические пленки и микровключения на поверхности. Наличие диэлектрических пленок становится важным в условиях, когда металл служит катодом при возбуждении различных типов разрядов [1]. Взаимодействие плазмы с поверхностью первой стенки в установке ИТЕР может вызывать униполярные дуги, возникающие при воздействии потоков ионов плазмы на металлические элементы первой стенки, частично или полностью покрытые диэлектрическими пленками [2].

Цель работы состоит в расчете электрических полей как внутри объема сплошной диэлектрической тонкой пленки, покрывающей поверхность высокопотенциального отрицательного металлического электрода, так и в её возможных разрывах при взаимодействии с потоком внешней плазмы.

Будем рассматривать одномерную задачу, где безграничная плазма взаимодействует с металлическим электродом с нанесенной на его поверхность диэлектрической пленкой толщиной d , меньшей дебаевской длины (Рис.1), при этом потенциал плазмы вдали от металла с пленкой принимаем за нулевой. Будем полагать, что значение потенциала металла с пленкой Ψ по абсолютной величине достаточно большое по сравнению с температурой электронов $e\Psi \gg T_e$, и $T_e \gg$ температуры ионов T_i .

Диэлектрическую пленку, плотно прилегающую к поверхности металла, представим как электрический конденсатор с утечкой заряда, обусловленной электропроводностью диэлектрика (Рис.2), при этом потенциал поверхности пленки до появления плазмы равен отрицательному потенциалу электрода. Скорость ионов из плазмы на пленку определяется потенциалом пленки на

металле: $V_i(\Psi) \approx \sqrt{\frac{2e\Psi}{M_i}}$, а их плотность вблизи поверхности пленки и электрический ток вычисляются из закона сохранения потока ионов и

критерия Боба $j_0 = en_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}$.

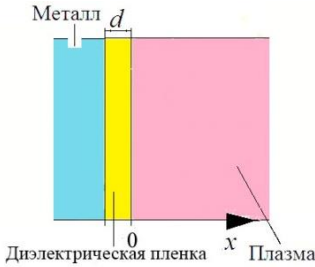


Рис.1. Схема расположения металла с диэлектрической пленкой и плазмы на оси OX.

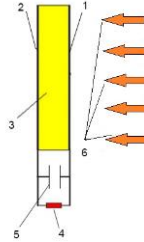


Рис.2. Схема зарядки пленки потоком плазменных ионов. 1–поверхность пленки, 2–поверхность металла, 3–пленка, 4–резистор утечки заряда, 5–электрическая емкость пленки, 6–поток ионов из плазмы

Процесс зарядки пленки описывается следующими соотношениями:

$$\Delta Q = C \cdot \Delta U; \Delta Q = j(t) \cdot \Delta t - i \cdot \Delta t; i = \frac{\Delta U}{R}; \Delta U = \left| \Psi(t) - \Psi_0 \right| \quad (1),$$

здесь ΔQ – изменение плотности заряда на поверхности диэлектрической пленки за временной интервал Δt , $j(t)$ – плотность электрического тока, переносимого ионами из плазмы на поверхность пленки, $\Psi(t)$ – текущее значение потенциала поверхности диэлектрической пленки в результате ее зарядки потоком ионов, Ψ_0 – постоянный потенциал металла, поддерживаемый внешним источником, $\Delta U(t)$ – разность потенциалов между внешней поверхностью пленки и металлом, C – удельная электрическая емкость единицы поверхности диэлектрической пленки относительно поверхности металла, R – удельное омическое сопротивление единичной площади пленки, определяющее утечку электрического заряда с поверхности диэлектрика на металл. Переходим от соотношений (1) к дифференциальному уравнению и его решению:

$$\frac{dU(t)}{dt} = \frac{1}{C} j(t) - \frac{1}{CR} \cdot U(t); \quad U(t) = j_0 \cdot R \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{CR}\right) \right] \quad (2).$$

Для коротких времен взаимодействия плазмы $t \approx \tau_{pl} \ll \tau_f = CR$, величина напряжения $U(t)$ между внешней поверхностью диэлектрической пленки и металлом линейно увеличивается с течением времени $U(t) = j_0 \cdot \frac{t}{C}$, и т.к.

потенциал металла фиксирован, то напряжение внутри пленки в начальные моменты времени будет нарастать в результате поступления ионов. По мере зарядки поверхности пленки потоком ионов потенциал поверхности пленки возрастает от первоначального отрицательного значения к более положительному значению, и ток электронов из плазмы также увеличивается. Когда суммарный ток ионов и электронов на поверхность пленки в сумме составят нулевой ток, – наступит стадия установления плавающего потенциала плазмы Ψ_f на поверхности пленки, и напряжение на пленке определится из выражения:

$$U(t \rightarrow \infty) = \Psi(t \rightarrow \infty) - \Psi_0 = j_0 \cdot R = \Psi_f - \Psi_0 \quad (3)$$

Величина максимального электрического поля E_d в диэлектрической пленке при взаимодействии с плазмой длительностью $t \approx \tau_{pl} \gg \tau_f = CR$ равна:

$$E_{d \max} = \frac{\Psi_f - \Psi_0}{d} \quad (4)$$

При воздействии импульсной плазмы с длительностью порядка $\tau_{pl} \approx \tau_f$ величина напряжения внутри пленки по формуле (2) составит $U(t=\tau_f)$, а электрическое поле будет определяться выражением:

$$E_f = U(\tau_f)/d. \quad (5)$$

Конкретные расчеты характеристик оксидных пленок титана, полученные в [3], и расчетные значения электрических полей внутри пленки для момента времени $\tau_f = CR$ представлены в Таблице 1.

Из данных Таблицы 1 видно, что взаимодействие плазмы плотностью $10^{13} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ с тонкими оксидными пленками на титане может приводить к возникновению в пленке сильных электрических полей 30–3 МВ/см, достаточных для электрического пробоя как внутри пленки, так и в её разрывах, при этом эти поля на два порядка превышают электрические поля на поверхности чистого металла, что связано с увеличением длины Дебая при больших потенциалах электрода [4].

Таблица 1. Электрические характеристики оксидных пленок титана R – сопротивление утечки пленки 1 см², C – емкости 1 см² пленок, $\tau_f=CR$ –характерное время электрической зарядки поверхности, величина напряжения внутри оксидных пленок и значение электрического поля внутри пленки $U(\tau_f)$, электрическое поле $E_f=U(\tau_f)/d$

$n_e, \text{см}^{-3}$	$d, \text{нм}$	$R,$ Ом	$C,$ мкФ	$\tau_f=CR,$ мкс	$j_0,$ А/см ²	$U(\tau_f),$ В	$E_f, \text{МВ/см}$
10^{13}	10	1	20	20	30	30	30
10^{13}	100	10	2	20	30	300	30
10^{12}	10	1	20	20	3	3	3
10^{12}	100	10	2	20	3	30	3

Литература

- [1] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 255с.
- [2] ITER Documentation Series. No 29. IV.Plasma Facing Materials. Vienna: IAEA. 1991. Pp.247-266.
- [3] С.Г. Нагайчук, Д.П. Аргунов, П.Е. Троян, Е.В. Жидик, П.А. Змановский // Актуальные проблемы гуманитарных и естественных наук (ISSN: 2073-0071), 2016, №12-1. С.129-132. eLIBRARY ID: [27421596](#) EDN: [XCBSXR](#)
- [4] В.А. Иванов // Успехи прикладной физики, 2022. Том 10, №4. С.343-350. DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-4-343-350

О.С. МЕДВЕДЕВ^{1,2}, А.Г. РАЗДОБАРИН^{1,3}, Е.В. СМИРНОВА^{1,3},
Д.И. ЕЛЕЦ^{1,2,3}, Л.А. СНИГИРЕВ¹, А.Н. НОВОХАЦКИЙ¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

* o.medvedev@mail.ioffe.ru

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ИЗОТОПНОГО СОСТАВА УГЛЕВОДОРОДНЫХ ОСАЖДЕНИЙ НА ЭЛЕМЕНТАХ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2

Процессы, происходящие в плазме токамака, неразрывно связаны с состоянием поверхности контактирующих с плазмой элементов стенки. Согласно выводам, основанным на текущих исследованиях в токамаках и в лабораторных установках, взаимодействие плазмы со стенкой, в частности, накопление термоядерного топлива будет одними из ключевых факторов, определяющих характеристики проектируемых в настоящее время термоядерных установок [1]. При этом большинство токамаков на сегодняшний день имеет достаточно ограниченный набор диагностик состояния первой стенки и захвата водорода. Для локального дистанционного мониторинга накопления топлива в токамаках следующего поколения, таких как ИТЭР, ТРТ и т. д. рассматривается возможность проведения измерений содержания топлива лазерно-индуцированными методами с использованием масс-спектрометрии (LIA-QMS и LID-QMS) и эмиссионной спектроскопии (LIBS, LIAS).

Эффективность метода LID-QMS продемонстрирована для бериллиевых и углеродных осадений для характерных длительностей импульсов 1-10 мс [2, 3]. Мы же предлагаем использовать метод LIA-QMS для количественного анализа изотопов водорода, который позволит также осуществлять профилирование с возможностью контроля элементного состава с помощью LIBS. Однако на данный момент остаётся открытым вопрос, применимости методов на основе лазерной абляции для количественного анализа содержания изотопов водорода методами масс-спектрометрии, так как в процессе абляции возможен выход дейтерия в молекулярном, атомарном, ионизованном виде, а также эрозия материала в виде капель и кластеров, и как следствие, часть сигнала может быть потеряна при использовании масс-спектрометрического анализа.

В данной работе проведено количественное сравнение содержания дейтерия, регистрируемого методами LIA-QMS, LID-QMS и TDS для

углеводородных осадений, полученных в установке Глобус-М2. Лазерная десорбция была реализована в режиме свободной генерации Nd:YAG лазера, при котором длительность импульса составляет 200 мкс, в то время как абляция выполнялась с использованием этого же лазера, но в режиме модуляции добротности, при котором длительность импульса составляет 12 нс. Анализ остаточных газов для процессов LID и LIA производился с помощью квадрупольного масс-спектрометра (QMS). Базовое давление в вакуумной камере составляло $1-2 \cdot 10^{-4}$ Па. В качестве контрольного метода оценки содержания дейтерия использовался термодесорбционная спектроскопия с использованием времяпролетного масс-спектрометра.

Исследуемый образец представлял собой вольфрамовый элемент облицовки после экспозиции в диверторе токамака Глобус-М2 в течении нескольких экспериментальных кампаний [4]. Исследования осадений на сканирующем электронном микроскопе (см. рис. 1) показали, что толщина осадений варьируется от 400 до 600 нм в рамках области 10×10 мм. Осадки имеют слоистую и глобулярную структуру. Исследование однородности толщины осадений в масштабах всего элемент облицовки размером $\sim 10 \times 10$ см не проводилась.

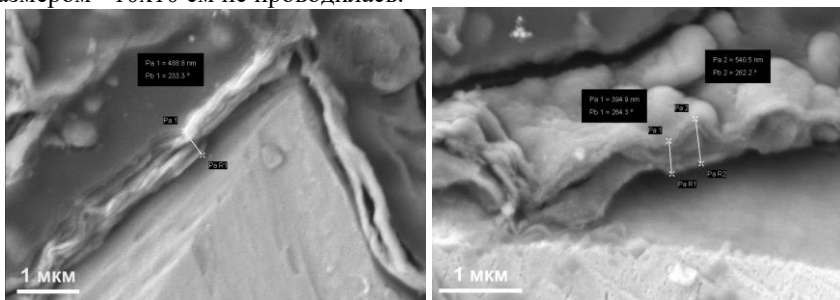


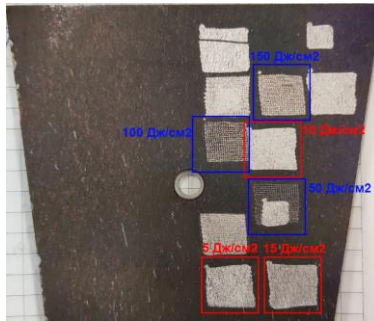
Рисунок 1 – СЭМ микрофотографии углеводородных осадений на W тайле из дивертора Глобус-М2.

В ходе лазерного облучения измерялось интегральное содержание дейтерия в площадке размером 10×10 мм² для нивелирования неопределённости формы кратера. Предварительные эксперименты позволили определить диапазон параметров лазерного облучения для обоих методов LID-QMS и LIA-QMS:

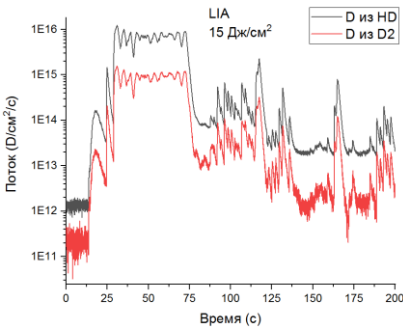
- Плотность энергии – для LIA-QMS 5 Дж/см², 10 Дж/см² и 15 Дж/см² при длительности импульса 12 нс, для LID-QMS – 50 Дж/см², 100 Дж/см² и 150 Дж/см² при длительности импульса 200 мкс.
- Шаг сканирования – 0.5 мм,

- Время нахождения в точке – 0.1 сек для LIA-QMS, 1 сек для LID-QMS при частоте импульсов 10 Гц,

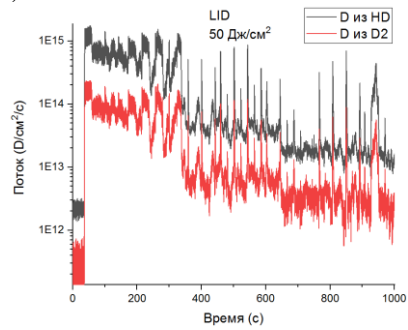
На рисунке 2 (а) представлена фотография элемента облицовки после проведённых экспериментов LID-QMS (области, выделенные синим) и LIA-QMS (области, выделенные красным). Для оценки уровня дегазации углеводородных осадений в режиме LID-QMS при плотности энергии 50 Дж/см² было проведено повторное сканирование части площадки в режиме LIA-QMS. Данный эксперимент показал, что остаточное количество дейтерия в плёнке составляет менее 5% от зарегистрированного в режиме LID-QMS.



(а)



(б)



(в)

Рисунок 2 – (а) Фотография плитки с областями после LIA-QMS (красные) и LID-QMS (синие). (б) – Поток атомов дейтерия, полученный из сигнала QMS для 3-ей (черная кривая) и 4-ой (красная кривая) масс в режиме абляции. (в) – Поток атомов дейтерия, полученный из сигнала QMS из 3-ей (черная кривая) и 4-ой (красная кривая) масс в режиме

десорбции.

На рис.2 (а) и (б) приведены значения потоков атомов дейтерия, вычисленные из сигнала QMS для экспериментов LID-QMS и LIA-QMS. Наибольший поток наблюдается для всех плотностей энергии во время первого прохода, в течении которого из исследуемой области выходит 80-90% всего дейтерия. После 2-го прохода уровень сигнала 3 и 4-ой масс падает на 1-2 порядка. Всплески сигнала после 2х проходов связана с несовершенством системы сканирования, которая периодически выводит лазерный луч за края заданной области, тем самым вызывая всплеск сигнала из осадений, ранее не подвергшихся лазерной абляции/десорбции. Суммарная поверхностная плотность атомов дейтерия для трех плотностей энергии для LID-QMS и LIA-QMS представлены на рис.3. Пунктирной линией обозначена поверхностная плотность атомов дейтерия, зарегистрированная методом TDS. Более подробное описание эксперимента, результатов и причин их расхожидости будут представлены в докладе.

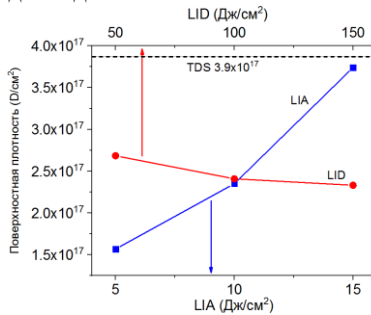


Рисунок 3 – Поверхностная плотность атомов дейтерия, измеренная методами LIA-QMS, LID-QMS и TDS на углеводородных осадениях на элементе облицовки экспонированном в Глобус-М2

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 23-79-00023, <https://rscf.ru/project/23-79-00023/>

Литература

- [1] De Temmerman G., Hirai T., Pitts R.A., Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60, P.044018.
- [2] Zlobinski et al., J. Nucl. Mater. 2013, 438, S1155-S1159.
- [3] M. Zlobinski et al., Nuclear Materials and Energy, vol. 19, 2019
- [4] А. Н. Новохацкий и др., ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 4

Е.Д. ВОВЧЕНКО, Ю.М. ГАСПАРЯН, М.В. ГРИШАЕВ, Н.Е. ЕФИМОВ,
Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
edvovchenko@mail.ru*

РАЗВИТИЕ LIBS ДЛЯ АНАЛИЗА СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТОКАМАКА

Лазерно-индуцированная искровая спектроскопия (LIBS) – хорошо известный метод аналитического исследования с широким спектром применений в науке и промышленности, позволяющий получать *in situ* информацию об элементном составе материалов с пространственным разрешением по глубине и площади поверхности [1, 2]. Интерес к применению LIBS для оперативного анализа поверхности обращенных к плазме материалов (PFM), расположенных внутри камеры токамака, основан на возможности проведения таких исследований удаленно и без контакта с атмосферой, в отличие от таких хорошо развитых диагностик как ВИМС, ТДС, ЭДА и др.

Ниже рассматриваются этапы развития методов LIBS, используемых в термоядерных технологиях для диагностики первой стенки токамака, и анализируются факторы, влияющие на формирование LIBS-спектров.

Разработка LIBS для дистанционного мониторинга поверхности PFM продолжается уже более десяти лет. На первом этапе основное внимание уделялось общим вопросам, таким как влияние параметров лазера на спектры и скорость абляции, анализ характеристик плазмы в лазерном факеле, повышение чувствительности LIBS с помощью двухимпульсного режима и оптимизации задержки, контроль накопления дейтерия из отношения интенсивностей линий дейтерия $D\alpha$ (656,1 нм) и углерода CII (657,9 нм).

Следующий этап исследований посвящен работе LIBS в условиях удаленного воздействия на термоядерные материалы, размещенные в вакуумных камерах лабораторных установок или на токамаках [3 – 5]. В этих базовых LIBS экспериментах показана возможность измерения профиля распределения элементов по глубине в имитирующих PFM многослойных структурах из смешанных гидрированных слоев, содержащих C, Be, Ti, Mo, W и Li пленки. Кроме того, показана прямая корреляция между химической концентрацией элементов и интенсивностью спектральных линий, заложившая основу для количественного определения примесей без калибровки образцов, известная как CF-LIBS (от англ. Calibration-Free Laser-Induced-Breakdown-Spectroscopy).

На точность таких измерений влияет несколько факторов. Во-первых,

увеличение расстояния до системы сбора излучения от плазмы требует применения собирающей оптики с большой апертурой. Во-вторых, для расшифровки сложных спектров с большим числом близко расположенных линий необходим спектральный прибор с высоким разрешением, а для повышения отношения сигнал/шум он должен иметь высокую светосилу. В экспериментах на крупномасштабных установках все чаще стали применяться эшелле спектрометры высокого разрешения с системой регистрации спектров цифровой камерой на основе ICCD технологии (от англ. Intensified charge-coupled devices), которая предусматривает наличие усилителя яркости на основе ЭОП с временным затвором. Это позволяет оптимизировать время наблюдения и задержку, а также существенно уменьшает количество накапливаемых спектров.

На точность измерений влияет и энергия лазера. Превышение порога по энергии 10 Дж/см^2 , характерного для типичной LIBS, дает некоторый выигрыш в интенсивности спектральных линий, но заметно увеличивает глубину кратеров. С другой стороны, применение в экспериментах длиннофокусной собирающей оптики приводит к уменьшению плотности энергии и оправдывает увеличение энергии лазера до $0,2 - 0,4 \text{ Дж}$.

Разработанные методы LIBS анализа на смешанных материалах открыли возможность для контроля химического состава в зависимости от глубины расположения элементов. Однако несмотря на систематическое улучшение лазерных систем на основе LIBS их применение для диагностики ИТЭР требует продолжения исследований.

Текущее состояние проблемы и последние результаты представлены в обзорах [6 – 9]. Основные усилия в развитии LIBS направлены на решение следующих задач: повышение чувствительности количественного анализа, демонстрация дистанционного мониторинга на действующих ТЯУ, диагностика трития при атмосферном давлении по аналогии с планируемыми условиям работы на ИТЭР.

Таким образом очевидно, что аналитические возможности LIBS определяются целым рядом факторов. Рассмотрим наиболее важные из них и приведем рекомендации с учетом опыта работы на лазерной системе LIBS в лаборатории кафедры физики плазмы (НИЯУ МИФИ).

Влияние газовой среды, окружающей исследуемую поверхность. Работа в условиях вакуума приводит к уменьшению длительности, интенсивности и области свечения лазерной плазмы. Переход же к работе на атмосфере затрудняет расшифровку LIBS-спектров из-за появления дополнительных линий. Заполнение Ar рабочего объема при атмосферном или пониженном

давления решает эту проблему.

Длительность лазерных импульсов. В технике LIBS широко используются наносекундные импульсные лазеры. Кроме того, в последнее время стали применяться и лазеры пико- и фемтосекундного диапазонов. Однако наш опыт работы с наносекундными и пикосекундными лазерами, обладающими небольшой энергией импульса (до 70 мДж) показал небольшое различие в LIBS-спектрах (рис. 1), хотя для пикосекундных импульсов глубина кратеров немного меньше.

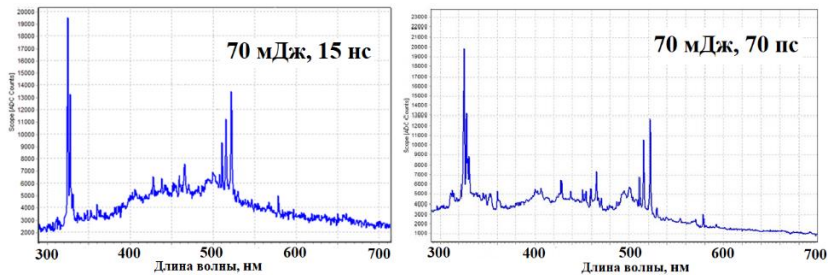


Рис. 1. Спектр на мишени из меди в атмосфере воздуха

Схемы генерации лазерной плазмы. В экспериментах LIBS кроме одиночных импульсов (SP-LIBS) применяется двухимпульсный режим возбуждения (DP-LIBS), что почти на порядок увеличивает интенсивность спектральных линий. Взаимодействия второго импульса с предварительно аблируемым веществом приводит к повышению чувствительности, однако требует применения более сложных оптических схем.

Комбинация электрической искры и SP-LIBS, получившая название (SA-LIBS) выгодно отличается от схемы DP-LIBS более простой реализацией при сохранении высокой интенсивности линейчатого спектра и улучшению соотношения сигнал-шум. В нашей работе для генерации сильноточной искровой плазмы используется емкость 0,05 мкФ ($U=5кВ$), а также вспомогательная лазерная плазма, образующаяся на исследуемом образце, но уже при меньшей плотности энергии. SA-LIBS спектр на мишени из меди с возбуждением дополнительных спектральных линий, соответствующих воздуху и материалу изолятора показан на рис.2. Первые результаты показали высокую чувствительность по сравнению с SP-LIBS, однако для применения этой методики в задачах количественного определения содержания дейтерия требуются детальные дополнительные исследования.

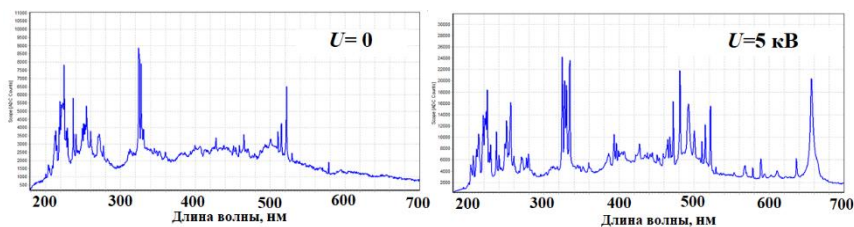


Рис. 2. SA-LIBS спектр на мишени из меди при атмосферном давлении

Список литературы:

- [1] Cremers D.A., Radziemski L.J. Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy // Second Edition. John Wiley & Sons. 2013. – 432 p.
- [2] Musazzi S., Perini U., Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: Theory and Applications // Berlin Heidelberg, Springer, 2014. – 565 p.
- [3] S. Almaviva, L. Caneve, et al. Remote-LIBS characterization of ITER-like plasma facing materials // Journal of Nuclear Materials. 2012. 421, pp. 73–79, doi: [10.1016/j.jnucmat.2011.11.050](https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2011.11.050)
- [4] Cong Li, Dongye Zhao, et al. Characterization of deuterium retention and co-deposition of fuel with lithium on the divertor tile of EAST using laser induced breakdown spectroscopy // Journal of Nuclear Materials. 2015. 463, pp. 915–918, doi: [10.1016/j.jnucmat.2014.12.064](https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.12.064)
- [5] Cong Li, Chun-Lei Feng, Hassan Yousefi Oderji, Guang-Nan Luo and Hong-Bin Ding. Review of LIBS application in nuclear fusion technology // Front. Phys. 2016. 11(6), 114214, doi: [10.1007/s11467-016-0606-1](https://doi.org/10.1007/s11467-016-0606-1)
- [6] Gasior P. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy as Diagnostics for Plasma-Wall Interactions Monitoring in Tokamaks // ACTA PHYSICA POLONICA, Series A, 2020. Vol. 138, № 4, p. 601–607.
- [7] S. Almaviva, J. Butikova, S. Brezinsek et. al. Monitoring of tritium and impurities in the first wall of fusion devices using a LIBS based diagnostic // Nuclear Fusion, 2021, **61**(12). Article125001. doi: [10.1088/1741-4326/ac31d6](https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac31d6)
- [8] S. Almaviva, P.G. Bhat, P. Veis, et al. LIBS depth profiling of Be-containing samples with different gaseous impurity concentrations // Nuclear Mater. and Energy, 2023, 37, Article 101549. doi: [10.1016/j.nme.2023.101549](https://doi.org/10.1016/j.nme.2023.101549)
- [9] Cong Li, Hong-Bin Ding, et al. Experimental and model study of LIBS depth profile for multilayer deposition materials / Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy, 2023, 209. Article106783. doi: [10.1016/j.sab.2023.106783](https://doi.org/10.1016/j.sab.2023.106783)

П.С. ПРУСАЧЕНКО^{1*}, А.Ф. ГУРБИЧ¹, Т.Л. БОБРОВСКИЙ¹,
М.В. БОХОВКО²

¹Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, АО «ГНЦ РФ-ФЭИ», г.
Обнинск

[*prusachenko.pavel@gmail.com](mailto:prusachenko.pavel@gmail.com)

ВОЗМОЖНОСТИ И ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДОВ ЯДЕРНОГО МИКРОАНАЛИЗА В АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МАТЕРИАЛОВ ПЕРВОЙ СТЕНКИ

В докладе будут рассмотрены возможности ускорительного комплекса АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» для анализа ускоренными ионными пучками материалов первой стенки термоядерных реакторных установок. В настоящий момент в АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» реализован широкий спектр методов ядерного микроанализа – обратное резерфордское и нерезерфордское рассеяние (RBS и EBS); анализ по продуктам ядерных реакций (NRA); анализ по ядрам отдачи (ERDA); анализ по гамма-излучению, индуцированному пучками ускоренных ионов (PIGE). Реализованные методы позволяют осуществлять анализ широкого спектра элементов, включая определение концентрации водорода и гелия в тяжелой матрице, а также изотопов-свидетелей переноса вещества. В докладе будут представлены примеры применения реализованных методов, в том числе для анализа материалов первой стенки, а также кратко представлены результаты работы в области константного обеспечения ядерного микроанализа.

ЭФФЕКТЫ РАЗМЕРНОСТИ ПРИ АНАЛИЗЕ ДАННЫХ ЛАЗЕРНОЙ ТЕРМОДЕСОРБЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ

Лазерно-стимулированная десорбционная диагностика (Laser-Induced Desorption, LID) рассматривается в настоящее время в качестве кандидатного метода для определения локального содержания трития в стенке токамака ITER [1]. Интерпретация данных LID диагностики требует широкого применения компьютерного моделирования процесса термодесорбции газа из мишени. Используемые для этого коды, как правило, основаны на одномерных моделях переноса вещества и энергии внутри образца.

В работе проанализированы границы применимости одномерного приближения при анализе данных LID диагностики. Построена двумерная модель переноса тепла в мишени при её облучении импульсами миллисекундной длительности. Получены аналитические аппроксимации для динамических профилей температуры внутри образца. Показано, что при облучении мишени лазерным пучком, поперечный радиус которого сравним с длиной теплопроводности, становятся важны эффекты размерности, приводящие к отклонению от одномерной картины переноса частиц и тепла внутри образца. Продемонстрировано, что в случае выхода водорода из вольфрамовой мишени при её облучении узкими пучками, поперечный радиус которых не превышает 0.5 мм, применение одномерного приближения может приводить к значительным, до 100 %, отличиям в количестве десорбированного из мишени водорода, по сравнению с двумерным режимом выхода газа из образца. С увеличением радиуса пучка больше 1 мм, одномерное и двумерные приближения для описания термодесорбции водорода из образца дают практически сходные значения, отличающиеся друг от друга не более чем на 10-15 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект государственного задания № 0723-2020-0043).

Литература

[1] Zlobinski M. et al. // Fus. Eng. Design. 2011. V. 86. P. 1332-1335.

Л.А. ВАРШАВЧИК*, В.А. БОЧАРНИКОВ, Е.А. СТАРОВОЙТОВ,
Д.Д. ГАЛИЦЫН, С.А. НИКИТЕНКО, Е.Е. МУХИН
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
**lidia.varsh@mail.ioffe.ru*

МОДЕЛИ РАСЧЕТА САМОСОГЛАСОВАННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЕМКОСТНОМ ВЧ РАЗРЯДЕ

Основной подход к моделированию емкостного высокочастотного разряда при низком давлении и небольших размерах установок - решение кинетического уравнения на функцию распределения методом частиц-в-ячейках. Для моделирования разряда в сложных геометриях, например чистящего разряда диагностических зеркал ИТЭР, нашей группой разрабатывается код КИТе [1], ранее применявшийся для расчета транспорта нейтральной примеси в диагностических каналах ИТЭР. Для корректного описания поверхностей используется нерегулярная (треугольная) расчетная сетка, что существенно усложняет вычислительную задачу. Расчеты выполняются параллельно на суперкомпьютере. Код имеет пользовательский интерфейс и документацию.

Код состоит из нескольких основных блоков, связанных между собой последовательным расчетом и передачей параметров разряда. В «транспортном» блоке моделируется движение тестовых частиц в электрическом и магнитном полях (используется интегратор Бориса), столкновения частиц друг с другом (основные — нейтраль-нейтральное упругое рассеяния, ионизация электронным ударом и упругое рассеяние электронов на атомах, расчет методом Монте-Карло) и со стенкой (отражение и распыление, используются базы данных, предрассчитанные в программе TRIM методом бинарных столкновений). В «блоке полей» на основе распределения объемной плотности заряда рассчитываются локальные электрические поля, создаваемые заряженными частицами. Для этого решается уравнение Пуассона на электрический потенциал в ячейках расчетной сетки. Обычно в подобных кодах используются граничные условия в форме Дирихле — фиксированные потенциалы на электродах в каждый момент времени, однако в таком случае не обеспечивается непрерывность тока в цепи. Граничные условия должны быть согласованы со схемой замыкания электрической цепи и перетекания разрядов.

В коде КИТе для расчета локальных электрических полей используется дополнительное граничное условие в форме Неймана, следующее из теоремы Гаусса: производная потенциала по нормали пропорциональна

поверхностной плотности заряда на электродах, а также второе дополнительное условие, замыкающее систему уравнений: интеграл от поверхностной плотности заряда по площади электрода равен суммарному заряду на электроде. При этом напряжение между электродами становится неизвестной величиной и вычисляется в результате решения системы уравнений. Система уравнений оказывается несимметричной, при этом разреженной, большой и плохо обусловленной. Для упрощения решения предполагается внедрение двух-этапной схемы со сведением системы к двух более мелким и симметричным.

При таком подходе в блок расчета полей необходимо задавать заряды на электродах, получая напряжение в разряде. С учетом этого, применяя уравнения Кирхгофа для внешней электрической цепи, можно найти полный ток и следовательно заряд, перетекающий на электроды по внешней цепи. Также вклад в заряды на электродах вносят заряженные частицы, пришедшие на электроды из плазмы. При этом полный ток по цепи замыкается в разряде токами смещения в сумме с плазменным током проводимости.

В настоящий момент в коде реализованы все блоки по отдельности, проводится тестирование на модельных задачах и сборка общей схемы перетекания зарядов для обеспечения непрерывности тока.

Литература

[1] "Three-dimensional simulation of neutral transport in gases and weakly ionized plasmas." Varshavchik, L. A., et al. Plasma Physics and Controlled Fusion 63.2 (2020): 025005

В.В. КУЛАГИН^{1,2}, М.М. ЦВЕНТУХ¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН),
Москва

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва
VVKulagin@mephi.ru, mmtsv@lebedev.ru

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ СО СЛОЯМИ НАНОВОЛОКОН ВОЛЬФРАМА

Исследованы процессы взаимодействия плазмы с повышенной до сотен эВ энергией ионов со наноструктурой вольфрама – W fuzz. При такой повышенной энергии – соответствующем пристеночном падении потенциала наблюдается спонтанное инициирование всплесков плазмы взрывной электронной эмиссии – дуговых разрядов [1-2]. В отличие от «обычных» условий инициирования – с внешним триггером, здесь требуется учет объемных свойств вещества – наноструктуры.

Получена оценка средней критической температуры T_{cr} (и соответствующей энергии связи $E_{coh} = 5 T_{cr}$) для наноструктуры вольфрамовых волокон (W fuzz), составляющая

$$T_{cr} = 2 n/n_0 \text{ эВ},$$

где n/n_0 – отношение средней концентрации атомов в наноструктуре к концентрации атомов в вольфраме [3]. Средняя концентрация атомов в слоях нановолокон уменьшается с высотой наноструктурированного слоя, снижаясь до уровня нескольких процентов от нормальной концентрации для толщины слоя в несколько микрон. Соответствующая критическая температура падает до уровня много меньше 1 эВ. Это приводит к наблюдаемому экспериментально снижению среднего заряда ионов вольфрамовой плазмы [4].

Показано, что для количественного описания процессов спонтанного инициирования взрывоэмиссионных всплесков на наноструктурированной поверхности волокон не достаточно рассматривать "поверхностные" эмиссионные модели, а требуется учет 1) объемного энерговыделения и 2) измененных свойств нановолокон (проводимости).

С помощью атомистического моделирования деталей образования плазмы из нановолокон под воздействием гелиевой плазмы с повышенной энергией ионов получены "быстрые взрывы" приповерхностных нанопузырей гелия

[5]. Показано, что условием для взрыва является

$$E_{\text{growth}} < E_{\text{bubble}} < E_{\text{ign}},$$

где E_{bubble} – суммарная энергия атомов гелия в нанопузыре, составляющая порядка 100 эВ, E_{growth} – энергия падающего иона гелия, соответствующая росту нановолокон (десятки эВ), E_{ign} – энергия падающего иона гелия (сотни эВ), соответствующая 1) распылению нановолокон 2) спонтанному инициированию взрывоэмиссионных всплесков $E_{\text{ign}} = eU_{\text{ign}}$.

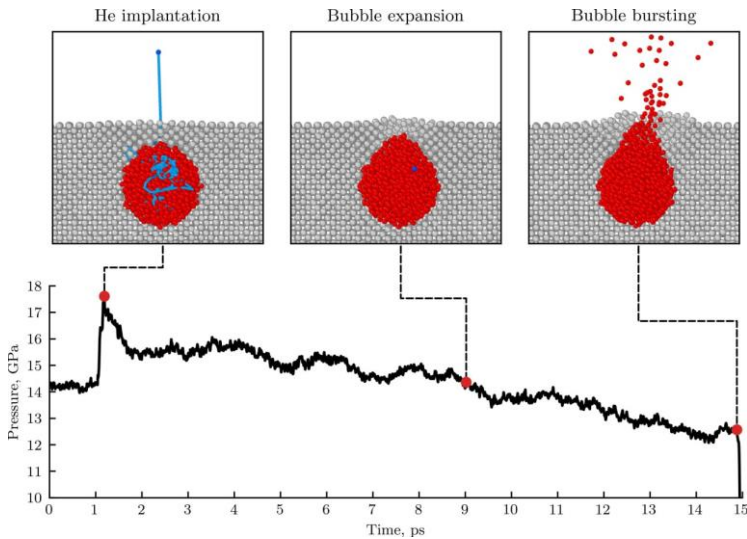


Рисунок 1 - Быстрый взрыв приповерхностного пузыря при попадании атома He

Термин "быстрые" взрывы означает времена менее ~10 пс - до релаксации вводимой энергии в системе нанопузыря гелия, удерживаемого в вольфраме. Данное время было определено в результате численного моделирования методом молекулярной динамики с набором статистики. Среднее время релаксации

$$\langle \tau \rangle = 0.23 + 1.40 \cdot (r/a) \text{ пс},$$

его разброс

$$\delta\tau = 0.29 + 0.49 \cdot (r/a) \text{ пс},$$

где $a = 3.165 \text{ \AA}$ – период кристаллической решетки вольфрама.

В атомистическом моделировании объемного распределения нанопузырей гелия получены пространственные распределения нанопузырей гелия в вольфраме при повышенной энергии падающих ионов (от 100 до 500 эВ).

Получено, что глубина образования нанопузырей при большой энергии сопоставима и превышает характерный поперечный размер нановолокон – 10 нм.

Получены распределения среднего размера и концентрации нанопузырей. Они составили соответственно $\sim 2 \text{ \AA}$ и $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Частота соударений электронов с нанопузырями может быть оценена как $n\nu\sigma$, где $\nu \sim 10^8 \text{ см/с}$, $\sigma = 4\pi r^2 = 5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$,

$$(n\nu\sigma)_0 \sim 5 \times 10^{13} \text{ с}^{-1},$$

что сравнимо и меньше, чем частота столкновений с дефектами в вольфраме и частота рассеяния на фонах.

При этом следует отметить, что в экспериментах полный флюенс Φ [6] примерно на два порядка выше, чем задавался в расчетах Φ_0 . Из геометрических соображений можно получить оценки сверху и снизу для частоты соударений в нановолокнах $n\nu\sigma$:

$$(\Phi/\Phi_0)^{2/3} < n\nu\sigma/(n\nu\sigma)_0 < \Phi/\Phi_0$$

Таким образом, можно ожидать увеличения частоты соударений $n\nu\sigma$ на полтора порядка – до уровня более 10^{15} с^{-1} , что может вносить существенный вклад в увеличение электрического сопротивления нановолокон.

Отметим, что недавно была измерена теплопроводность наноструктуры вольфрама [7], которая составила 0.14-0.26 % от нормальной величины для вольфрама.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00274.

Литература

- [1] Kajita S., Noiri Y., Ohno N. 2015 *Phys. Scr.* **90** 095604
- [2] Rongshi Zhang, *et al* 2022 *Nuclear Materials and Energy* **31** 101178
- [3] Tsventoukh M.M. 2023 *Phys. Plasmas* **30** 092511
- [4] Barengolts S A *et al* 2020 *Nucl. Fusion* **60** 044001
- [5] В.В. Кулагин, М.М. Цвентух «О воздействии на наноструктуру вольфрама потока ионов гелиевой плазмы повышенной энергии» *ЖЭТФ направлено в редакцию*
- [6] Gasparyan Y M *et al* 2016 *Nucl. Fusion* **56** 054002
- [7] S. Kajita *et al* 2023 30th *ISDEIV Okinawa Japan* pp. 526-528

В.В. УГЛОВ^{1,2*}, В.А. СКУРАТОВ³, И.А. ИВАНОВ⁴, И.В. САФРОНОВ¹,
К. ДЖИН⁵, А.Е. КУРАХМЕДОВ⁴, Б.С. АМАНЖУЛОВ⁴,
М.В. КОЛОБЕРДИН⁴

¹Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

³Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия

⁴Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

⁵Пекинский технологический институт, Пекин, Китай

*uglov@bsu.by

ВСЕГДА ЛИ ЭФФЕКТИВНА СТРАТЕГИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО КОНЦЕНТРИРОВАННОГО СПЛАВА В ПОДАВЛЕНИИ РАДИАЦИОННОГО РАСПУХАНИЯ: СРАВНЕНИЕ HfNbTiZr И V-4Cr-4Ti

В настоящее время одними из перспективных материалов для ядерных применений, в том числе в установках термоядерного синтеза, являются многокомпонентные концентрированные сплавы (МКС) [1]. Сегодня активно исследуются МКС на основе тугоплавких элементов как наиболее подходящие для высокотемпературных применений [2]. Одними из наиболее изученных МКС являются сплавы с объемно-центрированной кубической (ОЦК) решеткой на основе Hf-Nb-Ta-Ti-Zr [2]. Для сплава HfNbTiZr плохо изученным вопросом является его радиационная стойкость. Цель настоящей работы заключалась в исследовании радиационного распухания HfNbTiZr в сравнении с общепринятым малораспухаемым V-4Cr-4Ti, облученных ионами He.

Объемные сплавы HfNbTiZr и V-4Cr-4Ti были синтезированы из чистых металлов методом левитационной плавки [3, 4]. Образцы сплавов облучались ионами He с энергией 40 кэВ до флюенсов 1×10^{17} и 5×10^{17} см⁻² при 300 К. Для микроструктурного анализа образцов применялась просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ). Для количественной оценки характеристик радиационного распухания по ПЭМ-изображениям использовалась программа ImageJ. Энергетические характеристики дефектов вычислялись в пакете LAMMPS, используя модель квазислучайной структуры сплава. Межатомное взаимодействие для HfNbTiZr описывалось с помощью MEAM потенциала [5], в то время как данные для V-4Cr-4Ti брались из литературы [6].

Рисунок 1 демонстрирует распределения пузырьков He в поперечном сечении сплавов HfNbTiZr и V-4Cr-4Ti, облученных при 300 К до флюенса

$5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Обнаружено, что в HfNbTiZr сформировались пузырьки He больше по размеру, чем в V-4Cr-4Ti. Исходя из количественного анализа ПЭМ-изображений в области максимальной концентрации пузырей (выборка в квадрате размером $105 \times 105 \text{ нм}$), установлено, что для HfNbTiZr свойственно в ~ 2 раза более широкое распределение пузырьков по размерам, чем для V-4Cr-4Ti, при этом средний диаметр составил $3,1 \pm 1,1$ против $1,4 \pm 0,6 \text{ нм}$ при флюенсе $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2(a)).

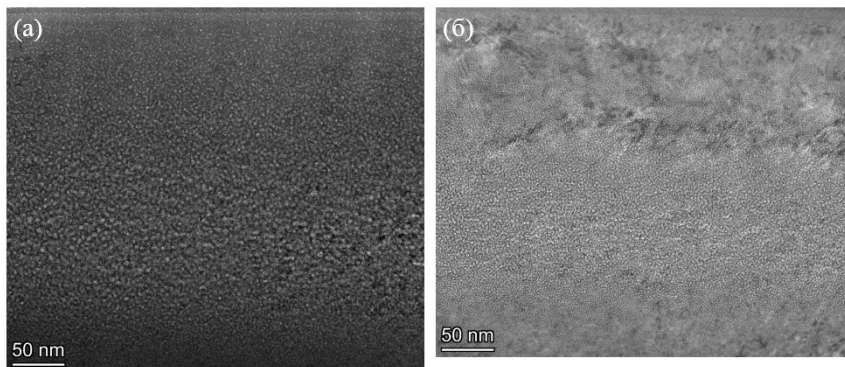


Рисунок 1 – Светлопольные ПЭМ-изображения (режим дефокусировки) поперечных сечений сплавов HfNbTiZr (а) и V-4Cr-4Ti (б), облученных ионами He с энергией 40 кэВ при 300 К до флюенса $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$

Обнаружено, что сплав HfNbTiZr более подвержен радиационному распуханию, чем V-4Cr-4Ti при заданных условиях облучения (рис. 2(б)). Так, газовое распухание для HfNbTiZr и V-4Cr-4Ti составило $0,10 \pm 0,01$ против $0,056 \pm 0,006 \%$ и $0,44 \pm 0,05$ против $0,19 \pm 0,02 \%$ при флюенсах 1×10^{17} и $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ соответственно (рис. 2(б)). В то время как 5-кратное увеличение флюенса (с 1×10^{17} до $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$) привело к 3,5-кратному повышению газового распухания в сплаве V-4Cr-4Ti, то для HfNbTiZr это уже 4,4-кратное повышение. Последнее может указывать на интенсификацию радиационного распухания в сплаве HfNbTiZr по сравнению с V-4Cr-4Ti с повышением флюенса.

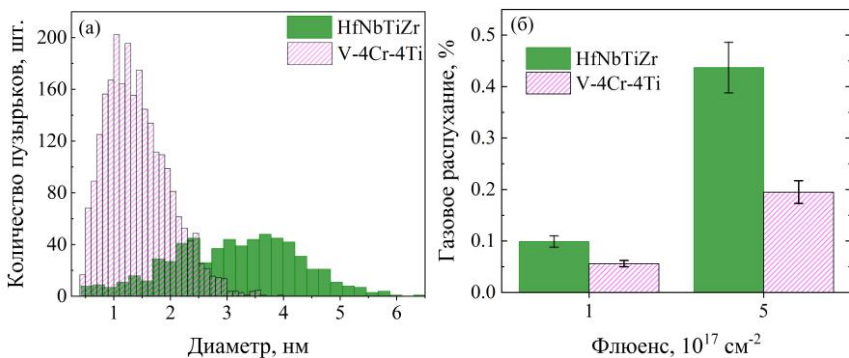


Рисунок 2 – Характеристики радиационного распухания: распределения пузырьков He по размерам в сплавах HfNbTiZr и V-4Cr-4Ti при флюенсе $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (а); гистограммы газового распухания от флюенса (б)

Известно, что вакансии (v) играют особую роль в стабилизации гелий-вакансионных комплексов ($\text{He}_n v_m$) [7]. На рисунке 3 приведены энергии образования вакансий ($E_f(v)$) для сплавов HfNbTiZr и V-4Cr-4Ti. Как видно, $E_f(v)$ для HfNbTiZr ниже не только, чем в референтном ОЦК Nb (2,68 эВ), но и большинства значений в V-4Cr-4Ti (V является растворителем с концентрацией ~92 ат.%). В связи с чем, равновесная концентрация v в HfNbTiZr будет выше, чем в V-4Cr-4Ti. Предполагается, что более высокая энергия связи $\text{He}_n v_m$ комплексов в HfNbTiZr может быть причиной более интенсивной коалесценции пузырьков He по сравнению с V-4Cr-4Ti. В то время как в разбавленных сплавах ванадия энергетически выгодно существование множества малых $\text{He}_n v_m$ кластеров [8].

Первопринципные расчеты в [10] показали, что низкие $E_f(v)$ в сплаве NbTiZr по сравнению с его составляющими элементами является следствием эффекта сильной локальной дисторсии решетки (ЛДР). Результаты наших вычислений, основанные на MEAM межатомном потенциале [5], показывают схожую тенденцию для HfNbTiZr. Авторы работы [10] отмечали положительную роль эффекта ЛДР в NbTiZr при повышенных температурах вследствие увеличения концентрации вакансионного пересыщения и, таким образом, снижения термодинамического стимула для развития вакансионного распухания.

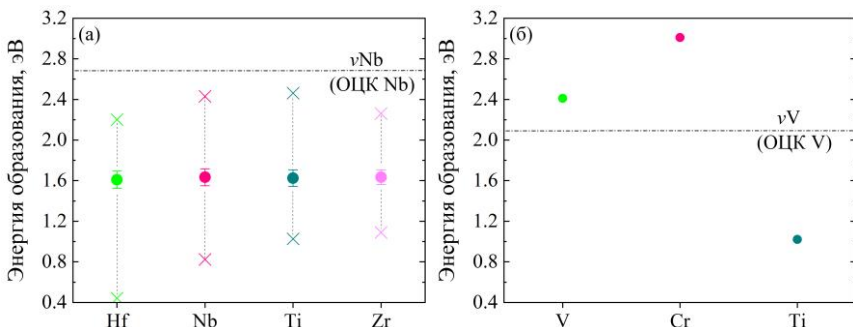


Рисунок 3 – Энергия образования вакансий для сплавов HfNbTiZr (а) и V-4Cr-4Ti (б). Для сравнения приведены данные для референтных чистых Nb и V [9]. Данные для V-4Cr-4Ti (б) взяты из [6]. На рисунке (а) показаны диапазоны и средние значения $E_f(v)$

На основании полученных и литературных данных предсказывается негативная роль эффекта ЛДР для HfNbTiZr в подавлении радиационного распухания при пониженных температурах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (грант № AP19579188), а также Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и Министерства образования Республики Беларусь (грант № T22MB-009). Авторы благодарны высокопроизводительному вычислительному центру НИЯУ МИФИ за предоставление ресурсов.

Литература

- [1] E. Pickering, A. Carruther, P. Barron, et al., *Entropy* 23, 98 (2021)
- [2] O. Senkov, D. Miracle, K. Chaput, et al., *J. Mater. Res.* 33, 3092 (2018)
- [3] D. Li, N. Jia, H. Huang, et al., *J. Nucl. Mater.* 552, 153023 (2021)
- [4] N. Jia, Y. Li, H. Huang, et al., *J. Nucl. Mater.* 550, 152937 (2021)
- [5] X. Huang, L. Liu, X. Duan, et al., *Mater. Des.* 202, 109560 (2021)
- [6] J. Fu, X. Li, B. Johansson, et al., *J. Alloys Compd.* 705, 369 (2017)
- [7] P. Zhang, J. Zhao, Y. Qin, et al., *J. Nucl. Mater.* 419, 1 (2011)
- [8] P. Zhang, J. Zhao, T. Zou, et al., *J. Chen, Tungsten* 3, 38 (2021)
- [9] P. Zhang, Y. Li, J. Zhao, *J. Nucl. Mater.* 538, 152253 (2020)
- [10] T. Shi, Z. Su, J. Li, et al., *Acta Mater.* 229, 117806 (2022)

В.И. ШИМАНСКИЙ^{1*}, А.С. ДОВГАЛЮК¹, В.В. УГЛОВ¹,
В.М. АСТАШИНСКИЙ², А.М. КУЗЬМИЦКИЙ²

¹Белорусский государственный университет, г. Минск

²Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова

Национальной академии наук Беларуси, г. Минск

*shymanskiv@mail.ru

ФОРМИРОВАНИЕ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ВОЛЬФРАМА С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ КОМПРЕССИОННЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ

Вольфрам и сплавы на его основе рассматриваются как перспективные материалы для изготовления отдельных компонентов для внутренних частей строящихся реакторов термоядерного синтеза. В частности, изготовление дивертора планируется исключительно из вольфрамовых сплавов, а некоторые проекты предполагают использовать вольфрам и как материал для первой стенки камеры реактора. Это вызвано, в первую очередь, высокой температурой плавления вольфрама, его радиационной стойкостью, необходимыми для работы при мощных термических и радиационных нагрузках. Тем не менее вольфрам обладает достаточно высокой температурой упруго-вязкого перехода, что делает его весьма хрупким материалом, который начинает интенсивно разрушаться под действием термоупругих напряжений. Попадая в область горения плазмы, такие частицы – продукты эрозии поверхности вольфрама вызывают катастрофическое повышение эффективного массового числа компонентов плазмы и прекращению горения. Также под действием высоких доз облучения ионами гелия, образующихся в результате ядерных реакций, идет интенсивное распыления поверхности с образованием «вольфрамового пуха». Для предотвращения таких негативных эффектов предлагается использовать сплавы вольфрама и меди с повышенной теплопроводностью.

Создание сплавов на основе вольфрама и меди является достаточно сложной задачей, во-первых, из-за большой разницы их температур плавления, а во-вторых, фазовое расслоение, т.е. несмешиваемость в жидком состоянии не позволяет применить традиционные методы плавки и литья. Сегодня активно рассматривается вопрос создания сплавов в виде относительно толстых, от нескольких микрометров и более, приповерхностных слоев на поверхности металла, выступающего в качестве основы сплава. Такой способ может быть относительно легко реализован при импульсном воздействии потока заряженных частиц (ионов, электронов) или

плазмы на поверхности металлов с предварительным нанесением покрытия другого металла.

В настоящей работе предложено использовать высокоэнергетические импульсные компрессионные плазменные потоки, генерируемые в магнитоплазменном компрессоре, разработанном в Институте тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси. Формирование плазменного потока происходит в результате газового разряда в межэлектродном пространстве. Сформированный поток плазмы обладает энергией, плотность которой, поглощаемой поверхностным слоем мишени, достигает $50-70 \text{ Дж/см}^2$ при длительности стабильного существования до 100 мкс. Такие компрессионные плазменные потоки показали перспективность при синтезе двух- и более компонентных сплавов. В настоящей работе рассматривается перспективность применения компрессионных плазменных потоков для модифицирования поверхности вольфрама и создания сплавов на его основе.

Компрессионные плазменные потоки были использованы для модифицирования поверхности вольфрама и создания сплава W-Cu. Нанесение медного покрытия толщиной 1-2 мкм на поверхность вольфрама и последующее воздействие компрессионными плазменными потоками приводит к плавлению и последующей кристаллизации обоих материалов. Результаты рентгеноструктурного анализа действительно показывают наличие двухфазной системы после кристаллизации, однако наблюдается незначительное изменение параметра кристаллической решетки вольфрама, отсутствующее на обработанных мишенях вольфрама без медного покрытия. Это позволяет предположить формирование твердого раствора W(Cu), включающего небольшое содержание меди. При анализе поверхности образцов с помощью растровой электронной микроскопии было показано, что на поверхности формируются области в виде застывших капель меди, стянутых силами поверхностного натяжения (рис. 1а).

С целью увеличения концентрации меди в приповерхностном слое вольфрама было предложено формирование трехкомпонентных сплавов W-Zr-Cu и W-Nb-Cu. Дополнительно введенные элементы циркония и ниобия имеют температуру плавления, промежуточную между соответствующими температурами вольфрама и меди. Следовательно, при воздействии плазменным потоком на начальном этапе происходит смешивание расплавленной меди и расплавленного ниобия и циркония, которые, образовав единое жидкофазное состояние, на последующем этапе нагрева смешиваются с расплавленным вольфрамом. Используя трехкомпонентную

систему, удастся повысить концентрацию меди в приповерхностном слое вольфрама от 1,3 ат. % в случае сплава W-Cu до 16-19 ат. % для сплава W-Cu-Nb (таблица 1).

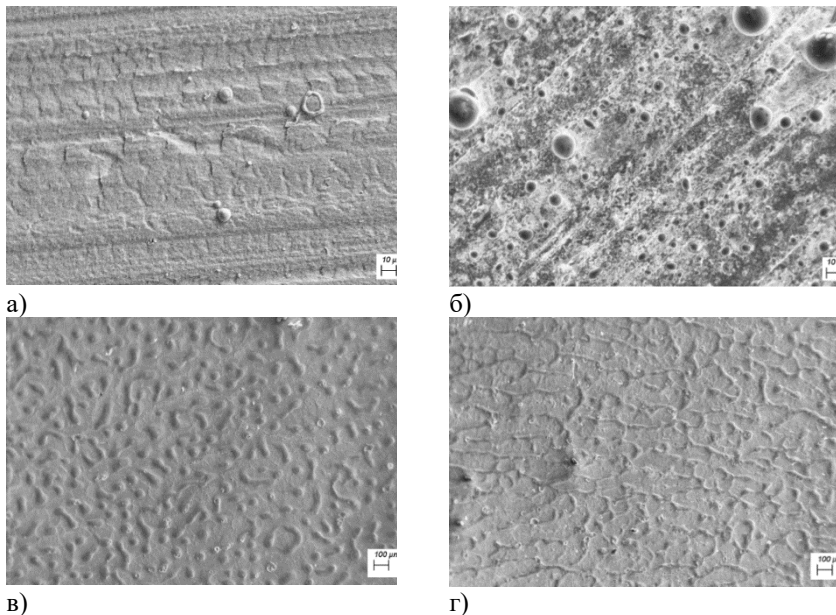


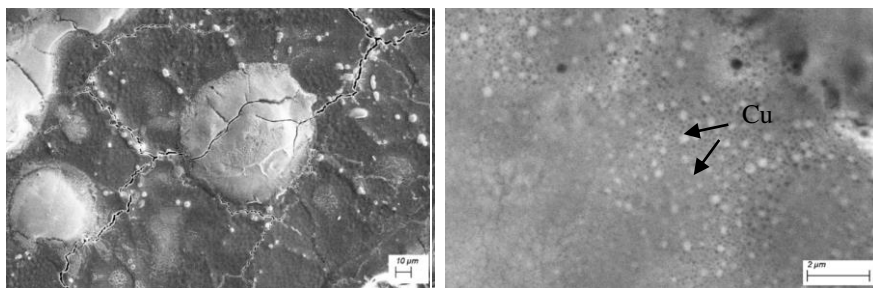
Рисунок 1 – РЭМ-изображения поверхности системы W/Cu в исходном состоянии (а) и после воздействия КПП при $Q = 25$ Дж/см² (б) и системы W-Cu-Nb после воздействия КПП при $Q = 35$ Дж/см² (в) и $Q = 55$ Дж/см² (г)

Таблица 1 – Элементный состав (концентрация элементов, ат. %) модифицированной плазменным воздействием поверхности систем W-Cu-Nb и W-Cu

Q , Дж/см ²	W-Cu-Nb			W-Cu	
	W	Nb	Cu	W	Cu
35	39,0	41,6	19,4	36,8	63,2
55	43,2	40,0	16,8	98,7	1,3

В результате скоростной кристаллизации поверхностного слоя сплава W-Cu-Nb обнаружено формирование крупных включений ниобия размером до

50 мкм, а также мелких включений меди размером до 200-300 нм (рис.2). Таким образом, сформированный сплав может рассматриваться как композиционный материал на основе твердого раствора W(Nb) с включением дисперсных частиц меди.



а)

б)

Рисунок 2 – РЭМ-изображения поверхности сплава W-Cu-Nb после обработки КПП при $Q=35$ Дж/см²: включения ниобия на поверхности (а), включения меди на поверхности (б)

Основные результаты работы показывают перспективность использования импульсных компрессионных плазменных потоков для формирования сплавов на основе вольфрама и меди. Проведенные дополнительные трибологические испытания, которые позволили измерить коэффициент трения поверхности, показывают его снижение от 0,55 до 0,20. Это может являться следствием повышения пластичности поверхностного слоя. Возвратно-поступательное движение индентора в процессе испытаний вызывает преимущественно усталостно-пластичное деформирование, исключая разрушение.

Работа выполнена при финансовой поддержке международного проекта Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований № Т23КИ-039.

Н.Н. ЧЕРЕНДА^{1*}, Д.А. БРОНОВ¹, В.М. АСТАШИНСКИЙ²,
А.М. КУЗЬМИЦКИЙ²

¹Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,

Минск, Беларусь

*cherenda@bsu.by

СТРУКТУРА АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ, ПОДВЕРГНУТОЙ ВОЗДЕЙСТВИЮ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

Аустенитная хромо-никелевая сталь представляет собой один из основных конструкционных материалов, используемых в атомной и термоядерной энергетике [1]. Из-за своих прочностных свойств, жаропрочности, жаростойкости и коррозионной стойкости данный класс сталей нашел широкое применение в узлах и агрегатах, работающих в условиях повышенных температур и высоких доз облучений. Поэтому исследование поведения данного типа конструкционного материала в условиях высокотемпературного плазменного воздействия, облучения и высоких температур является актуальной задачей. Для улучшения свойств аустенитные стали могут дополнительно легироваться рядом элементов. Одним из способов легирования поверхностного слоя материалов является нанесение пленки или покрытия легирующего элемента и последующее воздействие высокоэнергетическими потоками частиц. При использовании режимов воздействия, приводящих к плавлению, основным механизмом формирования легированного слоя является конвективный массоперенос в жидкости. Целью настоящей работы является исследование структуры поверхностного слоя аустенитной нержавеющей стали марки X18N10T, легированного атомами меди при воздействии компрессионных плазменных потоков (КПП).

Объектом исследований являлись образцы стали X18N10T. На поверхность образцов было нанесено покрытие меди методом вакуумно-дугового осаждения толщиной 4 мкм. Затем образцы с покрытием обрабатывались 3 плазменными импульсами на магнитоплазменном компрессоре компактной геометрии [2]. Эксперименты проводили в режиме “остаточного газа”, при котором предварительно откачанную вакуумную камеру заполняли рабочим газом – азотом до давления 400 Па. Расстояние между образцом и срезом центрального электрода варьировалось в диапазоне 10-14 см, что обеспечивало изменение плотности энергии теплового потока, поглощенной поверхностью, 9-19 Дж/см² за импульс. Структурно-фазовое

состояние поверхностного слоя исследовалось методом рентгеноструктурного анализа с помощью дифрактометра Rigaku Ultima IV в излучении $\text{CuK}\alpha$ в фокусировке параллельных пучков. Морфология поверхности и ее элементный состав изучались на растровом электронном микроскопе LEO1455VP (Karl Zeiss).

Результаты рентгеноструктурного анализа представлены на рисунке 1. На дифрактограммах наблюдается перекрытие дифракционных линий меди и твердого раствора аустенита из-за близких параметров ГЦК кристаллической решетки аустенита и меди. Кроме того, на дифрактограмме исходного образца наблюдаются линии твердого раствора на основе $\alpha\text{-Fe}$. Его присутствие может быть обусловлено локальной неоднородностью распределения легирующих элементов, в частности никеля, и появлением областей, где его концентрация недостаточна для стабилизации аустенита.

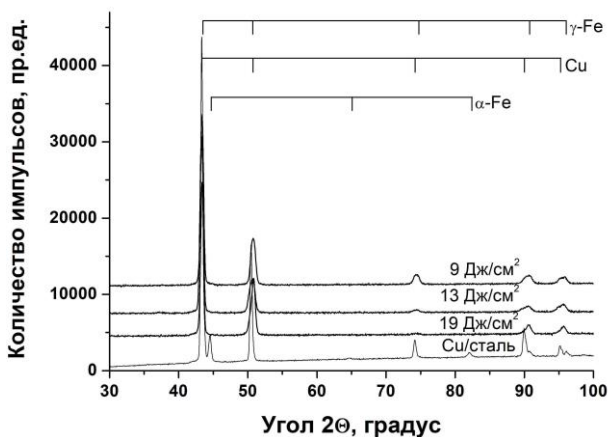


Рисунок 1 - Дифрактограмма образцов стали с покрытием меди до и после плазменного воздействия

Воздействие КПП приводит к гомогенизации распределения легирующих элементов в стали. В результате исчезают дифракционные пики $\alpha\text{-Fe}$. При этом воздействие КПП не приводит к изменению текстуры поверхностного слоя. В частности, в работах [3, 4] было отмечено, что воздействие электронных пучков на систему Cu/сталь Ст.40Х и КПП на сталь X18N10T ведет к росту текстуры (100), что обусловлено формированием столбчатой структуры зерен, растущих по направлению теплоотвода из расплава перпендикулярно поверхности. С увеличением плотности поглощенной

энергии происходит уменьшение интенсивности дифракционной линии меди (311), что при отсутствии текстуры, свидетельствует об уменьшении объемной доли меди в анализируемом слое. Изменение плотности поглощенной энергии ведет и к изменению углового положения дифракционной линии аустенита, что свидетельствует об увеличении параметра решетки аустенита от 3.587 нм (исходное состояние) до 3.600 нм (19 Дж/см²). Замещение атомами меди атомов железа и хрома в твердом растворе на основе аустенита должна приводить к увеличению параметра решетки, что подтверждается результатами работы [3]. Однако при увеличении плотности поглощенной энергии происходит уменьшение концентрации меди в поверхностном слое, следовательно, уменьшается и концентрация меди в твердом растворе аустенита. Поэтому увеличение параметра решетки при воздействии КПП может быть преимущественно связано с другими причинами, например, макронапряжениями.

Анализ морфологии поверхности и элементного состава, проведенный с помощью растровой электронной микроскопии показал, что с увеличением плотности поглощенной энергии наблюдается более однородное распределение легирующих элементов. Это вызвано увеличением времени существования расплава и длительности действия конвективного массопереноса [2]. Увеличение плотности поглощенной энергии также сопровождается уменьшением концентрации меди в поверхностном слое от 37 ат. % (9 Дж/см²) до 18 ат. % (19 Дж/см²). Основными причинами такого поведения являются увеличение интенсивности эрозии при плазменном воздействии и увеличение толщины расплавленного слоя [2].

При анализе поперечных сечений образцов было установлено, что толщина легированного медью слоя составляет ~ 16-18 мкм. В поверхностном слое наблюдается формирование преципитатов, обогащенных медью, сферической формы с максимальным размером до 1 мкм (рисунок 2). Формирование преципитатов обогащенных медью или медных выделений сферической формы в сталях, легированных медью, наблюдалось и в других работах, например [5]. Однако при концентрации меди порядка нескольких атомных процентов, размер преципитатов составлял от единиц до десятков нанометров. В условиях данного эксперимента размер медьсодержащих преципитатов может достигать 1 мкм. При этом структура медьсодержащих преципитатов может быть неоднородной. В частности, наблюдается обогащение медью периферии сферических выделений. Преципитаты наблюдаются при воздействии с плотностью поглощенной энергии 9-13 Дж/см². В этом случае концентрации меди в поверхностном слое существенно

превышает максимальную растворимость атомов меди в аустените ~ 12% (система Fe-Cu).

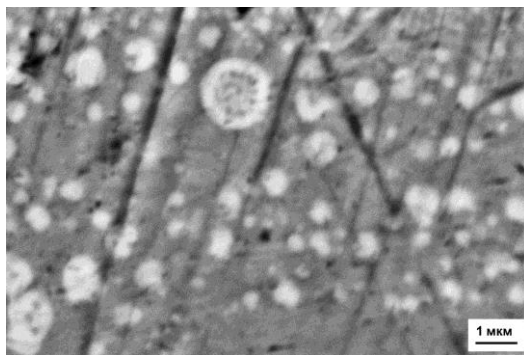


Рисунок 2 - Морфология поверхностного слоя, легированного медью, при плотности поглощенной энергии 9 Дж/см²

Повышение плотности поглощенной энергии до 19 Дж/см² приводит к снижению концентрации меди до величины близкой к максимальной растворимости в твердом растворе. При этом режиме воздействия преципитаты обнаружены не были, что позволяет предположить вхождение меди в состав твердого раствора или формирование преципитатов с размером меньше предела разрешения электронного микроскопа

Литература

- [1] S. V. Plotnikov, N. K. Yerdybaeva, A. A. Kolodeshnikov, V. A. Zuev, V. I. Ignashev, T. R. Tulenbergenov, and I. A. Sokolov. *Technical Physics*, 2013, Vol. 58, No. 12, pp. 1817–1821
- [2] В.В. Углов, Н.Н. Черенда, В.М. Анищик, В.М. Асташинский, Н.Т. Квасов. Модификация материалов компрессионными плазменными потоками. Минск: БГУ, 2013, 248 с
- [3] Эволюция структуры поверхностного слоя стали, подвергнутой электронно-ионно-плазменным методам обработки / под общ.ред. Н.Н.Ковале и Ю.Ф. Иванова.-Томск: Изд-во НТЛ, 2016.-304 с
- [4] N.N. Cherenda, V.V. Uglov, Yu.V. Martinovich, et.al. *High Temperature Material Processes*. 24(3) (2020) 211–225
- [5] Tong Xi, M. Babar Shahzad, Dake Xu, et.al. *Materials Science and Engineering: A*, Volume 675, 2016, Pages 243-252

Н.С. ПОПОВ^{1*}, А.Н. СУЧКОВ¹, В.О. КИРИЛЛОВА¹, М.Ю. ЖАРКОВ²,
А.В. ВЕРТКОВ²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

²АО "Ордена Ленина НИКИЭТ им. Н.А. Доллежалея", Москва

*NSPopov@mephi.ru

РАЗРАБОТКА КОМПОЗИТА WFe КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ СТРУКТУР

Капиллярно-пористые структуры являются перспективным вариантом компонентов обращённых к плазме [1]. Материал, который напрямую контактирует с плазмой должен обладать рядом характеристик, таких как высокая теплопроводность. Помимо этого, для массового производства таких изделий необходима технологичность и простота изготовления. В работе рассмотрена технология изготовления композитных материалов, которая основана на пропитке трёхмерных структур – сеток расплавом металла. В качестве армирующей основы, обеспечивающей высокую теплопроводность предложена сетка из вольфрамовой проволоки. Перспективными материалами матрицы композита являются стали, которые обеспечивают возможность обработки и сварки композита с основой термоядерных установок – стальным каркасом. Однако прямое соединение вольфрама и железа или стали осложнено разницей в КТР и образованием хрупких интерметаллидных фаз [2].

В работе проведены исследования взаимодействия расплавов сталей X13, ЭК-181, AISI 316L и чистого железа с вольфрамом при температурах выше точки плавления на 100 и более градусов. Методом ЭДС выявлены химические составы продуктов взаимодействия расплавов с вольфрамом. Изучено смачивание расплавами поверхности вольфрама.

По полученным результатам проведён модельный эксперимент на образце, имитирующем капиллярную структуру сетки. Расплав стали, полученный плавлением материала в дуговой печи, заполнил капилляры между вольфрамовой проволокой. Структура полученного образца композита WFe представлена на рисунке 1. Получена структура с минимальным взаимодействием между матрицей и армирующим волокном. Слой взаимодействия представляет собой интерметаллид типа Fe_7W_6 и имеет толщину не более 10 мкм. Образования хрупких фаз не удастся избежать даже при быстром охлаждении образца.

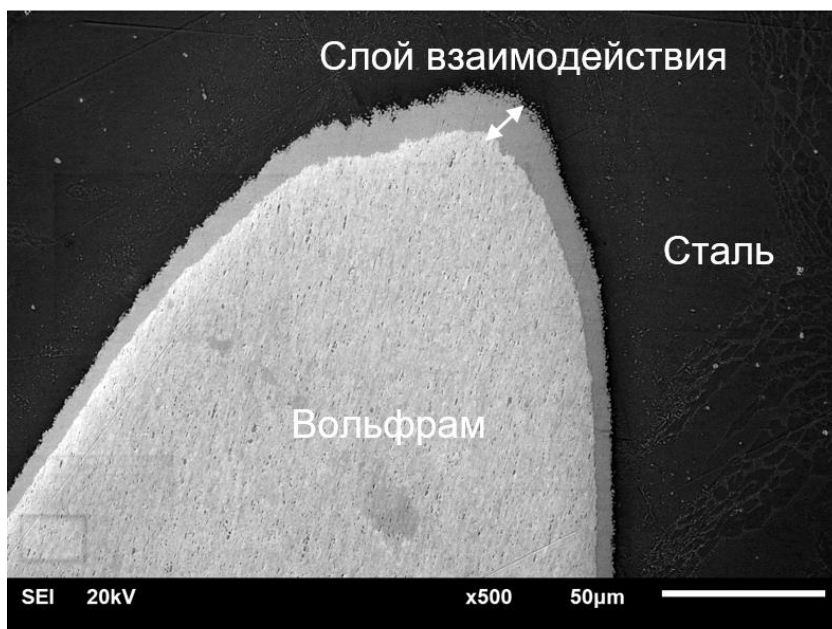


Рисунок 1 – Микроструктура композита WFe из вольфрамового волокна в стальной матрице

Представленные результаты говорят о возможности ограничить взаимодействие матрицы и вольфрамового волокна. Однако для исключения их взаимодействия следует применять покрытия, нерастворимые в расплаве стали.

Литература

- [1] I.E. Lyublinski, A. V. Vertkov, M.Y. Zharkov, O.N. Sevryukov, P.S. Dzhumaev, V.A. Shumskiy, A.A. Ivannikov, Selection of materials for tokamak plasma facing elements based on a liquid tin capillary pore system, Journal of Physics: Conference Series. 748 (2016).
- [2] Paúl A. et al. Phase Transformation and Structural Studies of EUROFER RAFM Alloy // MSF. 2006. Vol. 514–516. P. 500–504.

Р.Х. ХИСАМОВ^{1*}, Н.Н. АНДРИАНОВА^{2,3}, А.М. БОРИСОВ^{1,3,4},
М.А. ОВЧИННИКОВ³, И.И. МУСАБИРОВ¹, Р.Р. ТИМИРЯЕВ¹,
Р.Р. МУЛЮКОВ¹

¹*Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия*

²*Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия*

³*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

⁴*Московский государственный технологический университет "СТАНКИН", Москва, Россия*

**r.khisamov@mail.ru*

ПОЛУЧЕНИЕ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ОБРАЗЦОВ ВОЛЬФРАМА С УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ СТРУКТУРОЙ

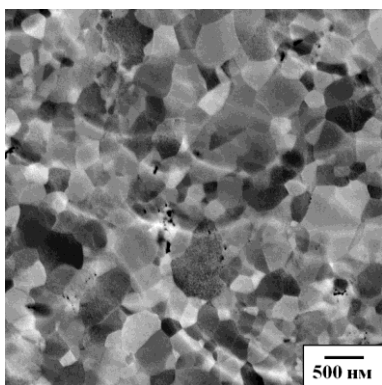
Вольфрам, благодаря высокой температуре плавления, низкому коэффициенту распыления, низкой способности к захвату водорода, является перспективным обращенного к плазме материалом в термоядерном реакторе. Однако, его стойкость к ионно-плазменным воздействиям все еще недостаточна. Одним из способов повышения стойкости вольфрама к таким воздействиям может явиться создание в нем ультрамелкозернистой (УМЗ) структуры. Например, в [1,2] исследовано поведение УМЗ вольфрама с размером зерен менее 1 мкм при облучении ионами гелия, где показано, в частности, что УМЗ структура позволяет повысить порог по флюенсу для образования блистеров. Целью данной работы являлось получение УМЗ структуры в вольфраме и исследование влияния УМЗ структуры на ионное распыление.

Ультрамелкозернистую структуру в образцах вольфрама чистотой 99.9% получили деформационным наноструктурированием методом кручения под высоким давлением [3]. Деформацию осуществляли на наковальнях Бриджмена при давлении 6 ГПа и 5 оборотах наковальни при комнатной температуре. Образцы при этом нагревались не выше 50°C. Полученные в результате деформации образцы имели вид дисков диаметром 10 мм толщиной около 0.3 мм. Для сравнительных исследований использовали образцы листового вольфрама, полученного прокаткой, с мелкозернистой (МЗ) структурой с размером зерен 2 мкм. Микроструктуру образцов исследовали с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) Tescan Mira 3 LHM и рентгеновского дифрактометра Rigaku Ultima IV с Cu-K α

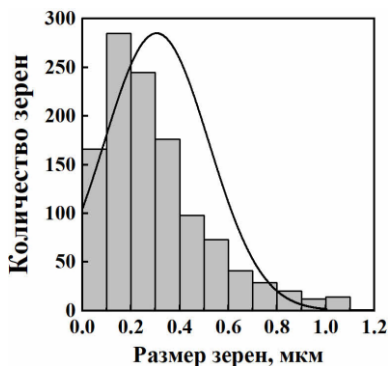
облучением. Размер зерен оценивали методом дифракции обратно-отраженных электронов с шагом сканирования 50 нм.

Для оценки влияния УМЗ структуры вольфрама на ионное распыление и для создания развитой морфологии поверхности образцы подвергали облучению ионами аргона с энергией 30 кэВ по нормали к поверхности на масс-монохроматоре НИИЯФ МГУ [4]. Площадь поперечного сечения пучка составляла 0.3 см^2 , плотность ионного тока - 0.3 мА/см^2 . Флюенс однократного циклического облучения составлял $3 \times 10^{18} \text{ ион/см}^2$. Температура образцов при облучении не превышала 50°C . В процессе облучения для *in situ* мониторинга структурно-морфологических изменений поверхностного слоя образцов производили измерения ионно-электронной эмиссии.

Деформационное наноструктурирование привело к формированию УМЗ структуры в вольфраме с размером зерен от 50 нм до 1.1 мкм при среднем значении 300 нм (рис.1). Микроструктура УМЗ образцов имела равноосные зерна с высокой долей большеугловых границ зерен.



(а)



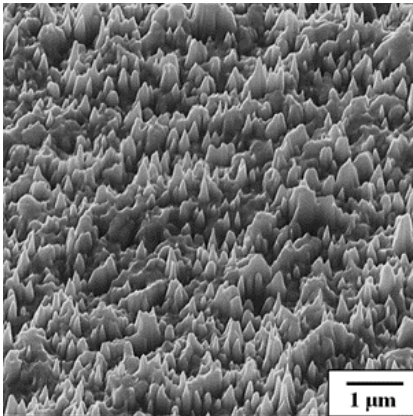
(б)

Рисунок 1 – РЭМ-изображение микроструктуры УМЗ вольфрама, полученного деформационным наноструктурированием методом кручения под высоким давлением при 6 ГПа (а), распределение размера зерен (б)

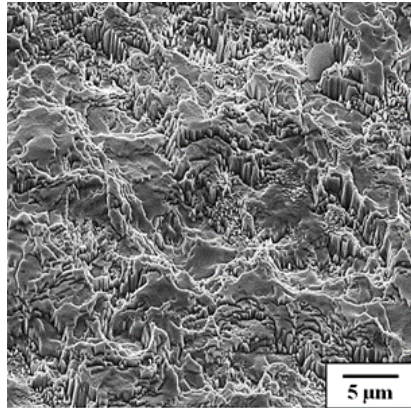
Исследования с помощью рентгеновской дифракции и дифракции обратно-отраженных электронов показали, что в УМЗ образцах отсутствовала кристаллографическая текстура. В случае МЗ образцов, полученных прокаткой, наблюдалась доминирующая кристаллографическая текстура с

ориентацией зерен близкой к (001).

В результате облучения исходно гладкая поверхность УМЗ образцов распыляется с образованием на поверхности конусов высотой 300 нм и плотностью 10^9 см^{-2} (рис. 2а). Таким же рельеф остается и после нескольких циклов облучения с флюенсом 3×10^{18} ион/см². Квазистационарный конусообразный рельеф на поверхности УМЗ образца образуется при распылении слоя толщиной сопоставимой с размером зерен. Коэффициент распыления, измеренный весовым методом, составил 3.5 – 3.6 ат./ион. При распылении прокатанных МЗ образцов формируется сложный рельеф с перепадом высот между зернами, ямками травления и немногочисленными скоплениями конусов (рис. 2б). Установившийся при флюенсах от $3 \cdot 10^{18}$ до $1.8 \cdot 10^{19}$ ион/см² коэффициент распыления составил 1.8 ат./ион.



а)



б)

Рисунок 2 – РЭМ-изображения поверхности образцов вольфрама с различной микроструктурой после облучения ионами Ag^+ с энергией 30 кэВ: а) УМЗ, флюенс $3 \cdot 10^{18}$ ион/см², б) МЗ, флюенс $1.8 \cdot 10^{19}$ ион/см²

Коэффициент ионно-электронной эмиссии, определенный как отношение тока вторичных электронов к току первичных ионов для УМЗ вольфрама составил 1.9–2.2 эл./ион и 1.6 – 1.9 эл./ион для МЗ вольфрама.

Таким образом, деформационное наноструктурирование вольфрама методом кручения под высоким давлением при комнатной температуре приводит к формированию УМЗ структуры со средним размером зерен 300

нм. При высокодозном облучении УМЗ вольфрама ионами аргона с энергией 30 кэВ образуется однородный конусообразный рельеф на поверхности. Стационарный режим эрозии поверхности наступает при флюенсах, достаточных для распыления слоя толщиной порядка размера зерен. Увеличенные коэффициенты распыления и ионно-электронной эмиссии для УМЗ вольфрама могут быть связаны не только с различием рельефа на УМЗ и МЗ образцах, но и с меньшим размером зерна и со значительной текстурой образцов листового вольфрама.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 21-79-30058 и государственного задания ИПСМ РАН. Электронно-микроскопические исследования выполнены на базе ЦКП ИПСМ РАН “Структурные и физико-механические исследования материалов”.

Литература

- [1] O. El-Atwani et al. Nucl. Fusion. 2014. V.54. P.083013.
- [2] Z. Chen et al. Acta Materialia 147 (2018) 100-112.
- [3] Nazarov A.A., Mulyukov R.R. Nanostructured Materials. In: Handbook of NanoScience. Engineering and Technology. CRC Press, Boca Raton, 2002. P. 22-1–22-41.
- [4] <http://beam.sinp.msu.ru>.

О.Н. ПАВЛОВ^{1*}, А.В. ЛУБЕНЧЕНКО¹, Д.А. ИВАНОВ¹, Д.С. ЛУКЪЯНЦЕВ¹,
В.П. БУДАЕВ^{1,2}, С.Д. ФЕДОРОВИЧ¹, О.И. ЛУБЕНЧЕНКО¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»

²НИИЦ «Курчатовский институт», Москва

*PavlovON@mpei.ru

АНАЛИЗ СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМОВЫХ ОБРАЗЦОВ ПОСЛЕ ПЛАЗМЕННЫХ ИСПЫТАНИЙ

Выбор материала для теплозащитной облицовки дивертора и первой стенки термоядерного реактора является сложным и требует учета нескольких факторов, таких как температурные условия, радиационная стойкость, механическая прочность и теплопроводность. По совокупности этих характеристик вольфрам (W) является одним из наиболее перспективных материалов для использования в качестве первой стенки термоядерного реактора, в том числе ИТЭР. [1]

Воздействие плазмы на облицовку из вольфрама приводит к изменению структуры её поверхности. Это может повлечь за собой изменение свойств материала, поэтому необходимы исследования состава поверхности образцов до и после плазменных испытаний. В настоящее время подобным исследованиям посвящены десятки работ, в которых описывается изменения вольфрама, связанные с процессами плавления и кристаллизации его поверхностного слоя [2], а также сопряженные с образованием в приповерхностном слое тонких волокнистых структур, похожих на пух. Такая модификация поверхности приводит к значительному изменению ее свойств, что отражается на процессах взаимодействия плазмы с поверхностью. [3]

В работе представлен анализ состава поверхности вольфрамовых образцов, облученных высокоэнергичными потоками стационарной горячей плазмы в плазменной установке ПЛМ [4], методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) по методике, описанной в [5]. Приведены описания экспериментальной установки ПЛМ и модуля электронно-ионной спектроскопии на базе платформы Нанофаб 25 (НТ-МДТ), с помощью которого был проведен анализ.

В ходе работы исследованы четыре образца, представляющие собой вольфрамовую фольгу и толстые вольфрамовые образцы до и после обработки плазмой. Определен послойный химический и фазовый состав поверхности образцов, рассчитаны толщины фазовых слоев, выявлены его изменения в ходе плазменных испытаний. Результаты показали, что воздействие плазмы приводит не только к изменению рельефа поверхности,

что описано в научных работах, но и к изменению химического состава поверхности, которое необходимо учитывать при проектировании вольфрамовой облицовки дивертора ТЯР.

Литература

- [1] Будаев В.П. Результаты испытаний вольфрамовых мишеней дивертора при мощных плазменно-тепловых нагрузках, ожидаемых в ИТЭР и токамаках реакторного масштаба (обзор) // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. – 2015. Т. 38. №. 4. С. 5-33.
- [2] Воронин А.В. и др. Экспериментальное изучение циклического воздействия плазмы на вольфрам // Журнал технической физики. – 2016. Т. 86. №. 3. С. 51-57.
- [3] Синельников Д.Н. и др. Модификация наноструктурированной поверхности вольфрама при облучении ионным пучком // Материалы XVIII конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, 5-6 февраля 2015 г. М.: НИЯУ МИФИ, 2015 г., 110 с. – 2015. С. 37.
- [4] Будаев В. П. и др. Плазменная установка НИУ «МЭИ» для испытаний тугоплавких металлов и создания высокопористых материалов нового поколения // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2017. Т. 40. №. 3. С. 23.
- [5] A.V. Lubenchenko, A.A. Batrakov, A.B. Pavolotsky, et al. XPS study of multilayer multicomponent films. // Appl. Surf. Sci., 2018, V.427, P.711– 721.

Е.В. СМИРНОВА^{1,3*}, О.С. МЕДВЕДЕВ^{1,2}, А.Г. РАЗДОБАРИН^{1,3},
Д.И. ЕЛЕЦ^{1,2,3}, Л.А. СНИГИРЕВ^{1,3}, А.А. ЛЕВИН¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург
*evsmirnova@mail.ioffe.ru

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ПЛЁНОК ВОЛЬФРАМА ПРИ ОСАЖДЕНИИ В АТМОСФЕРЕ ДЕЙТЕРИЯ

Одной из наиболее острых проблем будущих термоядерных реакторов с DT-циклом является накопление трития в материалах первой стенки, что значительно ограничивает возможный срок эксплуатации установки. Благодаря сочетанию физических свойств вольфрам предполагается использовать в качестве конструкционного материала дивертора и облицовки первой стенки вакуумного объёма международного экспериментального термоядерного реактора ITER [1]. Из-за высоких тепловых нагрузок происходит распыление взаимодействующей с плазмой вольфрамовой облицовки, что естественным образом приводит к появлению пересаженных плёнок вольфрама преимущественно в диверторе. В работе [2] показано, что количество дейтерия в пересаженных плёнках в 10–20 раз превышает накопление в объёме для поликристаллического вольфрама. Пересаженные плёнки имеют отличные от объёмного материала физические и химические свойства [2]. Структура плёнок может быть, как кристаллической, так и аморфной, что в значительной степени будет сказываться на накоплении изотопов водорода. В связи с этим необходимы дополнительные исследования структуры пересаженных плёнок вольфрама при различных условиях осаждения и её взаимосвязь с накопленным количеством изотопов водорода.

В представленной работе детально изучаются структурные свойства плёнок вольфрама, осаждённых методом импульсного лазерного осаждения (PLD) в атмосфере дейтерия. Данный метод обладает потенциалом для осаждения плёнок с различной морфологией и структурой [3]. Исследована зависимость структуры плёнок вольфрама от рабочего давления дейтерия методами сканирующей электронной микроскопии (SEM), атомно-силовой микроскопии (AFM) и рентгеноструктурного анализа (XRD).

Для осаждения плёнок вольфрама использовался твердотельный лазер Nd:YAG с длиной волны 1064 нм, энергией в импульсе 1,4 Дж, длительностью импульса 12 нс и частотой следования импульсов 10 Гц. Лазерное излучение

фокусировалось на вольфрамовой мишени для обеспечения плотности энергии ~ 25 Дж/см². Вольфрамовая мишень вращалась со скоростью 1,4 об/с. В качестве подложки для осаждения вольфрамовых плёнок использовался монокристаллический кремний [001] толщиной 300 мкм, расположенный на расстоянии 5 см от вольфрамовой мишени. Осаждение тонких вольфрамовых плёнок проводилось в вакуумной камере, которая откачивалась турбомолекулярным насосом до базового давления $1 \cdot 10^{-4}$ Па. Для улучшения адгезии плёнок предварительно осаждался подслои чистого вольфрама, после чего в камеру подавался дейтерий до рабочего давления 10–300 Па.

На Рисунке 1 представлены микрофотографии вольфрамовой плёнки в зависимости от рабочего давления газа. На микроснимках с полем зрения 200x150 мкм видно, что плёнки вольфрама однородные и макро-дефекты (капли, кратеры) единичны при всех давлениях дейтерия в камере. При большем увеличении (поле зрения 4x3 мкм) заметно, что с ростом давления морфология плёнок вольфрама сохраняет характерную для кристаллических плёнок контрастную структуру и не наблюдается перехода в аморфное состояние. А при увеличении давления до 300 Па происходит значительное уменьшение размера кристаллитов.

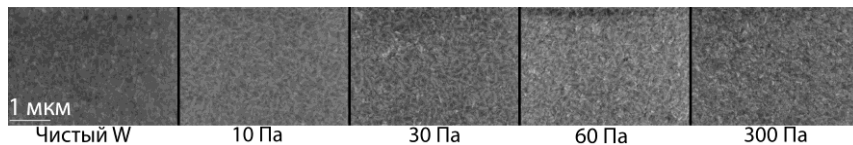


Рисунок 1 – Микрофотографии плёнок вольфрама, осаждённых при различном давлении дейтерия

На Рисунке 2 представлены топологические карты АСМ. При подаче дейтерия появляются ярко выраженные границы кристаллитов вольфрама. Так же, как и на СЭМ микрофотографиях, наблюдается выраженное уменьшение кристаллитов при 300 Па. В Таблице 1 представлена средняя шероховатость осаждённых плёнок вольфрама. При увеличении давления дейтерия наблюдается постепенное увеличение шероховатости, и для 300 Па её значение увеличивается в два раза по сравнению с плёнкой чистого W.

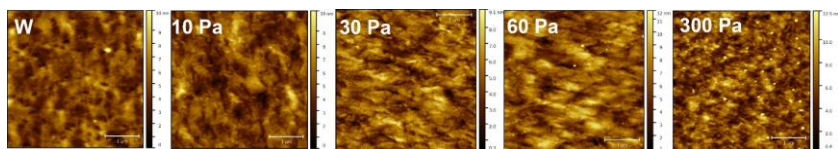


Рисунок 2 – Топологические карты атомно-силового микроскопа

Таблица 1 – Значения шероховатости поверхности плёнок, осаждённых при разном давлении дейтерия

Рабочее давление, Па	$1 \cdot 10^{-4}$	10	30	60	300
Средняя шероховатость, нм	0,29	0,36	0,43	0,56	0,62

Анализ дифрактограмм проводился в модели двух кубических W фаз (p1 и p2) в плёнке с несколько разными параметрами элементарной ячейки (табл. 2). Фаза p1 соответствует преимущественной ориентации плёнки W вдоль кристаллографического направления $[110]$. Фаза p2 – соответствует меньшей доле кристаллитов W, расположенных случайным образом относительно поверхности плёнки. Стоит отметить, что весовое количество фазы p2 возрастает от 0.1% при 10 Па до 1.8% при 300 Па. Размер зёрен уменьшается с 250 нм до 100 нм при увеличении давления D_2 .

Таблица 2 – Результаты расчётов параметров кубической элементарной ячейки и параметров микроструктуры в предположении наличия двух фаз W в плёнках (a – параметр решётки, q – весовая доля фаз, D – размер кристаллитов, e_s – микродеформации)

p, Па	фаза	a, Å	q, wt.%	D, nm	e_s , %
$1 \cdot 10^{-4}$	p1	3.1718	99.52	444	0.47
	p2	3.1721	0.48	-	0.615
10	p1	3.1700	99.90	-	0.471
	p2	3.1718	0.10	177	0.49
30	p1	3.1728	99.75	239	0.486
	p2	3.1719	0.25	-	0.54
60	p1	3.1729	99.97	203	0.517
	p2	3.1729	0.03	-	0.58
300	p1	3.1740	98.16	95	0.617
	p2	3.1838	1.84	-	0.93

В данной работе при плотности энергии ~ 25 Дж/см² с ростом давления дейтерия наблюдается уменьшение размера кристаллитов без достижения

аморфной структуры. При увеличении давления рабочего газа распыляемые частицы мишени теряют кинетическую энергию, что влияет на морфологию и структуру осаждаемых плёнок – уменьшение размера кристаллитов и увеличение шероховатости поверхности, как показано в работе [4]. Другим фактором влияющим на структуру плёнок является наличие примесей в осаждаемой плёнке, захваченных из остаточных газов в камере. В работе [5] показано, что при увеличении скорости напыления уменьшается количество захваченных примесей, а именно кислорода и азота. Вероятно эти два фактора, скорость осаждения и давление остаточных газов в камере, являются определяющими факторами для структуры осаждаемых плёнок.

В работе [2] показано, что различие структуры плёнок критически влияет на накопление изотопов водорода при его имплантации, так как они преимущественно захватываются на границах зёрен, дислокациях и других дефектах кристаллической структуры. На следующих этапах нашей работы будет исследована взаимосвязь структуры плёнок и содержания в них дейтерия при соосаждении в атмосфере D_2 .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 22-12-00360, <https://rscf.ru/project/22-12-00360/>

Литература

- [1] Merola M., “Memo on Armour Material for the Blanket First Wall,” 2023.
- [2] M. H. J. ’t Hoen et al., “Deuterium retention and surface modifications of nanocrystalline tungsten films exposed to high-flux plasma,” *Journal of Nuclear Materials*, vol. 463, 2015, doi: 10.1016/j.jnucmat.2014.11.025.]
- [3] Dellasega D. et al. Nanostructured and amorphous-like tungsten films grown by pulsed laser deposition // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – Т. 112. – №. 8.].
- [4] Irissou E. et al. Nanostructured gold thin films prepared by pulsed laser deposition // *Journal of materials research*. – 2004. – Т. 19. – №. 3. – С. 950-958.
- [5] Андреев С. В., Губанова Л. А., Путилин Э. С. Оптические покрытия // СПб: СПбГУ ИТМО. – 2006.

А.С. УМЕРЕНКОВА*, З.Р. АРУТЮНЯН, Ю.М. ГАСПАРЯН, В.С. ЕФИМОВ,
О.В. ОГОРОДНИКОВА, Н. ОСТОЙИЧ

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

**nastyia.umerenkova99 @email.com*

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНОВ НА ЗАМЕЩЕНИЕ ИЗОТОПОВ ГЕЛИЯ В ВОЛЬФРАМЕ

В будущих термоядерных реакторах изменение структуры материалов обращенных к плазме элементов (ОПЭ) реактора и накопление гелия как продукта термоядерной реакции в них будет влиять на эффективность захвата и рециклинг изотопов водорода. Вольфрам широко используется в современных термоядерных установках в качестве материала облицовки ОПЭ, поэтому поведения гелия в этом материале вызывает интерес.

В предыдущей работе [1] был обнаружен эффект замещения изотопа ${}^4\text{He}$ изотопом ${}^3\text{He}$ при последовательном облучении соответствующими ионами с энергией 3 кэВ. При этом в условиях токамака на стенку преимущественно попадают ионы и атомы с меньшей энергией [2].

В данной работе проводится исследование изотопного обмена гелия в вольфраме с разной энергией облучения. Образцы поликристаллического вольфрама облучались масс-сепарированными пучками ионов на установке МЕДИОН. Энергия облучения варьировалась от 400 эВ до 3 кэВ. Захват гелия измерялся методом *in-situ* термодесорбционной спектроскопии (ТДС).

В случае экспериментов с ионами изотопов гелия с одинаковой энергией, положения ТДС пиков в экспериментах с прямой и обратной последовательностью (${}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}$ и ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}$) идентичны, что говорит о близкой энергией связи изотопов гелия с ловушками. Показан эффект взаимного замещения изотопов гелия при одинаковой энергии облучения (3кэВ) соответствующими ионами. Эффективность взаимного замещения изотопами гелия также практически одинаковая.

Проводилось сравнение количества захваченного гелия в случае замещения изотопов гелия при последовательном облучении изотопами ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ с энергиями 3000 и 400 эВ соответственно с однократно облученным ${}^3\text{He}$ дозой 5×10^{21} частиц/м². Результаты экспериментов представлены на рисунке 1. При облучении энергией, ниже порога образования пар Френкеля в вольфраме ионом гелия ($E < 500$ эВ), эффект замещения сохраняется, но в этом случае количество замещенных атомов гелия уменьшается по сравнению с экспериментами с одинаковой энергией (3кэВ).

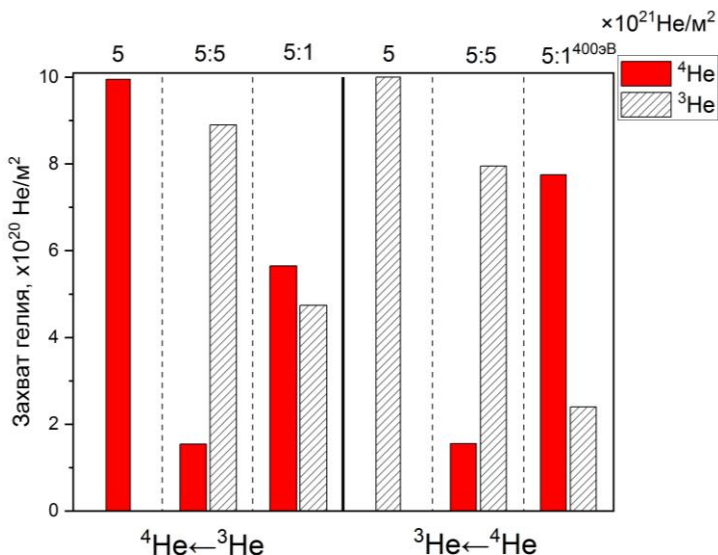


Рисунок 1. Интегральное накопление гелия в вольфраме при облучении изотопами гелия при комнатной температуре. Слева – замещение атомов ⁴He при облучении ионами ³He, справа - наоборот. Энергия ионов при первичном и повторном облучении – 3 кэВ (кроме последнего эксперимента, где энергия ионов при повторном облучении была 400 эВ). Доза облучения от 10²¹ до 5×10²¹ частиц/м² (указана для каждого столбца)

Таким образом, можно сделать вывод, что кинетическая энергия падающих ионов не имеет определяющего значения, и механизм замещения изотопов гелия не связан с прямым выбиванием атомов из центров захвата. Предполагается, что выход захваченных атомов гелия происходит в силу ослабления связи в пересыщенном гелием слое. Уменьшение эффективности замещения с уменьшением энергии ионов можно связать с уменьшением глубины внедрения, что требует дополнительного транспорта атомов в более глубокие слои.

Литература

- [1] Narutyunyan et al. // J. Nucl. Mater. 573 (2022) 154094.
- [2] Behrisch, Scherzer // Rad. Eff. 78 (1983) p. 393-403.

ПОЛНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ ЭНЕРГИИ И ЧАСТИЦ ЛЕГКИХ ИОНОВ ОТ СЛОИСТО НЕОДНОРОДНЫХ МИШЕНЕЙ

Взаимодействие легких ионов с поверхностью твердого тела имеет ряд особенностей: вследствие низкого коэффициента распыления поверхность не успевает «очищаться» от слоев перепыленного вещества; в связи с относительно большими значениями пробегов легких ионов радиационно стимулированная диффузия захватывает значительные глубины, что вызывает интенсивную сегрегацию многокомпонентных мишеней (что актуально для многих конструкционных материалов). Одной из центральных в комплексной проблеме взаимодействия легких ионов с поверхностями является задача рассеяния частиц слоисто-неоднородными поверхностями. Внимание к ней привлекает и аномальное поведение полных коэффициентов отражения частиц и энергии от стратифицированных мишеней [1].

Коэффициенты отражения частиц и энергии от однородных мишеней аналитически определяются согласно методике, представленной в [2,3].

Воспользуемся представленной в [2,3] функцией распределения отраженных легких ионов по длине пробега в мишени:

$$R_s(s, \mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi) = \frac{|\mu| \mu_0}{(|\mu| + \mu_0)} \cdot \sum_{lm} 2l + 1/2 \cdot 1/s \cdot l_{el} \cdot [\exp(-s(1 - x^l)) - \exp(-s)] P_l(\mu \mu_0 + (1 - \mu^2)^{-1/2} (1 - \mu_0^2)^{-1/2} \cos(\varphi_0 - \varphi)), \quad (1)$$

где R_s – функция отражения ионов; $s = \tau / l_{el}$ – пробег иона в мишени, измеренный в длинах среднего свободного пробега между двумя актами упругого рассеяния $l_{el} = 1 / (n \cdot \sigma_{el})$; n – концентрация атомов мишени; σ_{el} – полное сечение упругого рассеяния ионов; τ – глубина в мишени; μ_0 – косинус полярного угла θ_0 влета иона в мишень, отсчитываемого от нормали к поверхности, направленной вглубь мишени; μ – косинус полярного угла θ вылета иона из мишени; φ_0 – азимутальный угол влета иона в мишень; φ – азимутальный угол вылета иона из мишени; x^l – коэффициенты разложения нормированного на единицу дифференциального сечения упругого рассеяния ионов $x_{el}(\theta) = \omega_{el}(\theta) / \sigma_{el}$ в ряд по полиномам Лежандра P_l , причем $x^l = \int_{-1}^1 x_{el}(\mu) P_l(\mu) d\mu$; $\omega_{el}(\theta)$ – дифференциальное сечение упругого рассеяния

ионов на угол θ .

Для определения коэффициента отражения частиц $R_N(\mu_0)$ необходимо проинтегрировать распределение (1) по всем пробегам и углам вылета ионов из мишени. В соответствии с этим коэффициент отражения частиц определяется согласно формуле:

$$R_N(\mu_0) = 1/\mu_0 \int_0^{R_0} ds \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{-1} R(s, \mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi) d\mu = \sum_l S_l \cdot C_l(\mu_0) \cdot P_l(\mu_0), \quad (2)$$

где R_0 – тормозной путь иона в мишени; $C_l(\mu_0) = \pi \cdot (2l + 1) \int_0^{-1} |\mu| / (|\mu| + \mu_0) \cdot P_l(\mu) d\mu$; $S_l = \text{Ei}(-(1-x_l)\zeta) - \text{Ei}(-\zeta) - \ln(1-x_l)$ для $l > 0$; $S_0 = C - \text{Ei}(-\zeta) + \ln(\zeta)$; Ei – интегральная экспонента; C – постоянная Эйлера; $\zeta = R_0 / l_{tr} = \sigma^* / (1 - x_1)$; $\sigma^* = R_0 / l_{tr}$; l_{tr} – транспортная длина пробега ионов.

Коэффициент отражения энергии $R_E(\mu_0)$ определяется согласно следующим рассуждениям:

$$R_E(\mu_0) = 1/(\mu_0 \cdot E_0) \int_0^{R_0} ds \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{-1} R_s(s, \mu_0, \mu, \varphi_0, \varphi) \cdot \bar{\varepsilon} \cdot s \cdot d\mu = C_0(\mu_0)(1 - \zeta^{-1}) + \sum_{l=1}^{\infty} C_l(\mu_0) \cdot P_l(\mu_0) \cdot 1/\zeta \left[1/(1 - x^l) \{ 1 - \exp(-\zeta(1 - x^l)) \} - 1 \right], \quad (3)$$

где $\bar{\varepsilon}$ – средние потери энергии ионов на единице длины.

Коэффициенты отражения частиц и энергии от слоисто неоднородных поверхностей будем определять в соответствии с методикой, изложенной в [4,5]. При выводе формул были сделаны следующие допущения: считаем, что транспортный пробег ионов l_{tr} значительно превышает толщину слоя d , следовательно, дополнительная изотропизация в слое толщиной d отсутствует, тогда: $t_2(d, \Omega_1, \Omega, E_1 - E) = t_2(d, E_1 - E) \delta(\Omega_1 - \Omega)$; поскольку искомым является интегральный по энергиям поток отраженных частиц, пренебрежем флуктуациями энергетических потерь в слое неоднородности: $t_2(d, E_1 - E) = \delta[E_1 - E - \varepsilon d(1/\mu + 1/\mu_0)]$, где ε – средние потери энергии иона на единице пути. Сделанные допущения позволяют выразить коэффициенты R_N и R_E для слоистых мишеней через функции отражения, соответствующие однородным однокомпонентным мишеням.

$$R_{N_{12}}(d, \Omega_0, E_0) = R_{N_2}(\Omega_0, E_0) + k[d(\mu^{-1} + \mu_0^{-1})] \times \{ R_{N_1}[\Omega_0, E_0 - \bar{\varepsilon}d(\mu^{-1} + \mu_0^{-1})] - R_{N_2}[\Omega_0, E_0 - \bar{\varepsilon}d(\mu^{-1} + \mu_0^{-1})] \}. \quad (4)$$

Аналогично для коэффициента отражения энергии:

$$R_{E_{12}}(d, \Omega_0, E_0) = R_{E_2}(\Omega_0, E_0) + k[d(\mu^{-1} + \mu_0^{-1})] \times \{ R_{E_1}[\Omega_0, E_0 - \bar{\varepsilon}d(\mu^{-1} + \mu_0^{-1})] - R_{E_2}[\Omega_0, E_0 - \bar{\varepsilon}d(\mu^{-1} + \mu_0^{-1})] \}. \quad (5)$$

Формулы (4) и (5) справедливы для двухслойных мишеней, но допускают обобщение на любое число слоев.

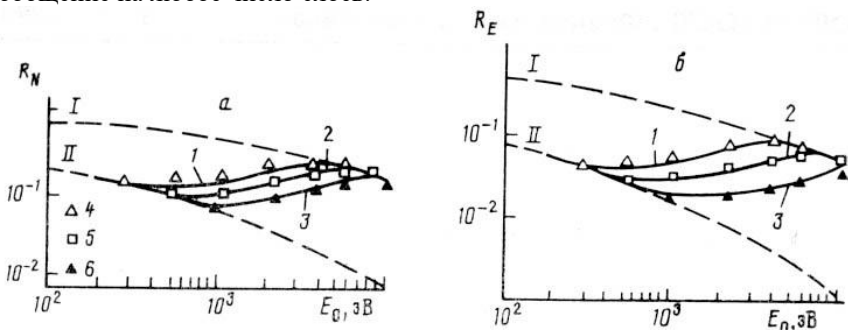


Рисунок 1 – полные коэффициенты отражения частиц R_N и энергии R_E в случае отражения ионов дейтерия от двухслойной мишени – слой углерода на вольфраме. Толщина пленки углерода 1,4 - 10 нм; 2,5 - 20 нм; 3,6 - 30 нм. Значки – моделирование; сплошные линии – расчет по представленной аналитике; пунктирные линии [6]

Расчеты коэффициентов отражения частиц, представленные на рис. 1, удовлетворительно согласуются с результатами, представленными в [6]. Результаты, представленные на рис. 1, демонстрируют, что при энергиях дейтонов в сотни эВ коэффициент отражения определяется материалом покрытия толщиной в десятки нм, однако, при энергиях в несколько кэВ процесс отражения определяется материалом подложки.

Литература:

- [1] Афанасьев В.П., Науекс Д. Рассеяние атомных частиц средних энергий слоисто-неоднородными мишенями // ПОВЕРХНОСТЬ (Физика, химия, механика). 1989. №8. С. 33.
- [2] Афанасьев В.П., Лобанова Л.Г. Применение методов, используемых при интерпретации спектров электронной спектроскопии, к расшифровке сигналов ионной спектроскопии // МИКРОЭЛЕКТРОНИКА, 2022. Т. 51. № 4. С. 255-264.
- [3] Афанасьев В.П., Лобанова Л.Г., Шульга В.И. Отражение легких ионов от поверхности тел: аналитическая модель и компьютерное моделирование // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2023. № 1. С. 86-91.
- [4] Afanas`ev V.P., Naujoks D. Energy spectra of electrons reflected from layered targets // Z. Phys. B. Cond. Mat. 1991. V. 84. P. 397.

- [5] Афанасьев В.П., Науекс Д. Дважды дифференциальные спектры электронов, отраженных от плоскопараллельных слоисто-неоднородных поверхностей // Известия АН СССР сер. Физ. 1991. Т. 55. № 12.
- [6] Tabata T., Ito R., Itikawa Y., Morita K. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1983. V. 28. P. 439.

В.П. АФАНАСЬЕВ^{1,*}, В.П. БУДАЕВ¹, Л.Г. ЛОБАНОВА¹,
М.А. СЕМЕНОВ – ШЕФОВ¹, С.Д. ФЕДОРОВИЧ¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия
*e-mail: v.af@mail.ru

АНАЛИЗ ОБРАЗЦОВ МПГ-8, ПОДВЕРГШИХСЯ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКЕ, МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Цель работы заключается в анализе динамики электронной структуры образцов МПГ-8, подвергшихся плазменной обработке, методами Рентгеновской Фотоэлектронной Спектроскопии (РФЭС).

Плазменная обработка трёх графитовых образцов марки МПГ-8 размером 8x8x4 мм выполнена на установке ПЛМ в НИУ «МЭИ» при следующих параметрах гелиевой плазмы и плазменно-тепловой нагрузки на образец: концентрация электронов плазмы - $10^{18} \div 10^{19} \text{ м}^{-3}$; температура электронов – (2-10) эВ; продольное магнитное поле – (0.025-0.035) Тл; магнитное поле вблизи стенок разрядной камеры до 0.2 Тл; средняя по времени плотность теплового потока на поверхность образцов от 0.3 до 1 МВт/м²; средняя по площади поверхности плотность потока ионов гелия на образец $\Gamma = 8 \cdot 10^{21}$ ионов/м²с; время плазменного воздействия 65 минут; доза (флюенс) ионов гелия до $3 \cdot 10^{25}$ ионов/м²; температура поверхности образцов по показаниям пирометра: образец №2 – $t = 480^\circ\text{C}$, №3 – $t = 650^\circ\text{C}$, №4 – $t = 800^\circ\text{C}$. Образец №1 – образец МПГ-8, не обработанный плазмой.

Измерение энергетических спектров рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии выполнялось на установке Kratos Axis Ultra DLD. Обзорные спектры измерялись в режиме энергии пропускания $E_{\text{pass}} = 160$ эВ, спектры потерь энергии в области энергии, примыкающей к пику С 1s, и спектры потерь вместе с пиком С 1s – при $E_{\text{pass}} = 40$ эВ. Измерения проводились в геометрии «magic angle». Съёмка спектров выполнялась с использованием зондирования монохроматической линией – *Al K α* .

На рис. 1 слева представлены дифференциальные сечения неупругого рассеяния фотоэлектронов в различных аллотропных видах углерода, представленные в [1–3]. Из представленных графиков следует возможность определения вида углерода по его сечению неупругого рассеяния. На сечениях выделяются характерные области потерь энергии: область (0-13) эВ – π -плазмонный пик и пик, соответствующий энергии 10 эВ; область (13-40) эВ – $\pi + \sigma$ плазмонные потери энергии. На рис. 1 (слева) выделяется сечение алмаза, не имеющее особенностей в области (0-13) эВ, но содержащее область

нулевых потерь до 5 эВ, поскольку обладает диэлектрическими свойствами. Все представленные сечения однозначно определяют аллотропный вид углерода. Справа на рис. 1 представлены сечения пиролитического графита, где черной линией представлено сечение, опубликованное в [3], синяя и оранжевая линии соответствуют измерениям, выполненным в данной работе, выполненным на более совершенном оборудовании, указывающим на существование особенности на энергии 10 эВ и имеющим максимум $\pi + \sigma$ плазмонного пика при более высокой энергии.

На рис. 2 представлены экспериментальные данные по 1s пикам и прилегающим к ним областям характеристических потерь энергии электронов. Три верхних кривых указывают, что температура образцов, которая поддерживалась при плазменной обработке, практически не влияет на форму спектра – кривые практически совпадают.

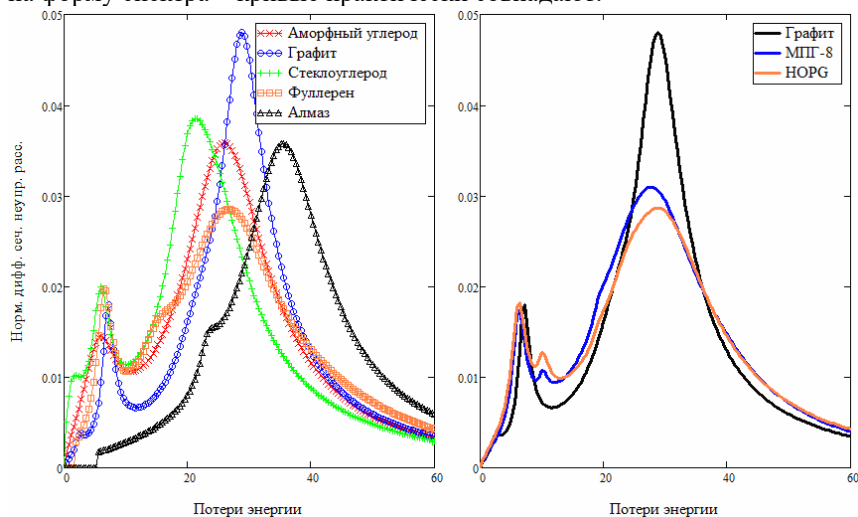


Рисунок 1 – дифференциальные сечения неупругого рассеяния электронов в различных аллотропных видах углерода по данным работ [1–3] (левая карт.); дифференциальные сечения неупругого рассеяния электронов в пиролитическом графите – черная линия [1–3], МПГ-8 и НОРГ (High Oriented Pyrolytic Graphite) – сечения, восстановленные на основе представленных в работе измерений (правая карт.)

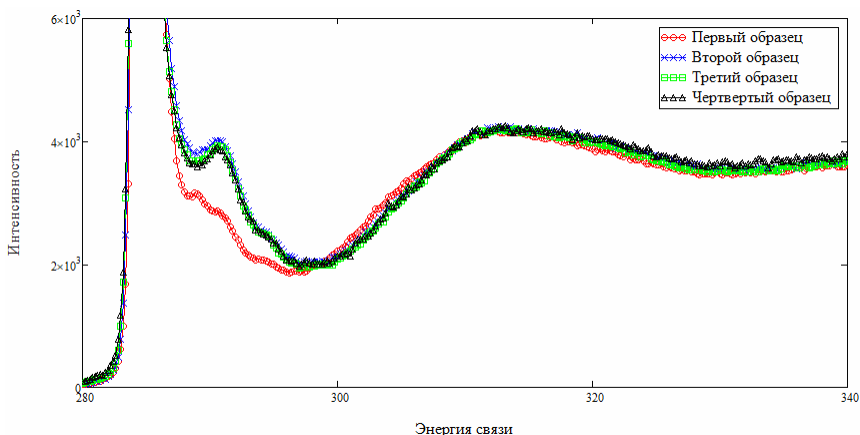


Рисунок 2 – снятый с высоким разрешением пик 1s линии углерода (МПП-8) и прилегающая к нему область потерь энергии для четырех образцов

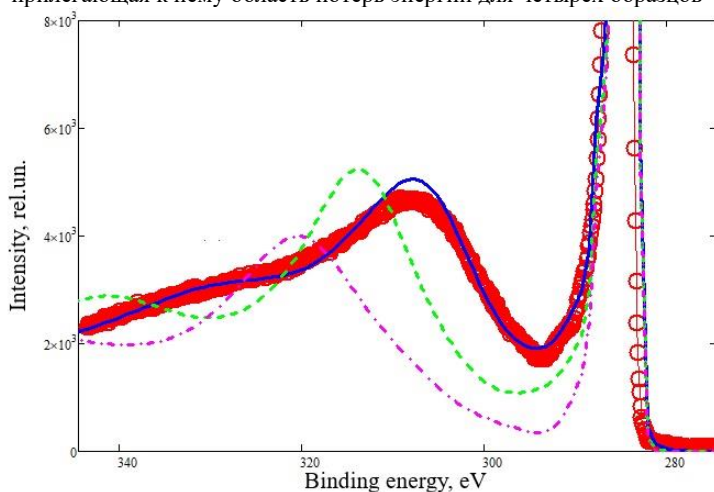


Рисунок 3 – определение аллотропного вида углерода по наложению экспериментально измеренного РФЭС спектра (кружки) на сетку спектров различных видов углерода: синий – стеклоуглерод, зеленый – графит, фиолетовый – алмаз

Рис. 3 демонстрирует возможность определения аллотропного вида углерода наложением экспериментально измеренного РФЭС спектра на сетку рассчитанных спектров. Для реализации данной процедуры необходимо

иметь набор экспериментально измеренных и вычисленных с учетом процессов многократного рассеяния РФЭС спектров.

Литература

- [1] W. H. Strehlow, E. L. Cook // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 1973. 2. 163.
- [2] P. L. Hansen, P. J. Fallon, W. Krätschmer // *Chem. Phys. Lett.* 1991. 181. 367.
- [3] N. Pauly, M. Novák, S. Tougaard // *Surf. Interface Anal.* 2013. 45. 811–816.

Н.Н. АНДРИАНОВА^{1,2}, А.М. БОРИСОВ.^{1,2,3}, Е.А. ВОРОБЬЕВА¹,
М.А. ОВЧИННИКОВ^{1*}, В.В. СЛЕПЦОВ², Р.А. ЦЫРКОВ²

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.
Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

²«Московский авиационный институт (Национальный исследовательский
университет)» Москва

³Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», Москва
*ov.mikhail@gmail.com

ЭФФЕКТЫ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ ГРАФИТА ПРИ ВЫСОКИХ ФЛЮЕНСАХ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ ГЕЛИЯ С ЭНЕРГИЕЙ 30 кэВ

Процессы изменения морфологии и структуры углеродных материалов при радиационном воздействии продолжают активно исследоваться. Накопленный опыт исследования радиационно-индуцированных процессов в графитах привел к созданию теоретических описаний радиационного воздействия ускоренных частиц на графиты для ряда модельных материалов: различных типов ядерных графитов, высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ), стеклоуглеродов и др. [1-2]. Из-за применения графитов в термоядерных и ядерных реакторах наиболее активно исследуются процессы взаимодействия графитоподобных материалов с нейтронами и лёгкими ионами (водород, дейтерий, гелий) [1-4]. В условиях радиационного воздействия для графитоподобных материалов характерны значительные анизотропные размерные изменения [1,2]. Радиационно-индуцированные размерные изменения связываются с накоплением точечных дефектов. Накопление выбитых из кристаллической решетки графита атомов происходит в основном между базисными графеновыми плоскостями. Агломерация выбитых атомов может приводить к формированию дислокационных петель, новых кристаллических плоскостей, в результате чего происходят объёмные размерные изменения в графите: разбухание в направлении оси c и сжатие вдоль оси a .

Возникающие при объёмном формоизменении пластические деформационные процессы в зависимости от графитоподобного материала проявляются по-разному. Объёмное формоизменение графитов приводит к возникновению в облученном материале напряжений, и, в результате пластических деформационных процессов, к образованию трещин и пор в глубине материала [5,6] и различному рельефу на поверхности [6,7]. Отмечается сходство процессов формирования радиационно-индуцированных микротрещин в графитах и ВОПГ. Однако при высоких

дозах облучения (соответствующих ожидаемой величине порядка 200 смещений на атом (СНА) в проектируемых атомных реакторах нового поколения) ионно-индуцированная морфология поликристаллических графитов и ВОПГ различается [8]. Это может накладывать дополнительные условия на применимость существующих моделей радиационного дефектообразования в графитах. Данная работа посвящена сравнительному исследованию ионно-лучевой модификации ВОПГ и мелкозернистого графита при различных температурах и флюенсах облучения ионами He^+ приводящих к нескольким сотням радиационных смещений на атом.

Облучение ионами He^+ с энергией 30 кэВ проводили по нормали к мишени на масс-монохроматоре НИИЯФ МГУ [8]. Флюенсы облучения варьировали от 10^{18} до 3×10^{18} см⁻², температуру облучения изменяли в диапазоне 20-600°C. В работе использовали образцы мелкозернистого поликристаллического графита МПГ-8 и ВОПГ УПВ-1Т. Последующий анализ поверхности образцов проводили при помощи растровой электронной микроскопии (РЭМ) и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС).

На рис. 1 приведены результаты РЭМ после облучения образцов ионами гелия при температуре 250°C. РЭМ-изображения поверхности демонстрируют значительное различие ионно-индуцированной морфологии. Воздействие ионов гелия на ВОПГ при флюенсе облучения 1×10^{18} см⁻² приводит к расслаиванию кристаллитов мозаики и перпендикулярному изгибу графитовых базисных плоскостей (рис. 1а). Границы изгиба определяются границами кристаллитов ВОПГ. На стенках наблюдается образование блистеров (вставка на рис.1а). Увеличение флюенса облучения от 1×10^{18} до 3×10^{18} см⁻² приводит к расслаиванию образовавшихся при облучении с меньшим флюенсом стенок, толщина стенок уменьшается. Отчетливее проявляется двумерная ламеллярная структура графита. Это приводит к исчезновению на расслоенных стенках блистеров, заменяясь структурой с более мелким расслоением и образованием сшивок между ламелями и вискероподобных структур.

Облучение поликристаллического графита МПГ-8 ионами гелия приводит к образованию на поверхности вискероподобных и стеночных структур размером в единицы микрометров (рис. 1в,г). На поверхности наблюдается значительная пористость. Сравнение облучения ВОПГ и мелкозернистого поликристаллического графита при флюенсе ионов 3×10^{18} см⁻² показывает образование в обоих случаях вискероподобных структур. Поверхность мелкозернистого поликристаллического графита претерпевает значительно меньшие изменения по сравнению с макроскопическим (до мм) расслоением

ВОПГ. Для поликристаллического графита отмечаются участки с микроскопической расслоенной структурой. Их количество значительно меньше, чем для ВОПГ и они наблюдаются в порах на поверхности графита, см. рис.1г.

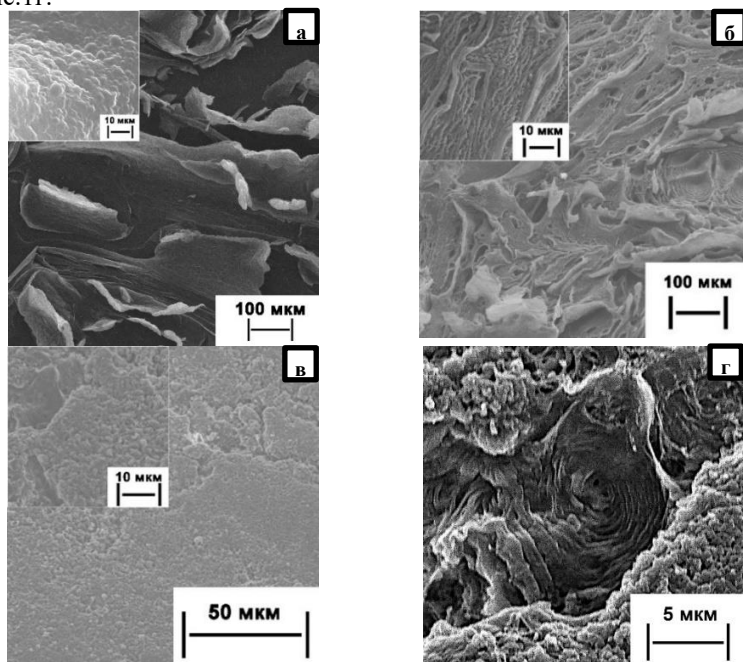


Рис. 1 РЭМ-изображения поверхности образцов ВОПГ после облучения ионами гелия с энергией 30 кэВ при температуре 250°С и флюенсе облучения (а) $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$, (б) $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$, мелкозернистого поликристаллического графита с флюенсом $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ с элементами вискероподобного (в) и расслоенного рельефа поверхности (г). Угол съёмки 30°.

Спектроскопия комбинационного рассеяния света показывает близкое разупорядочение кристаллической структуры МПГ-8 и УПВ-1Г после облучения ионами гелия. Облучение при комнатной температуре в обоих случаях приводит к аморфизации поверхности, а увеличение температуры (выше 200°С) к динамическому отжигу радиационных нарушений.

Полученные результаты показывают, что облучение ионами гелия с

энергией 30 кэВ вызывает значительное различие модифицирования ВОПГ и поликристаллического графита. В результате ионно-индуцированных размерных изменений ламеллярная структура ВОПГ макроскопически расслаивается с изгибами и перегибами плоскостей. На поверхности отслоенных чешуек миллиметрового размера наблюдается характерный для ионного облучения гелием блистеринг. Увеличение флюенса приводит к исчезновению блистеринга, более выраженному проявлению эффектов расслоения на поверхности ВОПГ. В отдельных местах отмечается образование вискероподобных структур размером в сотни нанометров. Появление расслоенных структур с субмикрометровыми размерами на ВОПГ при увеличении флюенса говорит о потере трехмерной упорядоченности кристаллитов. Пластические деформационные процессы формируют ионно-индуцированную морфологию в меньших по размеру кристаллических кластерах. При этом фактором разнообразия ионно-индуцированных морфологий может являться как предшествующий этому процессу блистеринг, так и пластическая деформация ламеллярной структуры. Для поликристаллического графита отсутствие выраженной надкристаллитной структуры не приводит к значительному расслоению поверхности, на поверхности отмечается формирование вискероподобных структур, блистеринга не наблюдается.

Литература

- [1] Burchell T.D. // MRS Bulletin. 1997. V. 22. № 4. P. 29.
- [2] Virgil'ev Yu.S., Kalyagina I.P. // Inorg. Mater. 2004. V.40. S33.
- [3] Niwase K. // Phys. Rev. B 1997. V.52. P. 15785-15798
- [4] Bacon D.J., Rao A.S. // J. Nucl. Mat. 1980. V. 91. P. 178.
- [5] J. Eapen, R. Krishna, T. D. Burchell & K. L. Murty // Materials Research Letters, 2014, V.2(1), 43-50
- [6] Liu D., Cherns D., Johns S. et.al // Carbon. 2021. V. 173 P. 215.
- [7] Puntakov N.A., Begrambekov L.B., Grunin A.V. et.al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V.1396. Art. №. 012035.
- [8] Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Воробьева Е.А., и др. // Труды XXVI Международной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью» (ВИП-2023), Россия, Ярославль, 21-25 августа 2023. Т. 1. С.231-234.
- [9] Ускорительный комплекс НИИЯФ МГУ, <http://beam.sinp.msu.ru>

Е.Д. ФЕДУЛАЕВ^{1,2*}, И.М. ПОЗНЯК^{1,2}, В.А. БАРСУК¹, Д.А. ТОПОРКОВ^{1,2},
В.Ю. ЦЫБЕНКО^{1,2}, З.И. НОВОСЕЛОВА^{1,2}, Е.З. БИРЮЛИН^{1,2},
И.А. АЛЯБЬЕВ^{1,2}, В.С. ЕФИМОВ³

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

²НИУ МФТИ

³НИЯУ «МИФИ»

*fedulaev.ed@phystech.edu

ЗАХВАТ ДЕЙТЕРИЯ В ВОЛЬФРАМ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ МКТ

Во время работы термоядерных установок, в том числе ИТЭР, на защитные покрытия вакуумной камеры будут воздействовать мощные плазменно-тепловые потоки. При этом будет происходить захват изотопов водорода конструкционными материалами вакуумной камеры. Исследования этого процесса проводятся на токамаках [1], магнетронах [2], плазменных ускорителях [3]. Целью данной работы было получить данные о захвате дейтерия в вольфрам при воздействии мощных потоков плазмы на установке МКТ (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ») при имитации быстрых процессов в ИТЭР (ELMы, срывы).

В экспериментах использовались пять сборных вольфрамовых мишеней с размерами 130*130 мм – рисунок 1. В центре каждой из них имеется ряд из 13 элементов (10*10 мм). По бокам от него расположены по две сплошные вольфрамовые пластины размерами 130*30 мм. Каждая мишень подвергалась воздействию серии плазменных импульсов, количество которых N равнялось 1, 3, 10, 30 и 100.

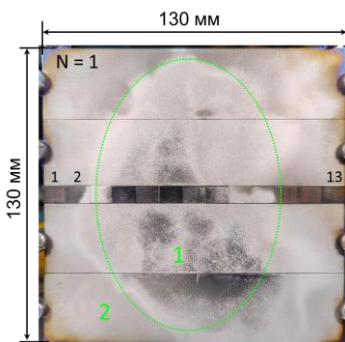


Рисунок 1 – Общий вид вольфрамовой мишени после 1 плазменного воздействия

Тепловая нагрузка на поверхность мишеней описывается гауссовым профилем с максимальным значением 50 Дж/см^2 и полушириной плазменного потока 2-3 см. Длительность воздействия составляет 20-30 мкс. Величина магнитного поля в области взаимодействия плазмы с мишенью равна 2 Тл. Энергия направленного движения ионов дейтерия достигает 1,3 кэВ.

На рисунке 1 представлен общий вид вольфрамовой мишени после однократного облучения. На поверхности можно выделить 2 области, условная граница между которыми обозначена пунктирной зеленой линией. Непосредственно в центре взаимодействия плазменного потока с образцом (1) расположена область интенсивного распыления и плавления материала. В зоне 2, плавление практически не наблюдается, видны следы интенсивного распыления вольфрама.

Для каждого образца получены изображения поверхности с увеличением на оптическом и электронном микроскопах. При помощи лазерного интерферометра измерена величина шероховатости поверхности. Проведен рентгенофазовый анализ кристаллической структуры и измерены механические напряжения в образцах. Центральные, наиболее теплонагруженные, элементы мишеней исследовались на предмет содержания дейтерия методом термодесорбционного спектрального анализа.

Работа выполнена в рамках договора №17706413348230000070/27-23/01/226/4517-Д от 05.05.2023.

Литература

- [1] K. Sugiyama¹, M. Mayer, A. Herrmann et al, Deuterium retention in tungsten used in ASDEX Upgrade: comparison of tokamak and laboratory studies, *Physica Scripta*, Volume 2014, Number T159
- [2] С. А. Крат, Е. А. Фефелова, А. С. Пришвицын и др., Накопление дейтерия и гелия в соосажденных вольфрамовых слоях, образующихся в дейтериевой плазме с примесью гелия, *Известия РАН. Серия физическая*, 2022, том 86, № 5, с. 627–632
- [3] А.Б. Путрик, Н.С. Климов, Ю.М. Гаспарян и др., Продукты эрозии обращённых к плазме материалов, образующихся при характерных для ИТЭР импульсных плазменных процессах, и захват изотопов водорода в них, *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2014, т. 37, вып. 3

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЕ НА ПИРОЛИТИЧЕСКИЙ ГРАФИТ И УГЛЕРОДНЫЕ ВОЛОКНА

В данной работе были исследованы закономерности и механизмы процессов, вызванных в высокоориентированном пиролиитическом графите ПГВ и в углеродных волокнах на основе ПАН-волокна, входящих в состав композитного материала CFC type N 11 [1] облучением ионами дейтерия высокой плотности потока (1.4×10^{24} ион/м²с). Полученные во время экспериментов результаты были сравнены с результатами, опубликованными авторами других работ [2].

В экспериментах по облучению ионами дейтерия пиролиитического графита с направлением ионного потока по нормали к поверхности было показано, что ионное облучение приводило к возникновению и развитию сжимающих напряжений в приповерхностных слоях графита. В результате происходила фрагментация графеновых слоёв пиролиитического графита, их изгиб над поверхностью и, в итоге, формирование системы холмов.

При дальнейшем облучении образовавшейся системы холмов происходил обратный процесс: на их склонах формировались графеновые слои, параллельные поверхности пиролиитического графита. Этот же процесс приводил к образованию на вершинах холмов кристаллов с графеновыми слоями, которые также были направлены параллельно поверхности пиролиитического графита.

На боковой поверхности углеродных волокон типа onion-skin облучение ионами дейтерия приводило к формированию ряда гофр, направленных перпендикулярно оси волокна. Трансформация структуры поверхности происходила, если внедряющиеся в волокно ионы стимулировали развитие сжимающих латеральных напряжений в приповерхностных слоях волокна, а концентрации радиационных вакансий в этих слоях было достаточно для обратного выхода внедренных ионов. Как следствие, под действием фрагментации поверхностного слоя под действием напряжений и последующего изгибания над поверхностью частей фрагментов образовывались гофры.

В случае, если длина пробега ионов была сравнительно большой, максимум латеральных напряжений создавался в волокне на определённой глубине, а степень образования дефектов в структуре решётки слоёв графена

была недостаточной для выхода внедрённых ионов, на поверхности волокна образовывались складки, параллельные оси. Предполагается, что в данном случае механизм образования деформаций поверхности схож с механизмом образования блистеров [3]. Из-за особенностей структуры волокна, блистеры, образованные на его поверхности, принимали форму холмов, вытянутых вдоль их оси по линиям одинаковых уровней напряжений.

При облучении углеродных волокон типа *opion-skin* в торец, они обнажались, возвышаясь над окружающей их матрицей. Возвышение достигало в некоторых случаях до 10 мкм. Распыление заострило их, но не препятствовало их росту. Облучённые волокна претерпели трансформацию структуры, как минимум, оголённых участков. Они превратились в кристаллы с графеновыми слоями, перпендикулярными направлению облучения и оси волокна.

Как показано в работе [4], релаксация сжимающих напряжений, создаваемых в приповерхностных слоях облучаемого материала атомами поверхности, внедрённым ионным потоком, приводит к появлению кристаллов (вискеров). Скольжение дислокаций, развивающихся за счёт диффузии атомов, к поверхности, приводит к росту вискеров.

Образование графеновых слоёв, перпендикулярных оси волокон, во время рекристаллизации разрушенной облучением структуры их торцов может объясняться большой энергией связи между поверхностными атомами и, соответственно, меньшей величиной поверхностной энергии. При этом, подобное расположение слоёв затрудняет диффузию межузельных атомов на поверхность вследствие большого расстояния между двумя слоями, но облегчает образование и скольжение дислокаций, формирующих кристалл, растущий над поверхностью. Этими же процессами можно объяснить развитие графеновых слоёв, параллельных поверхности, на склонах холмов, образовавшихся на поверхности пиролитического графита, а также на кристаллах на их вершинах, имеющих схожую структуру.

По результатам данной работы можно заключить, что независимо от начальной ориентации графитовой и углеродной структур относительно поверхности и облучающего её ионного потока, они будут претерпевать последовательные взаимно перпендикулярные превращения.

Литература

[1] Л.Б. Беграмбеков, Н.А. Пунтаков, А.А. Айрапетов, А.В. Грунин, С.С. Довганюк, А.М. Захаров, Н.О. Саввин, С.А. Грашин, И.И. Архипов: Измерение характеристик мелкозернистого графита – материала первой

стенки токамака Т-15МД (Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования 2023, №12, с. 101-112)

[2] N.N. Andrianova, A.M. Borisov, E.S. Mashkova, M.A. Ovchinnikov, M.A. Timofyev, E.A. Vysotina: Surface patterns formation by ion irradiation of PAN based carbon fibers (Vacuum 188 (2021) 110177)

[3] Мартыненко Ю.В. Теория блистеринга. Препринт ИАЭ-3145, ИАЭ им. И.В.Курчатова, М., 1979

[4] Л.Б. Беграмбеков: процессы в твердом теле под действием ионного и плазменного облучения. Учебное пособие – М.: МИФИ, 2008. – 196 с.

Ю.И. ЛИТВИНЕНКО¹, К.М. ГУТОРОВ¹
¹ АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», г. Москва, г. Троицк, Россия
yilitvinenko@triniti.ru

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭРОЗИИ ЭЛЕКТРОДОВ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЕННОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ КСПУ

Численное моделирование режимов ускорения плазмы с целью определения влияния различных факторов на динамику потоков и интегральные характеристики в плазменном ускорителе является важной задачей при экспериментальных исследованиях. В Институте прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН был разработан программный комплекс, позволяющий определять интегральные характеристики плазмы в КСПУ [1, 2]. С использованием модели на основе уравнений магнитной гидродинамики была проведена численная оценка влияния эрозии электродов, формирующих ускорительный канал, на характеристики плазменного потока.

За основу был выбран режим с достижением скорости 100 км/с при работе на водороде. Эрозия катода имитировалась путем введения выемки на исходном профиле. Чтобы удовлетворить приближению плавно меняющегося канала, выемка аппроксимировалась полиномом 5-ой степени. Моделировались варианты канала с эрозией в трех характерных областях катода: зона вблизи входа ускорительного канала, зона минимального сечения канала, зона вблизи выхода канала, в которой плотность тока максимальна. Для всех вариантов моделировались несколько этапов углубления выемки. В исходной геометрии канала путем подбора начальных значений тока и концентрации для водорода, гелия и аргона были получены необходимые величины скорости плазмы, средней энергии и массового расхода газа. Начальная геометрия и вариант с эрозией катода представлены на рисунке 1.

Эрозия катода при сохранении входных значений тока и концентрации плазмы почти не влияет на скорость потока, однако снижается расход, за счет чего снижается и тяговая мощность. Однако, такая ситуация противоречит экспериментальным условиям, поскольку общий расход должен оставаться постоянным.

Для устранения этого недостатка моделирование проводилось при сохранении исходного разрядного тока, а концентрация на входе каждый раз подбиралась так, чтобы расход оставался неизменным. В такой постановке

моделирования при эрозии катода начинает падать скорость.

Уменьшение скорости на 10% происходит при величине выемки в 25%, что также сопровождается падением тяговой мощности.

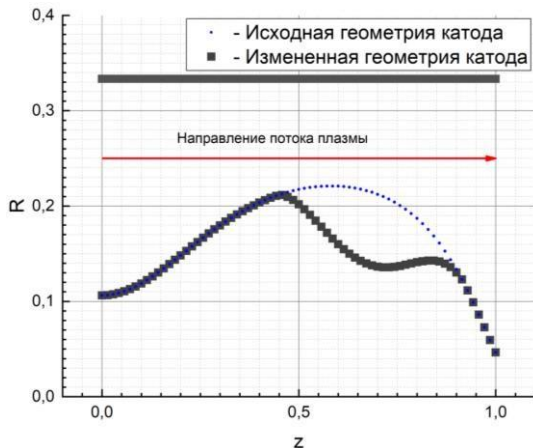


Рисунок 1 – Исходная и измененная геометрия канала

Дополнительное увеличение тока разряда на 6% приводит к удержанию выходных характеристик на исходном уровне при выемке в 25%, однако для выемки в 40% вернуться к исходным значениям не удастся.

По итогам расчетного моделирования влияния эрозии электродов на параметры потока можно сказать, что допустима эрозия на уровне до 25% от радиуса катода. Наибольшую опасность несет эрозия вблизи кончика катода, но её негативное влияние может быть нивелировано небольшим увеличением тока (до 6% при 25% эрозии). При эрозии в области кончика катода на уровне 40% можно ожидать снижения тяговой мощности на 20%, и это снижение не удастся устранить за счет повышения тока.

Исследование выполнено в рамках государственного контракта от 25.08.2022 № Н.4ф.241.09.22.1127.

Литература

- [1] МГД модель взаимодействия потока плазмы из КСПУ с магнитным полем кольцевых проводников с током / А. Н. Козлов // Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша, 2017, 093

[2] Спектры излучения в потоках ионизирующихся газов для установки КСПУ-Т с продольным полем / Н.С. Климов [и др.] // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2022. № 12. 32 с.

Е.Н. СТАНКЕВИЧ, А.М. ЗАХАРОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА АНСАМБЛЬ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ БОРА

Исследован процесс отрыва микроскопических частиц бора с поверхности нержавеющей стали и с поверхности пыли бора. Проведено сравнение механизмов отрыва микроскопических частиц бора с микроскопическими частицами вольфрама и алюминия. Исследованы потоки однокомпонентных ансамблей микроскопических частиц бора и вольфрама в постоянном электрическом поле. Исследовано изменение морфологии поверхности ансамбля частиц бора под воздействием аргоновой и дейтериевой плазмы с энергией ионов 3кэВ и плотностью тока 5 мА/см².

E.N. STANKEVICH, A.M. ZAHAROV, L.B. BEGRAMBEKOV
National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia

THE EFFECT OF THE PLASMA AND ELECTRIC FIELD ON AN ENSEMBLE OF THE MICROSCOPIC BORON PARTICLES

Взаимодействие плазмы с первой стенкой и дивертором термоядерной установки приводит к образованию пыли, состоящей из микроскопических частиц контактирующих с плазмой материалов [1-3]. Накопление пыли в токамаке ухудшает параметры плазмы, грозит развитием морфологии поверхности пыли и развитием униполярных дуг, приводит к удержанию больших количеств газов, увеличивающего вероятность взрыва в случае развакуумирования установки, чревато накоплением неприемлемых количеств трития при реализации термоядерных реакций и т.п.

В последнее время активно обсуждается вероятность использования в ИТЭР бора в качестве защитного покрытия первой стенки. В работе представлены первые результаты исследования поведения ансамбля микрочастиц бора (пыли бора) при нагреве, исследования адгезионных и когезионных сил, действующих на частицы пыли бора и вольфрама, соответственно, при нахождении на поверхности металла и между частицами. Приводятся особенности воздействия электрического поля и плазменного

облучения на частицы пыли.

Сорбция газа частицами пыли бора.

Термодесорбционный анализ (Рис 1) свидетельствует о совершенно различной локации удерживаемых в боре воды и водорода. Температуры десорбции бора, по-видимому свидетельствуют об удержании молекул воды в приповерхностной области. В то же время, широкий спектр атомов водорода может говорить об их нахождении в различных ловушках в объёме частиц бора. Сопоставление расчётов количества деорбированных молекул воды и атомов водорода с результатом измерения массы исследованного образца, показывает, что вода ($4 \cdot 10^{21}$ мол/г) составляет примерно 8%, а водород ($5 \cdot 10^{21}$ мол/г) примерно 1,2% веса бора. Можно заключить, что если бы пыль состояла из микроскопических шаров с диаметром равным 1мкм, то в поверхностных слоях частиц бора находилось 40 слоёв воды

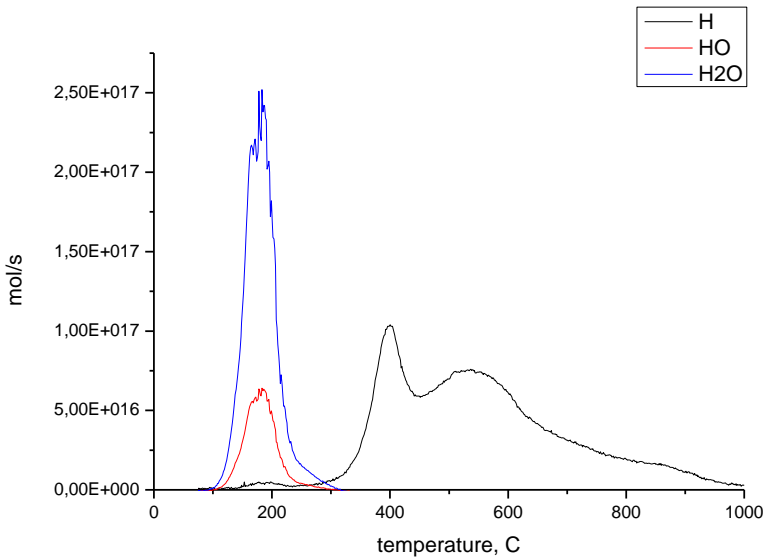


Рис. 1. Термодесорбционный спектр порошка бора (0,005 г). (ТДС анализ произведен на установке «МИКМА». Скорость нагрева образца 1 К/с.)

Особенности поведения пыли бора в электрическом поле

В электрическом поле микроскопические частицы приобретают заряд равный $q = 5,48\pi\epsilon_0 r^2 E$ (1) [5], в результате чего на частицу действует электрическая сила $F = qE$. В момент, когда электрическая сила превосходит силы тяжести и когезии (адгезии, в случае, когда частица соприкасается с поверхностью), частица отрывается и, ускоряясь в электрическом поле, удаляется от поверхности.

Для определения значений электрического поля, при котором происходит удаление микроскопических частиц с поверхности, были исследованы силы когезии и адгезии микроскопических частиц бора и вольфрама. Микроскопические частицы вольфрама представляют из себя шарообразные негладкие частицы в диапазоне размеров от 0.1 мкм до 100 мкм. Микроскопические частицы бора представляют из себя грануловидные негладкие частицы в диапазоне размеров от 0.1 мкм до 2 мкм. Эксперименты по измерению адгезии проводились с использованием нержавеющей пластинки со среднеквадратичным размером неровностей порядка 2.6 мкм. Эксперименты показали, что для вольфрамовых частиц сила адгезии к поверхности пластинке равняется 2.5 ± 2.1 нН, для частиц бора сила адгезии к поверхности пластинке равняется 40 ± 15 нН. При этом сила адгезии как для вольфрамовых частиц, так и для частиц бора не зависит от размера частиц. Экспериментальные значения силы адгезии частиц вольфрама совпадают в пределах погрешности со значениями силы адгезии, рассчитанными по модели Рабиновича для шара с идеально гладкой поверхностью, испытывающего адгезию к шероховатой поверхности [6]. Экспериментальные значения силы адгезии частиц вольфрама оказались равными в пределах погрешности значениям адгезии по модели Рабиновича в таком же приближении. Экспериментальные значения силы адгезии частиц бора оказались в 20 раз большими значения адгезии по модели Рабиновича в таком же приближении. Данное расхождение может быть следствием наличия большого количества сорбированных слоев воды на поверхности пыли.

Эксперименты проводились с отожженной в установке ВУП пылью бора. Отжиг длился 30 мин при температуре 400 °С в среде остаточного вакуума порядка $1 \cdot 10^{-4}$ торр. Однако пыль бора могла набрать воду в период ее выноса на атмосферу после отжига, во время откачки установки до подачи напряжения на электроды, во время пребывания в эксикаторе. Так же ранние исследования с вольфрамовой и алюминиевой пылью демонстрировали сильное уменьшение силы когезии до и после отжига: для вольфрамовой пыли в 2 раза, для алюминиевой пыли в 8 раз.

Подсчитанные выше 40 слоёв воды, конечно же, не держались бы на идеально гладкой поверхности. Они распределены между поверхностными ворсинками пылинки и держатся за счёт адгезии к ним. При соприкосновении пылинки с поверхностью её ворсинки сомнутся, вода растечётся по большей площади и «намочит» поверхность пластины и, в результате площадь соприкосновения станет больше. Адгезия в этом случае может увеличиться из-за необходимости увеличения поверхностной энергии (силы поверхностного притяжения столба воды, между плоскостью частицей перед его разрывом и удаления частицы пыли с поверхности

Анализ выявил особенности процесса удаления микроскопических частиц бора и вольфрама с металлической поверхности. Каждая частица пыли вольфрама удаляется, когда электрическая сила превосходит силы, удерживающие её на поверхности металла (сила тяжести и адгезии) или на поверхности ансамбля частиц пыли (силы тяжести и когезии). Пыль бора удаляется крупными конгломератами, которые образуются в ансамбле микроскопических частиц в результате воздействия на него электрического поля.

Для частиц пыли вольфрама основные силы, удерживающие частицу на поверхности металла, в зависимости от диаметра частиц следующие: до 24 мкм сила адгезии, от 24 до 40 мкм сила адгезии и тяжести (в данном диапазоне размеров силы оказываются одного порядка), от 40 мкм сила тяжести. Для частиц (конгломератов) пыли бора основные силы, удерживающие частицу на поверхности металла, в зависимости от размера частиц следующие: до 90 мкм сила адгезии, от 90 до 180 мкм сила адгезии и тяжести (в данном диапазоне размеров силы оказываются одного порядка), от 180 мкм сила тяжести. Для частиц пыли вольфрама основные силы, удерживающие частицу на поверхности ансамбля частиц, в зависимости от диаметра частиц следующие: до 50 мкм сила когезии, от 50 до 65 мкм сила когезии и тяжести (в данном диапазоне размеров силы оказываются одного порядка), от 65 мкм сила тяжести. Для пыли бора измерить силу когезии частиц не удалось, из-за образования крупных конгломератов при воздействии на ансамбль частиц электрического поля.

Не совпадение диапазонов размеров частиц бора и вольфрама, в которых основной вклад принадлежит одной из трех сил, связан с двумя причинами. Во-первых, сила адгезии бора в 16 раз больше силы адгезии вольфрама, из-за чего для частиц бора диапазон размеров, для которых сила адгезия является основной удерживающей силой, сдвигается вправо (в сторону больших

размеров). Во-вторых, из-за того, что массовая плотность бора в 8 раз меньше массовой плотности вольфрама, сила тяжести для частиц бора оказывается также в 8 раз меньше силы тяжести для частиц вольфрама. Поэтому для частиц бора диапазон размеров, для которых сила тяжести является основной удерживающей силой, смещается в сторону больших размеров.

Изменение структуры пыли бора при облучении ионами водородной плазмы.

Облучению подвергалась пыль, отожжённая при температуре 400 °С и помещённая в цилиндрическую коробочку из нержавеющей стали диаметром 2 см, высотой 2 мм. Толщина слоя пыли составляла 1,5 мм. Облучение порошка бора проводилось при температуре 550 ± 50 °С ионами водородной плазмы с энергией 3кэВ и плотностью потока 5мА/см^2 в течение 3 часов. Края коробочки ионами на облучались.

Можно полагать, что рисунки 1а и 1б отражают результаты последовательной серии процессов в верхнем слое пыли под действием ионного облучения. Как было показано в предыдущем разделе, ионное воздействие инициирует объединение частиц пыли в комки с размерами до десятков микрон. Их появление приводит к появлению пустот между группами таких комков, наблюдаемых на рисунке 1б, то есть приводит к фрагментации верхнего слоя пыли. Высота кристаллов конической формы равняется в среднем $4 \pm 0,6$ мкм. Высота «постаментов», на вершинах которых наблюдаются кристаллы конической формы, равняется 16 ± 3 мкм.

По аналогии с наблюдавшимся при облучении аморфизированного слоя углеродных атомов, можно заключить, что последующее облучение аморфного приповерхностного слоя фрагментов покрытия стимулирует его модификацию, обеспечиваемую последовательностью следующих процессов. Ионное облучение активизирует кристаллизацию приповерхностного слоя. Атомы поверхности, внедряемые ионами в поверхность, способствуют росту в приповерхностном слое латеральных сжимающих напряжений. Релаксация напряжений проявляется в росте над поверхностью кристаллов и, наконец, придание большей части кристаллов конической формы обеспечивается совместными действиями диффузионных процессом в приповерхностном слое и расплывающим действием облучающих ионов.

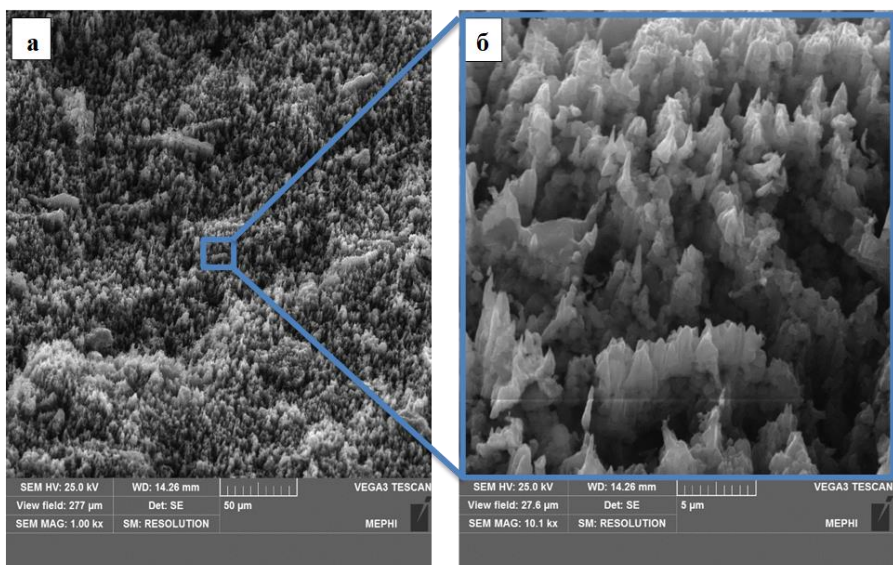


Рисунок 2. Один и тот же участок поверхности ансамбля микроскопических частиц бора после экспозиции ионами водородной плазмы с энергией 3кВ и плотностью потока 5МА/см² в течение 3 часов при температуре пыли бора 550 ± 50 °С .

Литература

- [1] Ohno N. et al. Carbon dust formation from re-deposited layers in high-density hydrogen/helium plasmas in the NAGDIS-II device //Journal of Nuclear Materials. 2005. V. 337–339.P.35-39.
- [2] Крауз В.И. и др. Наноструктуры в установках управляемого термоядерного синтеза// УФН. 2010.Т.180.№10. 1055-1080.
- [3] Plasma-Facing Materials and Components for Fusion Applications, J• ulich, Germany, 11 ± 14 May, 2009 Phys. Scripta T138 014061 (2009) May, 2009 Phys. Scripta T138 014061 (2009)
- [4] Cristescu I R et al. Nucl. Fusion 47 S458 (2007) [8] W. J. Carmack, et. al., Fusion Eng. Des. 51–52 477 (2000).
- [5] G. Riva et al., Nuclear Materials and Energy, 12 (2017) 593–598
- [6] Yakov I. Rabinovich et al., Journal of Colloid and Interface Science 232, 10–16 (2000)

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАСШИРЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ

Предложено теоретическое объяснение аномального ускорения ионов в вакуумных диодах. На базе кинетических уравнений для электронов и ионов и уравнения Пуассона для согласованного электрического поля показан бесстолкновительный электрополевой механизм расширения плазмы катодного факела. В рамках кинетической модели плазмы была рассчитана динамика формирования потоков положительных ионов в плазме катодного факела и детально описан фундаментальный механизм установления сверхтепловых скоростей заряженных частиц. Скорости расширения плазмы катодного факела $(1 - 5) \times 10^6$ см/с, наблюдаемые в вакуумных дугах, могут быть объяснены в рамках бесстолкновительного механизма расширения плазмы.

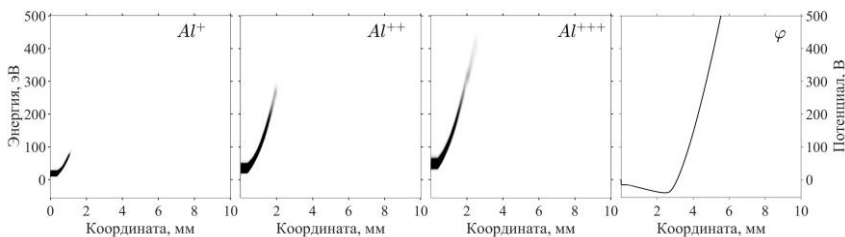


Рисунок 1 – Графики плотности функции распределения ионов Al и мгновенного распределения электрического потенциала в промежутке.

Литература

- [1] Месяц Г.А. Взрывная электронная эмиссия. – М.: Физматлит, 2011. – 280 с.
- [2] Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Коковин А.О., Семенюк Н.С. // Физика плазмы. – 2023. — Т. 49. — № 11. – С. 1170-1177.
- [3] Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Семенюк Н.С., Коковин А.О. // Известия вузов. Физика. – 2023. – Т. 66. – № 6. – С. 83–91.

М.С. КУКУШКИНА^{1, 2}, А.В. КАЗИЕВ², Д.В. КОЛОДКО^{1, 2, 3},
М.М. ХАРЬКОВ², И.Г. РЫКУНОВ^{1, 2}, М.М. ЦВЕНТУХ¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН),
Москва

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

³Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СПОНТАННОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ ДУГОВЫХ РАЗРЯДОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ СО СЛОЯМИ ВОЛЬФРАМОВЫХ НАНОВОЛОКОН

При повышении пристеночного потенциала гелиевой плазмы, воздействующей на поверхность вольфрама, рост наноструктуры волокон вольфрама сменяется распылением, при этом спонтанно (без внешнего триггера) инициируются «пробои» - импульсы взрывной электронной эмиссии [1-3].

Проведены обзорные измерения статистики возникновения дуговых разрядов на поверхности вольфрама при его облучении в гелиевой плазме. Выявлено, что образование дуг, в целом, отличается редкостью и спонтанностью и в большей части диапазона рабочих параметров не наблюдается. Поэтому было принято решение ограничить исходные пределы варьирования параметров облучения до тех областей, в которых хотя бы одно дуговое событие регистрировалось в течение разумного времени эксперимента (1 ч).

С наибольшей вероятностью наблюдалось образование дуг на образцах, обрабатываемых при температуре ~ 1200 К. При этом средний по времени поток ионов гелия мог варьироваться в пределах $2.5 \times 10^{20} - 2.0 \times 10^{21}$ 1/м²/с путем изменения коэффициента заполнения импульсов напряжения смещения в диапазоне 10–80%. Частота следования импульсов была постоянной (1 кГц), а их длительность, соответственно, выбиралась от 100 до 800 мкс. При различных значениях мощности разряда в диапазоне 500–2000 Вт изменение длительности импульса позволяло поддерживать одинаковый средний ток на образец и одинаковую температуру. Варьировалось также напряжение смещения на образце, которое задает энергию бомбардирующих поверхность ионов. Оно составляло от –150 В до –850 В. Определено, что для благоприятные условия для возникновения дуги реализуются при напряжении смещения –800 В и ниже, т.е. при повышенных значениях

энергии ионов гелия. Структуры, вырастающие при повышенном потенциале при фиксированной длительности эксперимента, характеризуются значительно меньшей высотой, однако толщина волокон сохраняется. В этих условиях проведены эксперименты по регистрации дуг во время облучения.

В экспериментах без подключения схемы ограничения тока дуги во время дугового пробоя срабатывала система дугозащиты блока питания, ограничивающая время жизни дуги до ~ 1 мкс. В экспериментах с подключением схемы ограничения тока дуги дугозащита не срабатывала, и временем жизни дуги можно было управлять путем изменения длительности подаваемого импульса. В нашем случае рассматривалась длительность 200 мкс. Таким образом, были измерены осциллограммы тока и напряжения дугового разряда на наноструктурированных W поверхностях с длительностями ~ 1 и 200 мкс.

В первом случае без подключения балластной схемы дуга возникла через 13.5 минут после начала облучения и длилась меньше 1 мкс, амплитуда тока составила ~ 24 А. Время жизни дуги соответствовало времени срабатывания системы дугозащиты. Осциллограмма тока и напряжения приведена на рис. 1.

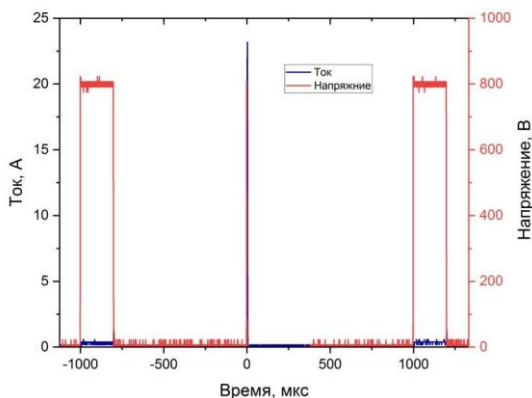


Рисунок 1 – Осциллограмма тока и напряжения «короткой» дуги

Во втором случае работа проводилась с подключенной балластной схемой, дугозащита не срабатывала, и дуга продолжалась целый импульс (~ 200 мкс), выходя на плато при амплитуде тока ~ 6.3 А (рис. 2). Выход тока на плато обусловлен тем, что блок питания работал в режиме стабилизации по току при своем максимально возможном стационарном значении.

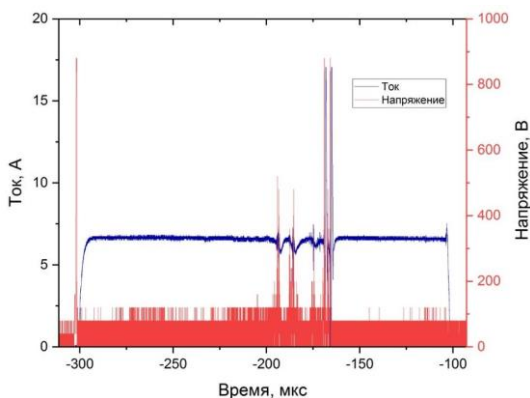


Рисунок 2 – Осциллограмма тока и напряжения «долгой» дуги

До и после обработки образцов в ВЧ-плазме их поверхность анализировалась с помощью СЭМ. Изображения поверхности образца до и после протекания короткого дугового разряда показаны на рис. 3.

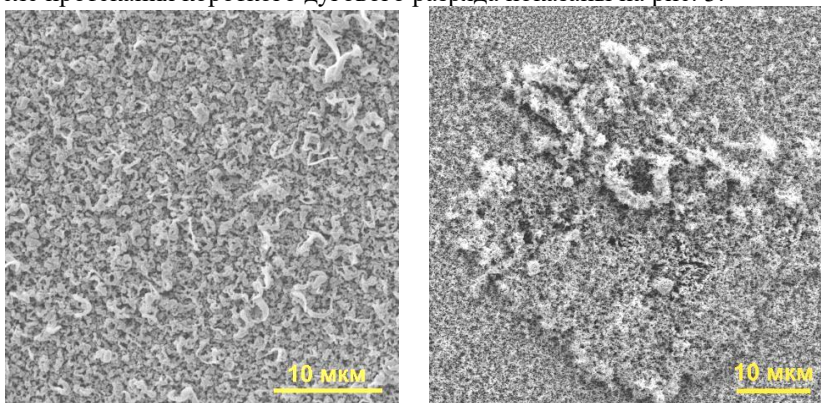


Рисунок 3 – СЭМ изображения поверхности образца до и после протекания короткой дуги (~ 1 мкс)

В первом случае, когда время жизни дуги ограничивалось 1 мкс, после облучения структуры ионами гелия наблюдается характерный кратер диаметром ~ 50 мкм, покрытый вольфрамовым «пухом» в процессе дальнейшего облучения.

Изображение поверхности образца после протекания длинного дугового

разряда показано на рис. 4.

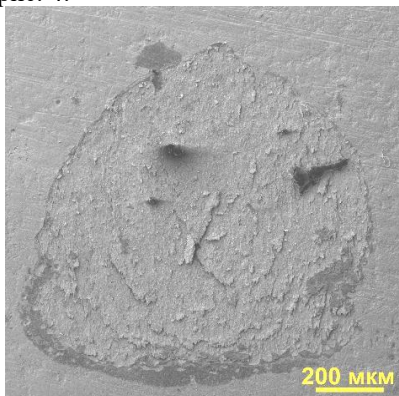


Рисунок 4 – СЭМ изображение поверхности образца после протекания дуги (~ 200 мкс)

Во втором случае на поверхности образца после дугового пробоя масштаб разрушенной области составляет ~ 1 мм.

В отличие от результатов работ на линейном симуляторе NAGDIS-II, в настоящем исследовании дуги возникали гораздо реже, что может объясняться отсутствием в плазме разряда примесей (азот, кислород) в условиях наших экспериментов.

Таким образом, впервые в режиме одиночных импульсов проведены согласованные экспериментальные исследования тока и напряжения в гелиево-вольфрамовой плазме со спонтанным инициированием дугового разряда и микроструктуры возникающего в результате взаимодействия с поверхностью рельефа.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00274.

Литература:

- [1] Kajita S., Noiri Y., Ohno N. 2015 *Phys. Scr.* **90** 095604
- [2] Rongshi Zhang, *et al* 2022 *Nuclear Materials and Energy* **31** 101178
- [3] Tsvetoukh M M 2023 *Phys. Plasmas* **30** 092511

Г.С. ЛОМОНОСОВ^{1*}, М.М. ХАРЬКОВ¹, Д.В. КОЛОДКО¹,
М.С. НОВИКОВ¹, А.В. КАЗИЕВ¹, О.В. ОГОРОДНИКОВА¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва,
Российская Федерация

ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА ИОННЫХ ПОТОКОВ ИЗ ПЛАЗМЫ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА В СРЕДЕ СМЕСЕЙ He/H₂

Одна из проблем термоядерных установок – накопление трития в стенках и в диверторе токамаков, разрушение материала и образование выли в следствии облучения мощными потоками частиц из плазмы. Основные процессы происходящие при взаимодействии плазмы с поверхностью: распыление, захват, со-осаждение, нагрев, образование дефектов и пр. Большинство исследований направлены на изучение процесса накопления топлива и продуктов синтеза в материалах, обращённых к плазме, как основного процесса [1-3]. Однако, в ходе со-осаждения процесс накопление гелия и изотопов водорода меняет свой характер, что обуславливается дополнительным потоком материала стенок токамака. В области дивертора рассчитанная плотность потока нейтралов вольфрама $\sim 3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при суммарном потоке ионов $\sim 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [4]. Исследования захвата дейтерия при осаждении в магнетронном разряде методом термодесорбционной спектроскопии проводились группой Крата [5]

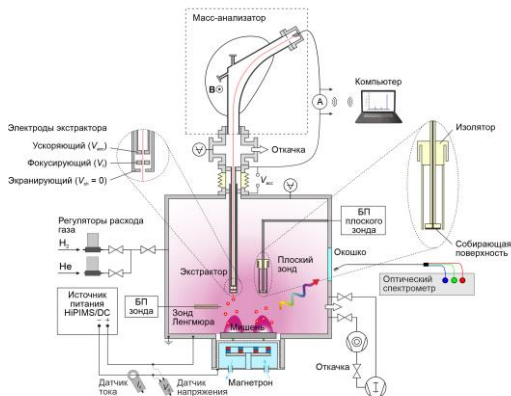


Рис.1. Схема экспериментальной установки для диагностики
импульсного магнетронного разряда

Данная работа проводилась на установке МРК лаборатории «Пинч»,

оснащённой магнитным секторным масс-анализатором для определения ионной фракции потоков в области потенциального расположения подложки, оптико-эмиссионным спектрометром для определения линий свечения вольфрама и одиночным зондом Ленгмюра для измерения параметров плазмы Рис.1.

В работе исследуются потоки ионов из плазмы импульсного магнетронного разряда в среде смесей He/H₂ в соотношении 10/90, 50/50, 75/25. Измерялись электрические характеристики разряда в режиме HiPIMS. Построены зависимости ионных компонент плазмы от длительности импульса разряда Рис.2.

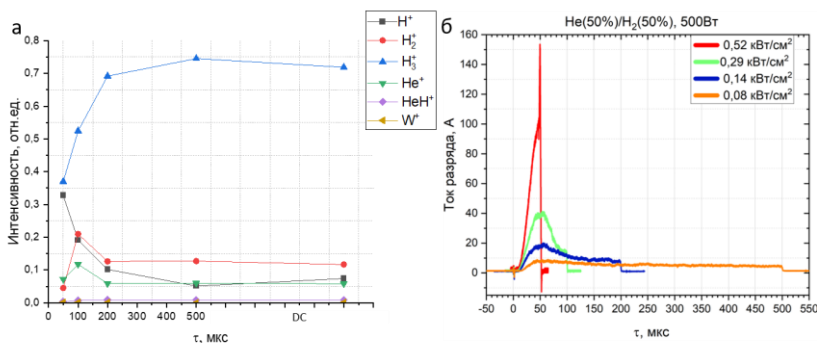


Рис.2. а – соотношение ионных потоков из плазмы импульсного магнетронного разряда при частоте 0,5 кГц, средней мощности разряда 500 Вт и различном времени импульса; б – осциллограммы тока разряда при различной длине импульсов (средней плотности за импульс)

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00203).

Литература

- [1] Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F. et al. // Nucl. Mater. Engin. 2019. V. 20. Art. № 100696;
- [2] Bachmann C., Arbeiter F., Boccaccini L.V., Coleman M. et al. // Fus. Engin. Des. 2016. V. 112. P.527;
- [3] Shin Kajita a, Naoaki Yoshida, Noriyasu Ohno // Nucl. Mater. Engin. 2020. V. 25. Art. № 100828;
- [4] K. Schmid1, K. Krieger1 // Nucl. Fusion 2015. V.55 053015 ;
- [5] Krat, S.A. et al., // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2022. 86(5), P. 521:525.

СОДЕРЖАНИЕ

Л.Н. ХИМЧЕНКО

*НЕУЧТЁННЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ПЕРВОЙ
СТЕНКОЙ И ДИВЕРТОРНЫМИ ПЛАСТИНАМИ ПРИ
ПРОЕКТИРОВАНИИ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА10*

В.П. БУДАЕВ

*К ВОПРОСУ О ВЫБОРЕ МАТЕРИАЛОВ ТЕПЛОЗАЩИТНОЙ
ОБЛИЦОВКИ ВНУТРИКАМЕРНЫХ КОМПОНЕНТОВ ГИБРИДНОГО
ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН.....13*

А.А. ПИСАРЕВ

СМАЧИВАНИЕ ЛИТИЕМ МЕТАЛЛОВ, ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ 17

Я.А. ВАСИНА, В.Б. ЛАЗАРЕВ, С.В. МИРНОВ, А.Н. ЩЕРБАК,
Н.Т. ДЖИГАЙЛО, Н.П. ПЕТРОВА, Ю.В. Петров, П.А. АНТОНОВ,
А.В. ЗОРИН, А.С. ПРИШВИЦЫН, В.А. МОРОЗОВ, В.А. БАРСУК

*РЕСУРСНЫЕ ИСПЫТАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЛИТИЕВОГО
ЛИМИТЕРА С ВНЕШНЕЙ ПОДАЧЕЙ ЛИТИЯ НА ТОКАМАКЕ Т-11М ...22*

С.С. АНАНЬЕВ

*ВОПРОСЫ СОГЛАСОВАНИЯ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ
ТОКАМАКА (ОТКАЧКИ, ИНЖЕКЦИИ, ОБРАБОТКИ ГАЗА) С
ПАРАМЕТРАМИ ПЛАЗМЫ И ПРОЦЕССАМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ25*

И.И. АРХИПОВ, С.А. ГРАШИН, А.В. ЛУКАШЕВИЧ

*ОБРАЗОВАНИЕ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ПОДГОТОВКЕ
ТОКАМАКА Т-15МД К ПРОВЕДЕНИЮ РАБОЧИХ РАЗРЯДОВ.....28*

С.А. КРАТ, А.С. ПРИШВИЦЫН, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ

ИЗОТОПНЫЙ ЭФФЕКТ В НАКОПЛЕНИИ ВОДОРОДА В

<i>ОСАЖДЁННЫХ ИЗ ПЛАЗМЫ ВОЛЬФРАМОВЫХ СЛОЯХ</i>	30
П.Ю. ПИСКАРЕВ, А.А. ГЕРВАШ, Д.А. ГЛАЗУНОВ, Е.В. ОКУНЕВА, С.В. БОБРОВ, Р.В. РУЛЕВ, В.В. РУЗАНОВ, И.В. МАЗУЛЬ, В.А. ВАСИЛЬЕВ, Д.В. ЛЯНЗБЕРГ, А.В. ЛАПИН, А.Б. ПУТРИК	
<i>ВЫСОКОНАГРУЖЕННЫЕ ПАНЕЛИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ИТЭР: ОТ МАЛЫХ МАКЕТОВ ДО ПОЛНОМАСШТАБНОГО ПРОТОТИПА</i>	31
О.В. ОГОРОДНИКОВА, З.Р. АРУТЮНЯН, А.С. УМЕРЕНКОВА, А.А. НИКИТИН, С.В. РОГОЖКИН, Ю.М. ГАСПАРЯН, Э. САЛ, К. ГАРСИЯ-РОЗАЛЕС	
<i>ЗАХВАТ ДЕЙТЕРИЯ В РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ В W И W-Cr-Y</i>	35
В.Л. БУХОВЕЦ, А.Е. ГОРОДЕЦКИЙ, Р.Х. ЗАЛАВУТДИНОВ, А.Г. РАЗДОБАРИН, И.Б. ТЕРЕЩЕНКО, Е.Е. МУХИН	
<i>АДГЕЗИОННАЯ ПРОЧНОСТЬ ЗАЩИТНОЙ ПЛЕНКИ МАКЕТОВ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ В УСЛОВИЯХ АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЙ В ИТЭР</i>	39
А.Н. ЗИНОВЬЕВ, П.Ю. БАБЕНКО, В.С. МИХАЙЛОВ	
<i>ПОРОГИ РАСПЫЛЕНИЯ ПРИ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ</i>	41
С.Н. ТОМИЛОВ, М.Н. СВИРИДЕНКО, Ю.С. СТРЕБКОВ	
<i>РАЗРАБОТКА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПОЛНОМАСШТАБНОГО ПРОТОТИПА НЕСУЩЕЙ КОНСТРУКЦИИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ИТЭР</i> ...	45
С.А. КОЗЛОВ, М.Н. СВИРИДЕНКО, И.И. ПОДДУБНЫЙ, С.Э. ХОМЯКОВ, А.Б. ПУТРИК	
<i>РЕЗУЛЬТАТЫ КВАЛИФИКАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СОЕДИНИТЕЛЕЙ БЛАНКЕТА ИТЭР</i>	49
Р.И. ХУСНУТДИНОВ, Н.Е. ЕФИМОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.Б. КУКУШКИН	
<i>ПРИМЕНЕНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ VM1D2V ДЛЯ ОЦЕНКИ</i>	

<i>РАСПЫЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТЕРМОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ</i>	53
В.С. МИХАЙЛОВ, П.Ю. БАБЕНКО, А.П. ШЕРГИН, А.Н. ЗИНОВЬЕВ <i>РАСПЫЛЕНИЕ СТЕНКИ ИЗ БЕРИЛЛИЯ И ВОЛЬФРАМА БЫСТРЫМИ АТОМАМИ D И T В ТОКАМАКЕ ИТЭР</i>	57
В.В. КУЛАГИН, Ю.М. ГАСПАРЯН <i>МОДЕЛИРОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ВОЛЬФРАМЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ</i>	61
В.А. ИВАНОВ, М.Е. КОНЬЖЕВ, Т.И. КАМОЛОВА, А.А. ДОРОФЕЮК, С.Н. САТУНИН <i>РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ В ПЛАЗМЕ</i>	65
О.С. МЕДВЕДЕВ, А.Г. РАЗДОБАРИН, Е.В. СМИРНОВА, Д.И. ЕЛЕЦ, Л.А. СНИГИРЕВ, А.Н. НОВОХАЦКИЙ <i>ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ИЗОТОПНОГО СОСТАВА УГЛЕВОДОРОДНЫХ ОСАЖДЕНИЙ НА ЭЛЕМЕНТАХ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2</i>	69
Е.Д. ВОВЧЕНКО, Ю.М. ГАСПАРЯН, М.В. ГРИШАЕВ, Н.Е. ЕФИМОВ, Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ <i>РАЗВИТИЕ LIBS ДЛЯ АНАЛИЗА СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТОКАМАКА</i>	73
П.С. ПРУСАЧЕНКО, А.Ф. ГУРБИЧ, Т.Л. БОБРОВСКИЙ, М.В. БОХОВКО <i>ВОЗМОЖНОСТИ И ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДОВ ЯДЕРНОГО МИКРОАНАЛИЗА В АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МАТЕРИАЛОВ ПЕРВОЙ СТЕНКИ</i>	77
А.А. СТЕПАНЕНКО, Ю.М. ГАСПАРЯН	

<i>ЭФФЕКТЫ РАЗМЕРНОСТИ ПРИ АНАЛИЗЕ ДАННЫХ ЛАЗЕРНОЙ ТЕРМОДЕСОРБЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ</i>	78
Л.А. ВАРШАВЧИК, В.А. БОЧАРНИКОВ, Е.А. СТАРОВОЙТОВ, Д.Д. ГАЛИЦЫН, С.А. НИКИТЕНКО, Е.Е. МУХИН <i>МОДЕЛИ РАСЧЕТА САМОСОГЛАСОВАННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЕМКОСТНОМ ВЧ РАЗРЯДЕ</i>	79
В.В. КУЛАГИН, М.М. ЦВЕНТУХ <i>ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ СО СЛОЯМИ НАНОВОЛОКОН ВОЛЬФРАМА</i>	81
В.В. УГЛОВ, В.А. СКУРАТОВ, И.А. ИВАНОВ, И.В. САФРОНОВ, К. ДЖИН, А.Е. КУРАХМЕДОВ, Б.С. АМАНЖУЛОВ, М.В. КОЛОБЕРДИН <i>ВСЕГДА ЛИ ЭФФЕКТИВНА СТРАТЕГИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО КОНЦЕНТРИРОВАННОГО СПЛАВА В ПОДАВЛЕНИИ РАДИАЦИОННОГО РАСПУХАНИЯ: СРАВНЕНИЕ HfNbTiZr И V-4Cr-4Ti</i>	85
В.И. ШИМАНСКИЙ, А.С. ДОВГАЛЮК, В.В. УГЛОВ, В.М. АСТАШИНСКИЙ, А.М. КУЗЬМИЦКИЙ <i>ФОРМИРОВАНИЕ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ВОЛЬФРАМА С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ КОМПРЕССИОННЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ</i>	89
Н.Н. ЧЕРЕНДА, Д.А. БРОНОВ, В.М. АСТАШИНСКИЙ, А.М. КУЗЬМИЦКИЙ <i>СТРУКТУРА АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ, ПОДВЕРГНУТОЙ ВОЗДЕЙСТВИЮ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ</i>	93
Н.С. ПОПОВ, А.Н. СУЧКОВ, В.О. КИРИЛЛОВА, М.Ю. ЖАРКОВ, А.В. ВЕРТКОВ <i>РАЗРАБОТКА КОМПОЗИТА WFe КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ СТРУКТУР</i>	97

Р.Х. ХИСАМОВ, Н.Н. АНДРИАНОВА, А.М. БОРИСОВ,
М.А. ОВЧИННИКОВ, И.И. МУСАБИРОВ, Р.Р. ТИМИРЯЕВ,
Р.Р. МУЛЮКОВ

*ПОЛУЧЕНИЕ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ
ОБРАЗЦОВ ВОЛЬФРАМА С УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОЙ
СТРУКТУРОЙ* 99

О.Н. ПАВЛОВ, А.В. ЛУБЕНЧЕНКО, Д.А. ИВАНОВ, Д.С. ЛУКЪЯНЦЕВ,
В.П. БУДАЕВ, С.Д. ФЕДОРОВИЧ, О.И. ЛУБЕНЧЕНКО

*АНАЛИЗ СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМОВЫХ ОБРАЗЦОВ
ПОСЛЕ ПЛАЗМЕННЫХ ИСПЫТАНИЙ* 103

Е.В. СМИРНОВА, О.С. МЕДВЕДЕВ, А.Г. РАЗДОБАРИН, Д.И. ЕЛЕЦ,
Л.А. СНИГИРЕВ, А.А. ЛЕВИН

*СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ПЛЁНОК ВОЛЬФРАМА ПРИ ОСАЖДЕНИИ
В АТМОСФЕРЕ ДЕЙТЕРИЯ* 105

А.С. УМЕРЕНКОВА, З.Р. АРУТЮНЯН, Ю.М. ГАСПАРЯН, В.С. ЕФИМОВ,
О.В. ОГОРОДНИКОВА, Н. ОСТОЙИЧ

*ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНОВ НА ЗАМЕЩЕНИЕ ИЗОТОПОВ ГЕЛИЯ В
ВОЛЬФРАМЕ* 109

В.П. АФАНАСЬЕВ, Л.Г. ЛОБАНОВА

*ПОЛНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ ЭНЕРГИИ И ЧАСТИЦ
ЛЕГКИХ ИОНОВ ОТ СЛОИСТО НЕОДНОРОДНЫХ МИШЕНЕЙ* 111

В.П. АФАНАСЬЕВ, В.П. БУДАЕВ, Л.Г. ЛОБАНОВА,
М.А. СЕМЕНОВ – ШЕФОВ, С.Д. ФЕДОРОВИЧ

*АНАЛИЗ ОБРАЗЦОВ МПГ-8, ПОДВЕРГШИХСЯ ПЛАЗМЕННОЙ
ОБРАБОТКЕ, МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ
СПЕКТРОСКОПИИ* 115

Н.Н. АНДРИАНОВА, А.М. БОРИСОВ, Е.А. ВОРОБЬЕВА,
М.А. ОВЧИННИКОВ, В.В. СЛЕПЦОВ, Р.А. ЦЫРКОВ

*ЭФФЕКТЫ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ ГРАФИТА ПРИ ВЫСОКИХ
ФЛЮЕНСАХ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ ГЕЛИЯ С ЭНЕРГИЕЙ 30 кэВ.... 119*

Е.Д. ФЕДУЛАЕВ, И.М. ПОЗНЯК, В.А. БАРСУК, Д.А. ТОПОРКОВ,
В.Ю. ЦЫБЕНКО, З.И. НОВОСЕЛОВА, Е.З. БИРЮЛИН, И.А. АЛЯБЬЕВ,
В.С. ЕФИМОВ

*ЗАХВАТ ДЕЙТЕРИЯ В ВОЛЬФРАМ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ
ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ МКТ..... 123*

Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, Н.А. ПУНТАКОВ, А.В. ГРУНИН

*ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЕ НА ПИРОЛИТИЧЕСКИЙ
ГРАФИТ И УГЛЕРОДНЫЕ ВОЛОКНА 125*

Ю.И. ЛИТВИНЕНКО, К.М. ГУТОРОВ

*ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭРОЗИИ ЭЛЕКТРОДОВ
НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЕННОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ КСПУ.. 128*

Е.Н. СТАНКЕВИЧ, А.М. ЗАХАРОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ

*ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА АНСАМБЛЬ
МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ БОРА 131*

В.Ю. КОЖЕВНИКОВ, А.В. КОЗЫРЕВ, Н.С. СЕМЕНЮК, А.О. КОКОВИН*

*КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАСШИРЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМНОМ
ДИОДЕ..... 137*

М.С. КУКУШКИНА, А.В. КАЗИЕВ, Д.В. КОЛОДКО, М.М. ХАРЬКОВ,
И.Г. РЫКУНОВ, М.М. ЦВЕНТУХ

*ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СПОНТАННОГО
ИНИЦИИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ ДУГОВЫХ РАЗРЯДОВ ПРИ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ СО СЛОЯМИ
ВОЛЬФРАМОВЫХ НАНОВОЛОКОН..... 138*

Г.С. ЛОМОНОСОВ, М.М. ХАРЬКОВ, Д.В. КОЛОДКО, М.С. НОВИКОВ,
А.В. КАЗИЕВ, О.В. ОГОРОДНИКОВА

*ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА ИОННЫХ ПОТОКОВ ИЗ ПЛАЗМЫ
МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА В СРЕДЕ СМЕСЕЙ He/H₂.....142*

**МАТЕРИАЛЫ
XXVII КОНФЕРЕНЦИИ**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 24-25 января 2024 г.

Подписано в печать 24.01.2024. Формат 60x84 1/16.
Уч.-изд. л. 9,00. Печ. л. 9,00. Изд. № 004-3.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
115409, Москва, Каширское ш., 31.